

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA**

Alexandre Zabot

DISCOS DE POEIRA EM TORNO DE ANÃS BRANCAS

Florianópolis

2011

Alexandre Zobot

DISCOS DE POEIRA EM TORNO DE ANÃS BRANCAS

Tese submetida ao Curso de Pós-Graduação em Física para a obtenção do Grau de Doutor em Física.

Orientador: Prof. Dr. Antonio Nemer Kanaan Neto

Florianópolis

2011

Catálogo na fonte pela Biblioteca Universitária
da
Universidade Federal de Santa Catarina

Z12d Zobot, Alexandre Miers
Discos de poeira em torno de anãs brancas [tese] /
Alexandre Miers Zobot ; orientador, Antônio Nemer Kanaan Neto.
- Florianópolis, SC, 2011.
157 p.: il., grafs., tabs.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa Catarina,
Centro de Ciências Físicas e Matemáticas. Programa de Pós-
Graduação em Física.

Inclui referências

1. Física. 2. Matéria interestelar. 3. Anãs brancas.
4. Astrofísica. 5. Monte Carlo, Método de. I. Kanaan Neto,
Antonio Nemer. II. Universidade Federal de Santa Catarina.
Programa de Pós-Graduação em Física. III. Título.

CDU 53

Alexandre Zabot

DISCOS DE POEIRA EM TORNO DE ANÃS BRANCAS

Esta Tese foi julgada aprovada para a obtenção do Título de “Doutor em Física”, e aprovada em sua forma final pelo Curso de Pós-Graduação em Física.

Florianópolis, 6 de abril 2011.

Prof. Roberto Cid Fernandes Junior, Dr.
Coordenador do Curso

Banca Examinadora:

Prof. Antonio Nemer Kanaan Neto, Dr.
Orientador
UFSC

Prof. Abílio Mateus Junior, Dr.
UFSC

Prof. Alex Cavaliéri Carciofi, Dr.
IAG/USP

Prof. Fabricio Ferrari, Dr.
FURG

Prof. Kepler de Souza Oliveira Filho, Dr.
UFRGS

Prof. Roberto Cid Fernandes Junior, Dr.
UFSC

A Deus.

À minha linda, Cristiane.

Aos nossos amados filhos Pedro e André e
os próximos que Deus nos confiar.

Aos meus pais, Onévio e Ângela.

AGRADECIMENTOS

A Deus, por Sua presença constante na minha vida.

À minha esposa, Cristiane, por sua infinita paciência, bom humor, apoio e otimismo. Sempre que duvidei, ela acreditou. Ao meu primogênito Pedro que me dá forças através de um simples sorriso ou choro. Ao André, que nasce quase junto com esta Tese, mas já enche meu coração de alegria e empolgação para trabalhar. Aos meus pais, Onévio e Ângela, e meu irmão Paulo que sempre me incentivaram a estudar e demonstraram orgulho de mim, mesmo sem grandes motivos para isso.

Aos professores do Grupo de Astrofísica da UFSC (GAS), Antonio, Cid e Raymundo, pela maravilhosa oportunidade de estudar e trabalhar com todos vocês. Aprendi demais com cada um. Em especial, por esta Tese, devo agradecer ao Antonio pela gigantesca compreensão e paciência. Não foram raros os momentos em que o trabalho só pôde continuar devido à sua amizade. Certamente soube superar com lucidez muitos desafios, de todos os tipos. Sem sua ajuda, eu não teria conseguido.

Aos grandes amigos, Diogo, Beck, Kroetz, Marcelo, Rafael e Tiago. Aos amigos do GAS, Bernardo, China, Fábio, Filipe, Luciano e William. Novamente ao Rafael e seus pais, por terem me hospedado inúmeras vezes. Aliás, ao Filipe também! Aos colegas da UFFS. Aos amigos e irmãos na fé, João Carlos, Pe. Flávio, Ricardo, Jorge, Pablo, Wagner e Larissa na figura de toda comunidade Arca da Aliança. O apoio, orações e incentivos de todos vocês foi muito importante.

Um agradecimento muito especial é devido ao professor Alex Carciofi (IAG/USP), que me ajudou imensamente na parte do MCRT. Ao professor Kepler de Souza Oliveira (UFRGS) pelas variadas e instrutivas discussões sobre anãs brancas. Ao professor Léo Girardi (OPAd/INAF) pela oportunidade de trabalhar com o TRILEGAL e aprender sobre populações estelares na Galáxia. E, enfim, aos professores Detlev Koester (University of Kiel), Don Winget (University of Texas), Paola D'Alessio (CRYA/UNAM), Shashi Kanbur (OSWEGO) e William Reach (CALTECH) por todas as conversas e ajuda que me deram.

Aos professores do Departamento de Física da UFSC, em parti-

cular Teodósio Kroin, Carlos Kuhnen, Sérgio Michelin, Marcus Benghi, Frederico Cruz e Sonia Cruz, por terem sido grandes mestres na graduação e na pós-graduação.

Para finalizar, agradeço ao apoio financeiro do CNPq nos três primeiros anos do doutorado. Agradeço também a UFFS pelo apoio para viajar e dar continuidade no projeto de doutorado. Um reconhecimento especial a toda comunidade de *software* livre, em particular aos desenvolvedores do *Matplotlib* e do *Numpy*, bem como o Carlos Rocha e o Roberto Simoni que desenvolveram o *template* L^AT_EX que usei nesta tese e me ajudaram muito solucionando diversas dúvidas.

O céu manifesta a glória de Deus, e o firmamento proclama a obra das suas mãos. São grandes as obras do Senhor, dignas de estudo para quem as ama.

Salmos 19,2; 111,2

RESUMO

Por serem objetos compactos, anãs brancas têm gravidades superficiais que chegam a ser 10^4 vezes superiores à do Sol. Qualquer atmosfera sob um campo gravitacional tão intenso sofre uma estratificação dos seus elementos químicos. Os metais afundam na atmosfera em escalas de tempo curtas quando comparadas com o tempo de resfriamento do objeto. Valores típicos são de 10^2 anos para atmosferas compostas de Hidrogênio e 10^5 anos para atmosferas de Hélio (Jura, 2008; von Hippel; Thompson, 2007; Paquette et al., 1986).

Não obstante esta expectativa teórica, há muito tempo já se conhece anãs brancas com atmosferas ricas em metais. Hoje, com o *Sloan Digital Sky Survey*, o número já se aproxima de duas centenas (Dufour et al., 2010). Como a escala de tempo para os elementos pesados afundar é curta, é preciso que haja uma deposição contínua de matéria sobre a estrela para manter a metalicidade observada. Jura et al. (2009) estimam um valor típico de 10^{18} g/s. É um valor alto, que só pode ser explicado pela queda de um asteroide ou pequeno planeta, que seria destruído por forças de maré e formaria um disco de poeira que seria acrescido sobre a estrela (Farihi et al., 2010).

Estes discos devem espalhar, absorver e reemitir luz da Anã Branca. No momento são conhecidos cerca de duas dezenas de objetos que apresentam um excesso de emissão no infravermelho próximo. Esta é uma evidência fortíssima para a presença de um disco de poeira, que reemite nesta faixa. No entanto, quase todos os estudos realizados até o momento limitaram-se a procurar estudar o disco somente pela sua assinatura de emissão no infravermelho.

Neste trabalho mostramos que é possível obter importantes vínculos observacionais no ultravioleta próximo e no óptico. Nestas faixas espectrais podemos detectar a absorção do disco quando ele obscurece a estrela ou luz espalhada por ele. Nossa abordagem se desenvolveu em duas frentes. A primeira é um tratamento analítico do problema. A segunda é numérica, através de técnicas de Transferência Radiativa por Monte Carlo. Ambas as técnicas concordam entre si nos limites físicos esperados e preveem que é possível obter parâmetros físicos do sistema através de espectroscopia e polarização.

Palavras-chave: Discos de Poeira. Anãs Brancas. Transferência Radiativa. Monte Carlo.

ABSTRACT

Because white dwarfs are compact objects they have surface gravities up to 10^4 times the Sun gravity. Any atmosphere under such strong gravitational field suffer a stratification of its chemical elements. The metals sink in the atmosphere in short time scales compared with the cooling time of the object. Typical values are around 10^2 years to hydrogen composed atmospheres and 10^5 years to helium atmospheres (Jura, 2008; von Hippel; Thompson, 2007; Paquette et al., 1986).

In view of this one would expect very few white dwarfs to present metal lines in their spectra. However, many white dwarfs with metal rich atmospheres have been known for decades. After the Sloan Digital Sky Survey, this number rose to two hundred (Dufour et al., 2010). As the time scale for the heavy elements to sink is so short, there must be a continuous deposition of material onto the star to keep the observed metallicity. Jura et al. (2009) estimate a typical value of 10^{18} g/s. It is a high value that can only be explained by a falling asteroid or small planet, which would be destroyed by tidal forces and form a disk of dust that would be accreted onto the star (Farihi et al., 2010).

These discs should scatter, absorb and re-emit light of the white dwarf. Currently there are about twenty known objects that have an excess emission in the near infrared. This is a very strong evidence for the presence of a disk of dust, which re-emits in this wavelength range. However, almost all studies to date, limited their scope studying the disk signature only in the infrared.

In this work we show that it is possible to obtain important observational constraints in the near ultraviolet and the optical. In these spectral ranges we can detect the disc absorption when the disc obscures the star or scatters its light. Our approach is developed in two ways. The first is an analytical treatment of the problem. The second approach is numerical, using techniques of Monte Carlo Radiative Transfer. Both techniques agree with each other in the expected physical limits and predict that it is possible to obtain physical parameters of the system by spectroscopic and polarization observations.

Keywords: Debris Disks. White Dwarfs. Radiative Transfer. Monte Carlo.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1	Tipos espectrais das anãs brancas	28
Figura 2	Massas das anãs brancas segundo Kepler et al. (2007) . .	30
Figura 3	IFMR calculada por Williams (2007)	33
Figura 4	Taxas de acréscimo para 38 DAZs.	38
Figura 5	Modelo de disco usado por Jura et al. (2007)	41
Figura 6	Espectro teórico de Jura et al. (2007)	42
Figura 7	Ajuste espectral em G29-38 por Reach et al. (2005)	43
Figura 8	Discos Gasosos e de Poeira de Melis et al. (2010)	45
Figura 9	Tripleto de CaII em duplo pico por Gänsicke et al. (2006)	46
Figura 10	Projeções possíveis para o disco de poeira	53
Figura 11	Aumento da magnitude por obscurecimento do disco . . .	55
Figura 12	Razão esperada entre espectros.	59
Figura 13	Razão esperada entre espectros.	60
Figura 14	Efeitos do disco de poeira e parâmetros diferentes	62
Figura 15	Algoritmo de MCRT	67
Figura 16	Trajectoria de um fóton no MCRT	68
Figura 17	Lançamento de Fóton	69
Figura 18	Espalhamento de um fóton.	71
Figura 19	Elipse de Polarização.	73
Figura 20	Verificação do MCRT	77
Figura 21	Verificação do MCRT	78
Figura 22	τ para um disco em torno de uma Anã Branca	80
Figura 23	MCRT para um disco em torno de uma Anã Branca	81
Figura 24	MCRT para um disco em torno de uma Anã Branca	82
Figura 25	MCRT para um disco em torno de uma Anã Branca	83
Figura 26	MCRT para um disco em torno de uma Anã Branca	84
Figura 27	Figura 3.3 de Herpich (2011)	87
Figura 28	Figura 3.7 de Herpich (2011)	88
Figura 29	Figura 4.55 de Herpich (2011)	89
Figura 30	Figura 4.61 de Herpich (2011)	89
Figura 31	Distribuições de Intensidade de Espalhamento	110
Figura 32	Função $\xi(\chi)$ para três leis de espalhamento	111

Figura 33 Comparação entre Métodos de Amostragem 113

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	Lista de anãs brancas com excesso no infravermelho	48
Tabela 1	Continuação	49
Tabela 2	Solução analítica de Chandrasekhar (1950)	76
Tabela 3	Parâmetros das simulações com MCRT	79
Tabela 4	Espectroscopia no Goodman/SOAR	86
Tabela 5	Polarimetria no RC Spectrograph/Blanco	87
Tabela 6	Comparação de velocidades	112

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

DA	Anã Branca com linhas de Hidrogênio	27
DB	Anã Branca com linhas de He I	27
DO	Anã Branca com linhas de He II	27
DC	Anã Branca com espectros contínuos	27
DQ	Anã Branca com linhas de Carbono	27
DZ	Anã Branca com atmosfera de He rica em metais	27
SDSS	<i>Sloan Digital Sky Survey</i>	29
IFMR	<i>Initial to Final Mass Relation</i>	29
DAV	Anã Branca DA pulsante	34
DBV	Anã Branca DA pulsante	34
DOV	Anã Branca DO pulsante	34
DQV	Anã Branca DQ pulsante	34
DAZ	Anã Branca com atmosfera de H rica em metais	37
MCRT	<i>Monte Carlo Radiative Transfer</i>	65

LISTA DE SÍMBOLOS

M_{crit}	Massa Crítica.....	27
M_{\odot}	Massa do Sol.....	27
T_{eff}	Temperatura Efetiva.....	44
R_{wd}	Raio da Anã Branca.....	51
p	Fração de área obscurecida da estrela.....	54
ξ_{ν}	Fração do fluxo obscurecido da estrela.....	56
τ	Profundidade óptica.....	57
τ_0	Profundidade óptica quando $Q_{\nu}^{\text{ext}} = 1$	57

SUMÁRIO

1 ANÃS BRANCAS	27
1.1 INTRODUÇÃO	27
1.2 PROPRIEDADES E CLASSIFICAÇÃO	27
1.3 RELAÇÃO INICIAL-FINAL DE MASSA	29
1.4 ANÃS BRANCAS COMO FERRAMENTAS	32
2 DISCOS DE POEIRA	37
2.1 LISTA DE OBJETOS CONHECIDOS	44
3 EFEITOS DE DISCOS DE POEIRA EM TORNO DE ANÃS BRANCAS	51
3.1 DISCO OPACO	51
3.2 DISCO DE POEIRA OPTICAMENTE FINO	56
3.3 TESTE OBSERVACIONAL	61
3.3.1 Determinação dos Parâmetros	63
4 SOLUÇÃO NUMÉRICA POR MONTE CARLO	65
4.1 INTRODUÇÃO	65
4.2 MONTE CARLO	67
4.2.1 Emissão	68
4.2.2 Movimento	70
4.2.3 Interação	70
4.2.4 Detecção	74
4.3 VERIFICAÇÃO	75
4.4 RESULTADOS	79
5 CONCLUSÕES GERAIS E PERSPECTIVAS	85
5.1 CONCLUSÕES	85
5.2 TESTES OBSERVACIONAIS	86
5.3 FUTURO	90
REFERÊNCIAS	93
APÊNDICE A – Amostragem de distribuições de probabilidade	103
ANEXO A – Artigos Publicados	117

1 ANÃS BRANCAS

1.1 INTRODUÇÃO

Tornar-se uma anã branca é o fim mais provável de uma estrela. Estrelas com massas inferiores a $\sim 8M_{\odot}$ (chamada de *Massa Crítica* M_{crit}) (Weidemann; Koester, 1983) perdem massa por ventos durante sua vida na sequência principal e depois, nas fases finais da evolução estelar ejetam suas camadas externas que restaram. O núcleo que sobra se torna uma anã branca. Como a grande maioria das estrelas nasce com menos de $8M_{\odot}$, entre 95% a 98% das estrelas terminam seus dias como uma anã branca (Kepler; Bradley, 1995; Koester, 2002). O pouco que sobra se torna estrelas de nêutrons ou buracos negros. Este valor para M_{crit} é determinado observacionalmente de vários modos, como por exemplo através da taxa de explosão de supernovas (van den Bergh; Tammann, 1991) ou a contagem de anãs brancas em aglomerados, como fizeram Koester e Reimers (1981, 1985) e Reimers e Koester (1982, 1988).

Hoje em dia as anãs brancas, além de serem um tópico ativo de pesquisa, são também consideradas como ferramentas para muitas áreas da física. Sem dúvida, o motivo é o bom conhecimento físico que temos destes objetos (quanto comparado a outros, claro). De fato, é vasto tudo o que já foi estabelecido nesta área. Apesar disso, para este trabalho, vale ressaltar apenas alguns aspectos mais fundamentais, a saber, sobre os espectros, distribuição de massas, raios e temperaturas dessas estrelas.

1.2 PROPRIEDADES E CLASSIFICAÇÃO

A classificação das anãs brancas é feita espectroscopicamente. Sem entrar em grandes detalhes, é possível distinguir 6 grandes grupos. As que só apresentam linhas de hidrogênio no espectro (DAs), que representam 80% das anãs brancas, as que não têm hidrogênio mas têm He I (DBs) e as que têm He II (DOs). Tem-se ainda as que têm espectros contínuo, sem linhas (DCs), com linhas de carbono (DQs) e com atmosfera de hélio e linhas de metais (DZs), principalmente cálcio (Sion et al., 1983). A figura 1 tem uma amostra de cada tipo de espectro.

Em um estudo recente Kepler et al. (2007) usaram uma grande quantidade de dados para calcular as distribuições dos parâmetros físicos de anãs brancas de campo. Os dados de mais de 7600 destas estrelas

foram obtidos com o *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS). Nesse artigo os autores aprimoraram resultados anteriores com uma estatística mais ampla. Confirmaram que a distribuição de massas das anãs brancas é, grosso modo, bimodal. As estrelas com atmosferas de hélio são, em média, mais massivas que as de hidrogênio. Um histograma pode ser visto na figura 2 e ajustes de gaussianas nos histogramas fornecem:

$$\langle M \rangle_{DA} = 0.593 \pm 0.016 M_{\odot} \quad (1.1)$$

$$\langle M \rangle_{DB} = 0.711 \pm 0.009 M_{\odot} \quad (1.2)$$

Apesar de terem massas da ordem da massa solar, os raios típicos das anãs brancas são bem menores do que o raio do Sol. Tipicamente centenas de vezes menores. São objetos bastante compactos que têm um núcleo eletronicamente degenerado e densidades que vão de 10^6 a 10^9 g/cm³. Por terem uma atmosfera fina e um núcleo descrito pela física dos férmions, que obedecem o princípio de exclusão de Pauli, já em 1933 Chandrasekhar pôde determinar uma relação massa-raio para as anãs brancas que é bem aceita até hoje. Em conjunto com toda sua obra este trabalho lhe rendeu um prêmio Nobel em física cinquenta anos mais tarde.

As temperaturas das anãs brancas variam muito, por mais de uma ordem de grandeza. Hoje conhece-se desde anãs brancas tão frias quanto ~ 4000 K até mais quentes que ~ 100000 K (Gyuk et al., 2007; Hansen; Liebert, 2003; Rauch; Werner, 2007). Naturalmente, devido à própria natureza destas estrelas, estes limites não são bem definidos. É difícil marcar um ponto exato em que uma anã branca nasce e, claro, elas nunca se extinguem. Vão, sim, se esfriando eternamente, tal que a temperatura da estrela mais fria é uma função da idade do universo e tem sido, de fato, utilizada para fazer este cálculo.

1.3 RELAÇÃO INICIAL-FINAL DE MASSA

Quando uma estrela nasce, sua característica mais importante é a massa. Praticamente sozinha ela define o tempo de vida da estrela, sua temperatura, raio e luminosidade. Além disso, decreta de que forma a estrela morrerá e se irá transformar-se em uma anã branca ou não. A massa da anã branca gerada depende da massa da progenitora. Esta dependência é conhecida como Relação Inicial-Final de Massa (IFMR, do inglês *Initial to Final Mass Relation*).

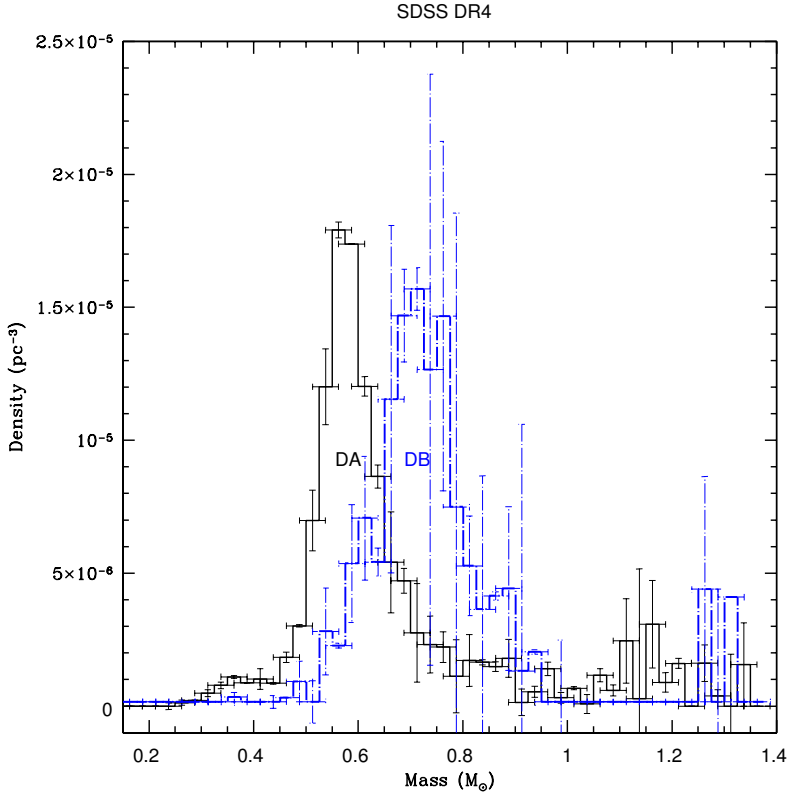


Figura 2 – Histogramas com as distribuições de massa das anãs brancas com atmosferas de hidrogênio (DA) e hélio (DB) obtidos a partir de dados do SDSS por Kepler et al. (2007). O histograma das DBs foi escalonado pelo número das DAs e ambos os histogramas foram corrigidos pelo volume observado.

A IFMR é especialmente interessante porque traz consigo informações não só a respeito das anãs brancas e das estrelas que as geram, mas também diz muito sobre os estágios finais da evolução estelar, sobre o enriquecimento do meio interestelar e até mesmo sobre algumas propriedades das galáxias (Ferrario et al., 2005). Ela é limitada inferiormente pela massa da estrela mais antiga que acabou de se tornar uma anã branca. Investigar este limite inferior fornece informações a respeito de teorias de formação e evolução de estrelas de baixa massa (Kalirai et al., 2008), que são a maioria das estrelas do universo. No limite superior da relação está a massa crítica, que divide as estrelas capazes de iniciar a ignição do carbono das que não atingem a temperatura suficiente. Em outras palavras, a divisão entre estrelas que se tornam supernovas do tipo II (gerando estrelas de nêutrons) e estrelas que se tornam anãs brancas. Modelos teóricos de evolução estelar discordam bastante nestes aspectos e não se sabe ao certo qual é esta massa crítica (Williams, 2002). Um melhor conhecimento deste valor é de vital importância para os modelos de evolução e enriquecimento químico de galáxias, já que o gás ejetado pelas supernovas, bem como a enorme energia liberada junto com ele, influencia bastante nas taxas de formação estelar e na evolução como um todo das galáxias.

Além das informações contidas nos limites da IFMR, no seu todo a relação também tem muita física a revelar. A integração da IFMR fornece uma medida da quantidade total de massa perdida pelas estrelas que se tornam anãs brancas. Por outro lado, uma convolução da IFMR com a taxa de formação estelar fornece a distribuição de massa das anãs brancas, que pode ser usada para obter a Função de Luminosidade das anãs brancas. Através da Função de Luminosidade é possível estimar a idade do disco galáctico e a idade do Universo (Winget et al., 1987). A íntima relação entre a IFMR, a distribuição de massa das anãs brancas e a taxa de formação estelar fornece vínculos importantes para as três relações (Ferrario et al., 2005).

Para se determinar a IFMR é preciso saber a massa da anã branca e a massa da estrela progenitora. Para anãs brancas isoladas geralmente se determina a massa através de ajustes espectrais, que fornece a temperatura e a gravidade superficial da estrela. Aliando isso a modelos evolucionários teóricos, obtém-se a massa. O problema é que este método não permite estimar a massa da progenitora. Para isto usa-se anãs brancas em aglomerados abertos pois é possível estimar a idade do aglomerado através da idade das estrelas no *turn off point*. Sabendo a massa da anã branca, sua temperatura e usando modelos de resfriamento conhece-se há quanto tempo ela se tornou uma anã branca. Subtraindo-se a idade

do aglomerado pela idade da anã branca tem-se o tempo que a progenitora ficou na Sequência Principal e levou para passar pelos estágios finais de evolução. Aproveitando-se novamente de modelos teóricos, sabe-se a massa da progenitora. De fato, são usados muitos modelos teóricos e por isso a determinação da IFMR é um método semi-empírico sujeito a muitos erros. Mesmo alguns vínculos ditos observacionais têm várias incertezas associadas. É o caso das massas espectroscópicas das anãs brancas, que são calibradas em sistemas binários e portanto não são necessariamente iguais às massas de sistemas isolados.

Também existem erros observacionais além de erros sistemáticos, dependentes dos modelos teóricos adotados. Uma das maiores fontes de incertezas na relação obtida é a idade do aglomerado (Claver et al., 2001), sendo pior para os aglomerados mais antigos (Williams, 2002). Justamente os necessários para se determinar o limite inferior da relação, que tem mais impacto nas estrelas de baixa massa e que são a maioria das estrelas do Universo. A título de exemplo, apresento um resultado recente de uma IFMR obtido por Williams (2007). A equação 1.3 descreve o ajuste linear feito pelo autor,

$$M_f = (0.132 \pm 0.017)M_i + (0.33 \pm 0.07). \quad (1.3)$$

1.4 ANÃS BRANCAS COMO FERRAMENTAS

Nas últimas décadas vários pesquisadores têm se dedicado aos mais diversos tópicos de pesquisa em anãs brancas e a área tem se expandido e diversificado bastante (Koester, 2002). Não é exagero afirmar que o conhecimento adquirido nestes estudos perpassa e serve de ingrediente em praticamente todas as áreas da astrofísica, desde as escalas estelares até as cosmológicas.

No campo da teoria e evolução estelar, as anãs brancas são o próprio objeto de interesse. Último estado evolutivo das estrelas com massas inferiores a $\sim 8M_{\odot}$ (Weidemann; Koester, 1983), são naturalmente o foco das atenções uma vez que, como dito no início desta seção, a vasta maioria das estrelas do universo está nesta faixa de massas e, evidentemente, as outras são afetadas pelo que acontece com estas.

A diferença entre a massa da anã branca e a massa da sua progenitora na sequência principal, por exemplo, fornece a quantidade de matéria perdida principalmente nos estágios finais da evolução estelar (Williams, 2002). Esta grandeza não só é importante para a própria teoria de evolução estelar, mas também para compreender o enriquecimento

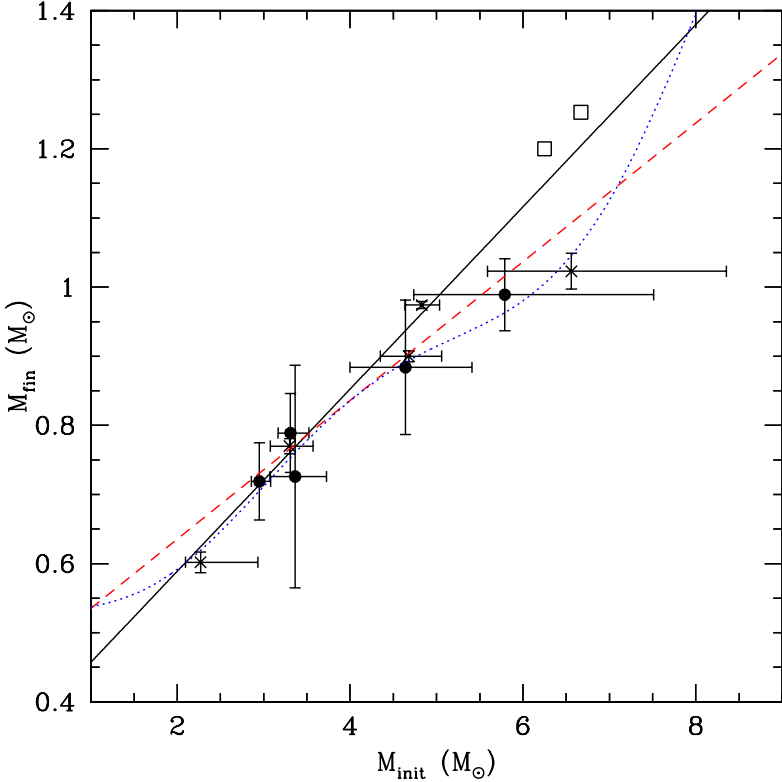


Figura 3 – IFMR calculada por Williams (2007). Os círculos fechados são médias de dados de aglomerados com 4 ou mais anãs brancas. As cruces são médias de dados de aglomerados com até 3 anãs brancas. A linha sólida é o ajuste feito pelo autor e expresso na equação 1.3. A linha tracejada é o ajuste linear de Ferrario et al. (2005). A linha pontilhada é a inversão da distribuição de massa das anãs brancas de campo feita pelos mesmos autores. Os quadrados são dados de Dobbie et al. (2006) para GD 50 e PG 0136+251, mas não foram usados no ajuste linear.

do meio interestelar e as taxas de formação estelar nas galáxias (Williams, 2007; Ferrario et al., 2005). Lembrando que estrelas de até $\sim 8M_{\odot}$ tornam-se anãs brancas e que a distribuição de massas das anãs brancas é concentrada em torno de $0.59M_{\odot}$ (Kepler et al., 2007), fica claro que importante é determinar bem a IFMR.

A investigação sobre anãs brancas em aglomerados também tem gerado resultados interessantes. A luminosidade de uma anã branca é determinada principalmente pela sua idade ou, se for adotada uma lei de resfriamento, de modo equivalente pela sua temperatura. Como a massa é um fator de segunda ordem neste cálculo, e os outros parâmetros são quase irrelevantes (Koester, 2002), pode-se determinar o módulo de distância e a idade dos aglomerados através do ajuste de sequências teóricas de resfriamento aos dados dos aglomerados (Hansen et al., 2004; Richer et al., 1997, 2006).

Uma vez que uma estrela tenha se tornado uma anã branca, seu processo de resfriamento leva bilhões de anos. Esta baixa taxa de resfriamento permite que boa parte das estrelas que se tornaram anãs brancas sejam detectáveis ainda hoje (Wood, 1992). Gráficos do número de anãs brancas existentes em determinado intervalo de magnitudes, num determinado volume do espaço, contra a luminosidade dessas estrelas são conhecidos por Funções de Luminosidade. As Funções de Luminosidade crescem monotonicamente mas têm uma quebra devido à idade finita da Galáxia. Através da Função de Luminosidade, e desta quebra, é possível determinar a idade do disco da Galáxia. Winget et al. (1987) e depois Iben e Laughlin (1989) desenvolveram e usaram esta técnica para determinar a idade da Galáxia em torno dos $\gtrsim 9$ Gyr.

Por fim, uma das áreas mais excitantes hoje em dia tratando-se da pesquisa em anãs brancas é o estudo das pulsações destes objetos (Winget; Kepler, 2008). Hoje sabemos que há quatro grupos de anãs brancas pulsantes. As mais frias (de 10500 K a 12500 K), com atmosferas de hidrogênio, são conhecidas por DAVs ou ZZ Ceti. A demonstração de que as pulsações eram causadas por instabilidades na zona de ionização parcial do hidrogênio levaram Winget et al. (1982b) a prever e provar (Winget, 1982; Winget et al., 1982a) que as anãs brancas com atmosferas de hélio também pulsam. As DBs pulsantes são conhecidas por DBVs e suas pulsações ocorrem para estrelas com temperaturas entre 22000 K e 29000 K.

O terceiro grupo é conhecido por DOVs e suas pulsações ocorrem em estrelas quentes entre 75000 K e 120000 K. Por fim o quarto grupo foi descoberto recentemente por Montgomery et al. (2008) e corresponde às anãs brancas com atmosfera de carbono. É conhecido por DQVs

e as pulsações ocorrem para estrelas na faixa dos 20000 K. Estudos das pulsações, como já sabemos de outras áreas, fornecem informações valiosas sobre a física do interior dos objetos. Kanaan et al. (2005), por exemplo, mostraram que boa parte do interior da estrela BPM 37093 é cristalizado. Também é possível usar as informações das pulsações para se ter uma medida precisa da massa dessas estrelas (Althaus et al., 2008).

2 DISCOS DE POEIRA

Anãs brancas são estrelas com núcleos degenerados e com gravidade superficial cerca de 10 mil vezes maior que em uma estrela comum. Com uma força gravitacional tão forte puxando os elementos químicos para o centro não é esperado que tenham uma atmosfera com alta metalicidade. De fato, as escalas de tempo para os elementos mais pesados afundarem são curtas: cerca de 10^2 anos nas DAs e 10^5 anos nas DBs (Jura, 2008; von Hippel; Thompson, 2007; Paquette et al., 1986).

Por muito tempo só se conheciam anãs brancas ricas em metais com atmosferas de hélio, classificadas por DZs (Farihi; Zuckerman; Becklin, 2008). Geralmente elas apresentam linhas de Ca II e têm abundâncias químicas baixas, $[Ca/He] = -6$ até -10 . Mesmo assim, ficaram conhecidas como “ricas em metais”, já que mesmo a pouca metalicidade observada nelas era grande quando comparada às outras anãs brancas.

G74-7 foi a primeira anã branca com atmosfera de hidrogênio onde foram detectados metais (Lacombe et al., 1983). Por mais de uma década nenhuma outra DAZ foi identificada. A situação mudou depois de dois *surveys* feitos com outros propósitos por Zuckerman et al. (2003) e Koester et al. (2005). Atualmente há aproximadamente 100 DAZs identificadas, o que representa cerca de 5 a 10% das DAs conhecidas (Koester, comunicação privada), o mesmo percentual observado entre as DZs e DBs.

A dificuldade em observar DAZs era técnica. Atmosferas de hélio são muito mais transparentes do que atmosferas de hidrogênio. Para as mesmas abundâncias de cálcio, as linhas dos metais nas DAs (atmosferas de hidrogênio) são de 100 a 1000 vezes mais fracas do que nas DBs (atmosferas de hélio). Logo, são necessários espectros com melhor relação sinal-ruído para se observar as fracas linhas de metais.

Uma das primeiras explicações para a existência de anãs brancas ricas em metais foi a possibilidade de haver acréscimo de material interestelar. Sabendo-se o tempo de difusão dos metais nas atmosferas das estrelas e a metalicidade delas, é possível calcular a taxa de acréscimo necessária para sustentar esta metalicidade (Koester; Wilken, 2006). Valores típicos vão de 10^{-18} a $10^{-15} M_{\odot}/\text{ano}$, conforme mostrado na figura 4.

Entretanto, estes valores de taxas de acréscimo são altos para serem explicados em todos os casos somente por acréscimo de matéria do meio interestelar. Apesar disso, é possível que os sistemas ricos em metais atravessem nuvens ricas em metais ao longo de sua história.

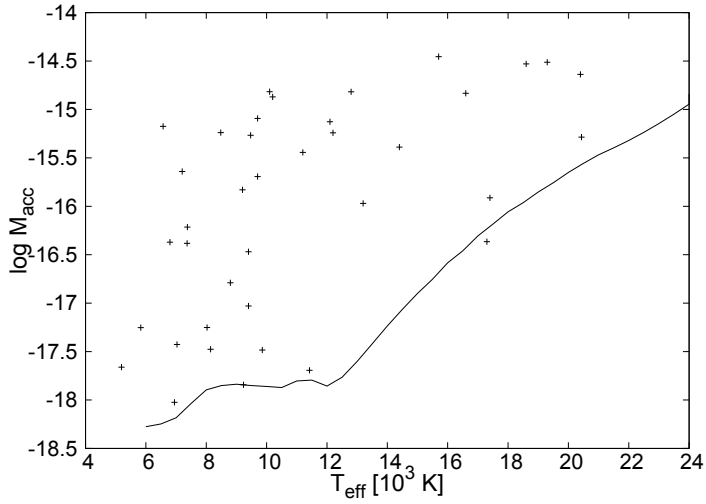


Figura 4 – Taxas de acréscimo para 38 DAZs (cruzes) assumindo metalicidade solar. A linha sólida marca o limite observacional dos dados. Retirado de Koester e Wilken (2006).

Neste cenário seria possível observar uma correlação entre as posições dos objetos e destas nuvens. Esta correlação não é observada, mesmo analisando-se com cuidado a trajetória que estas estrelas percorreram (Farihi et al., 2010). Além disso, se há acréscimo de material do meio interestelar nas DBs, elas deveriam apresentar linhas de hidrogênio no espectro, tornando-se na verdade DABZs, algo que não é observado (Farihi; Zuckerman; Becklin, 2008; Jura, 2003).

Há cerca de 20 anos alguns autores começaram a explorar a possibilidade de que esta metalicidade fosse causada por impactos de meteoros que circundavam a estrela e sobreviveram à ejeção de gás nas fases finais da evolução estelar (Sion et al., 1990). No entanto, nem mesmo essa possibilidade se revelou promissora, uma vez que não era capaz de explicar as metalicidades observadas (Farihi; Zuckerman; Becklin, 2008).

Em paralelo às observações das anãs brancas com metais, Zuckerman e Becklin (1987) detectaram um excesso de fluxo na parte infravermelha do espectro de G29-38. Graham et al. (1990) propuseram que a queda de meteoros massivos poderiam explicar o excesso de fluxo pois eles seriam rompidos por efeito de maré quando ultrapassassem o limite de Roche e formariam um disco de poeira. Neste caso, o disco seria iluminado e aquecido pela estrela, emitindo no infravermelho. O interessante é que este mesmo modelo é capaz de explicar as metalicidades nas DZs pois o material cairia sobre a estrela depositando os metais na atmosfera (Jura, 2003). Portanto a hipótese dos discos de poeira formados por meteoros é capaz de explicar tanto a metalicidade em algumas anãs brancas quanto o excesso no infravermelho de outras. É uma consequência demonstrável diretamente desta proposta que deve ser possível mostrar que os dois tipos de sistemas são um só. Um fato que foi amplamente demonstrado posteriormente (Jura; Farihi; Zuckerman, 2007; Farihi et al., 2010).

No entanto, é importante notar que todas as anãs brancas com excesso de emissão no infravermelho têm metais na suas atmosferas, mas a recíproca não é verdadeira. Segundo Farihi, Jura e Zuckerman (2009), 21% das estrelas ricas em metais observadas pelo Spitzer têm discos. Se todas as anãs brancas ricas em metais devem sua poluição metálica a quedas de asteroides, então deve haver uma explicação de porque só um quinto delas têm discos.

Para Farihi, Jura e Zuckerman (2009) há dois fatores principais que devem atuar simultaneamente. O primeiro é que existe uma densidade crítica para que um disco seja formado quando um asteroide é destruído por força de maré. Ou seja, pode haver contaminação metálica na estrela sem formação de disco. O outro fator é que há um viés para se

observar discos em anãs brancas mais quentes e brilhantes onde o excesso no infravermelho é maior e portanto existe uma tendência a favor das estrelas mais jovens (Farihi et al., 2010). Assim, se o tempo de vida dos discos for mais curto do que a escala de tempo para afundar um metal na atmosfera de uma anã branca, os discos das anãs brancas metálicas mais frias já terão se extinguido. Há ainda os fatores geométricos e de tamanho do disco, que podem tornar a emissão no infravermelho muito pequena (Farihi et al., 2010).

Estes discos de poeira foram modelados por Michael Jura numa série de artigos. O autor parte de um modelo simples de corpo negro para as emissões no disco (Jura, 2003) até modelos mais elaborados que levam em conta a emissividade da poeira do disco (Jura et al., 2007; Jura; Farihi; Zuckerman, 2007; Jura, 2008). Jura aproximou o disco por três regiões separadas (figura 5) para tentar ajustar o espectro observado, que pode ser visto na figura 6.

A região I é opticamente espessa. Comportando-se como um corpo negro e não há gradiente vertical de temperatura. A temperatura vai de 1025 K no raio interno ($12 R_*$) até 520 K no raio externo ($30 R_*$). Na região II Jura et al. (2007) assume uma emissão opticamente espessa mas onde os grãos de poeira não sublimam, e há um gradiente vertical de temperatura. Esta região se estende de $30 R_*$ até $50 R_*$, com temperaturas superficiais que vão de 1170 K a 910 K. Por fim, a última região é opticamente fina, se estendendo de $50 R_*$ até $70 R_*$. Ela é curvada (*warped*) e mais quente que a região II, indo de 1220 K no raio interno até 1040 K no externo. A emissão de poeira é proveniente principalmente desta região. Nas duas regiões onde há gradiente vertical de temperatura, a temperatura superficial é bem maior que a temperatura no interior do disco. Isso se deve aos efeitos da irradiação da estrela central.

O modelo de disco de Jura, dividido em três regimes de opacidade, certamente representa um avanço em relação a um simples ajuste de corpo negro que foi usado no início das investigações dos excessos no infravermelho de anãs brancas. Entretanto, ainda é um modelo que deixa muito a desejar em relação à física destes sistemas pois na realidade, ele só incorpora uma componente opticamente fina na emissão para poder explicar as bandas de silicato observadas. Não há nenhuma justificativa física para a coexistência dos três regimes que seja baseada na dinâmica do sistema. As justificativas são puramente fenomenológicas e muito simples. É preciso refinar a física do modelo.

Na mesma época, Reach et al. (2005) modelaram o espectro da estrela G29-38 usando uma distribuição opticamente fina de poeira. Os

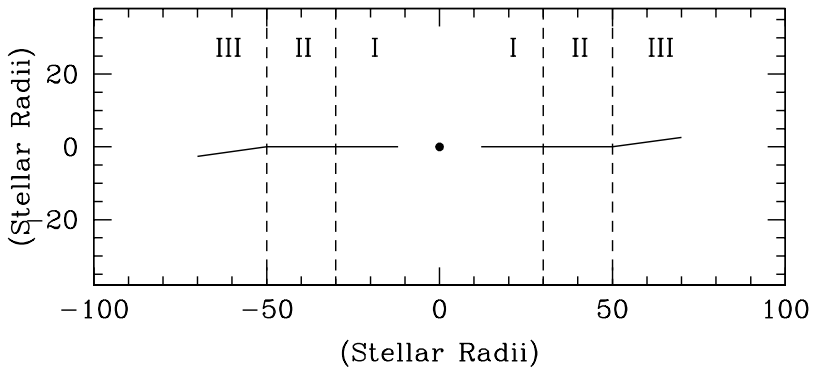


Figura 5 – Modelo de disco usado por Jura et al. (2007) para modelar GD 362.

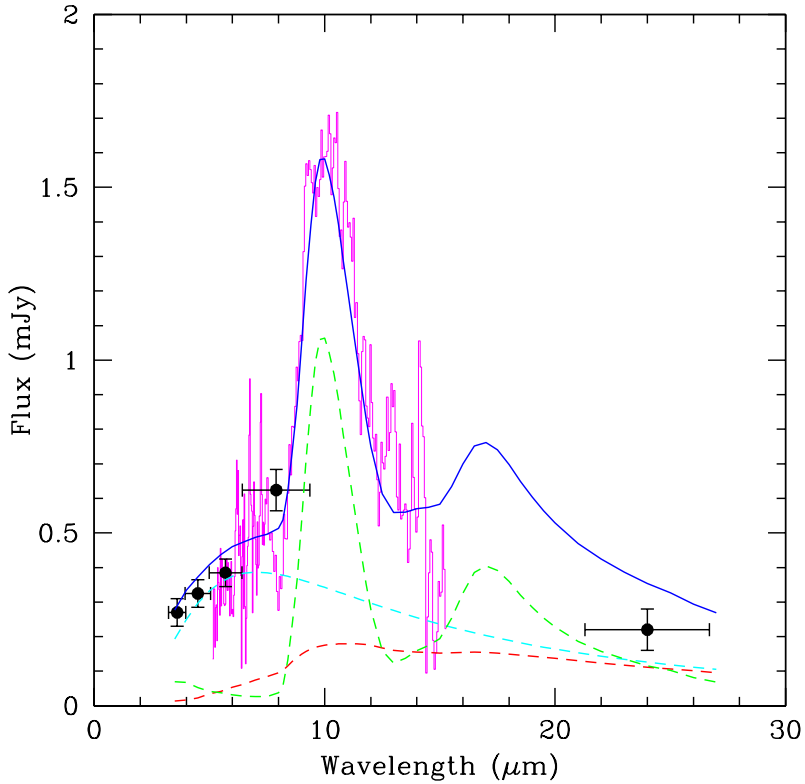


Figura 6 – Previsão teórica do modelo elaborado por Jura et al. (2007) para explicar o excesso no infravermelho e a emissão em $10 \mu\text{m}$ da estrela GD 362. O espectro do objeto está em vermelho, junto com a fotometria em pontos pretos. As linhas pontilhadas azul, vermelha e verde são, respectivamente, os espectros das regiões I, II e III do disco que são mostradas somadas na linha sólida azul.

autores assumiram que a poeira se distribuía em uma camada esférica em torno da estrela. Por se tratar de um material opticamente fino, não é possível determinar a forma geométrica da região emissora e portanto esta escolha é, de fato, irrelevante. A nuvem de poeira foi colocada entre 1-10 R_{\odot} da estrela e a composição final de carbono amorfo, olivina amorfa e forsterite amorfo conseguiram reproduzir muito bem os dados, conforme mostrado na figura 7. Assim como os modelos de Jura, o modelo de uma casca esférica opticamente fina só introduz uma explicação pra a emissão da banda de silicato. Entretanto, não há uma justificativa para a existência da casca e muito menos um modelo físico que justifique a presença desta casca esférica parada em torno da estrela. Algo que é, no mínimo, muito estranho e fisicamente parece irreal.

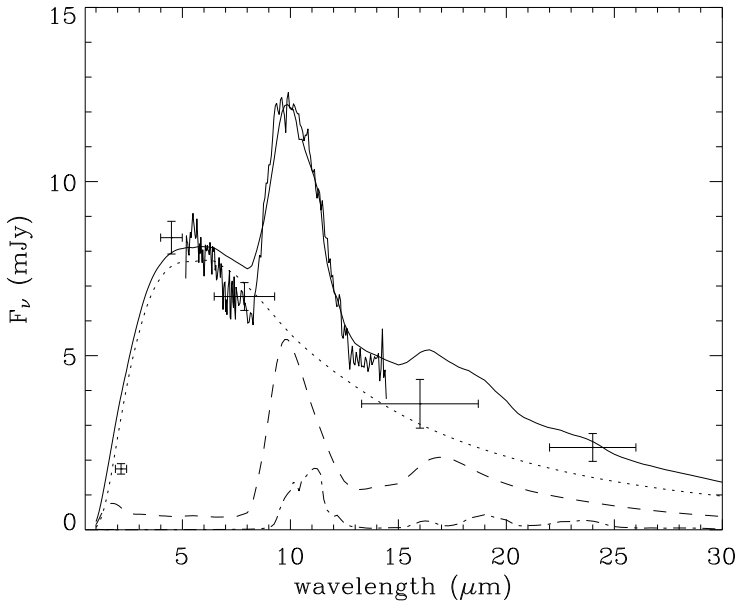


Figura 7 – Espectro observado mais modelos teóricos calculados por Reach et al. (2005) para carbono amorfo (linha pontilhada), olivina amorfa (traço longo pontilhado) e forsterite amorfo (traço pontilhado).

Recentemente Gänsicke et al. (2006) detectaram pela primeira vez linhas do tripleto de Ca II com forma de duplo pico em uma anã branca. Como não foi detectada nenhuma velocidade radial nas linhas

da estrela, a possibilidade de um sistema binário foi descartada já de início. Restou a hipótese mais provável de que as linhas sejam oriundas de um disco em torno da própria estrela. Como também não há presença de linhas da série de Balmer em emissão, o material deste disco não contém hidrogênio. Análises subsequentes mostraram que se trata de um disco como os discos de poeira já descobertos. O que veio a ser confirmado pela descoberta de mais outras duas estrelas com linhas do tripleto de Ca II em emissão e com forma de duplo pico (Gänsicke; Marsh; Southworth, 2007; Gänsicke et al., 2008). A figura 9 mostra o perfil das linhas para SDSS 1228+1040.

As observações de Gänsicke et al. (2006) ficaram restritas ao óptico, mas Brinkworth et al. (2009) mostraram que SDSS 1228+1040 possui excesso de emissão no infravermelho, demonstrando assim que de fato esta estrela possui um disco gasoso e de poeira simultaneamente. Melis et al. (2010) observaram as três estrelas conhecidas com o tripleto de Ca II em forma de duplo pico e, além de confirmar o resultado prévio de Brinkworth et al. (2009), detectaram excesso no infravermelho nas outras duas estrelas que ainda não haviam sido observadas no infravermelho. Para a pequena amostragem de só três estrelas, está provado que estrelas que têm o tripleto de Ca II em emissão duplo pico têm também excesso no infravermelho.

Melis et al. (2010) calcularam a extensão dos discos gasosos e de poeira e segundo seus modelos os dois discos têm aproximadamente os mesmos tamanhos e coincidem em posição. A principal diferença é que o disco gasoso tem uma espessura muito maior que o de poeira pois sua altura depende do equilíbrio hidrostático. A análise dos parâmetros dos discos indica que os dois tipos de disco têm a mesma origem e coexistem, sendo portanto melhor denominados não como “dois discos” mas como “duas fases” de um mesmo e único disco.

2.1 LISTA DE OBJETOS CONHECIDOS

Para finalizar o capítulo apresentamos uma tabela com os objetos conhecidos até o momento em que se acredita que haja disco. Ao todo são 19 anãs brancas com excesso no infravermelho ou linhas de Ca II em duplo pico que são consideradas estrelas com discos de poeira ou discos gasosos. A tabela 1 lista as estrelas conhecidas e suas propriedades. É necessário ressaltar que esta lista é sensível aos modelos teóricos usados para ajustar os espectros no óptico pois T_{eff} e $\log g$ diferentes preveem fluxos diferentes no infravermelho, podendo dar origem

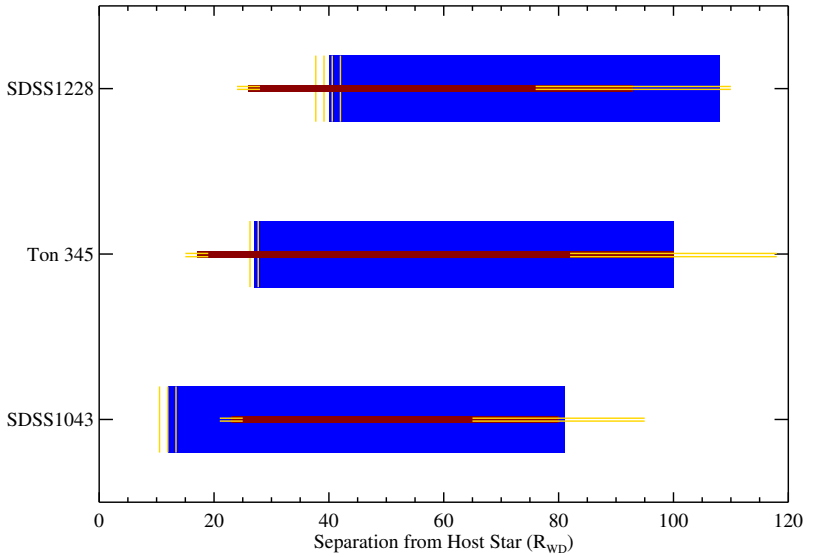


Figura 8 – Figura 8 de Melis et al. (2010) ilustrando a posição dos discos gasosos e de poeira das três anãs brancas conhecidas com linhas de Ca II em duplo pico. As distâncias estão em raios estelares. O disco gasoso está representado em azul e o de poeira em vermelho. As linhas amarelas representam as incertezas nos raios inicial e final dos discos.

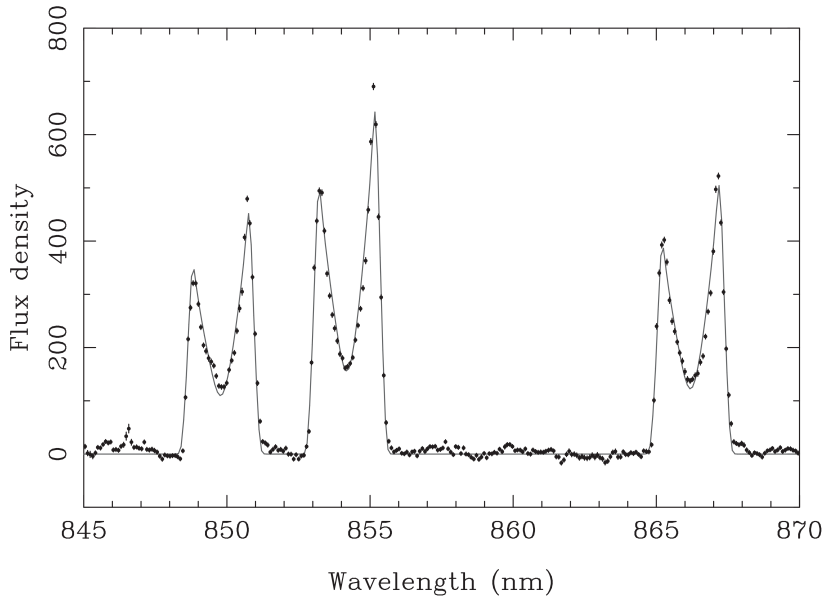


Figura 9 – Tripleto de CaII com perfil de duplo pico na estrela SDSS 1228+1040 observado por Gänsicke et al. (2006) provando que a emissão provém de um disco.

a previsões erradas de excesso de fluxo nesta banda.

Tabela 1 – Lista de anãs brancas com excesso no infravermelho conhecidas até 4/2011. Referências das citações: (a) Zuckerman et al. (2007). (b) Jura, Farihi e Zuckerman (2007). (c) Koester et al. (2005). (d) Koester et al. (2009). (e) von Hippel et al. (2007). (f) Farihi, Zuckerman e Becklin (2008). (g) Gänsicke et al. (2008). (h) Gänsicke et al. (2008). (i) Jura, Farihi e Zuckerman (2009). (j) Kilic et al. (2008). (k) Farihi, Jura e Zuckerman (2009). (l) Farihi et al. (2010). (m) Dufour et al. (2010). (n) Jura (2003). (o) Jura et al. (2007). (p) Voss et al. (2007). (q) Klein et al. (2010). (r) Zuckerman et al. (2003). (s) Brinkworth et al. (2009). (t) Gänsicke, Marsh e Southworth (2007). (u) Koester et al. (2005). (v) Farihi et al. (2011). (x) Desharnais et al. (2008).

Nome	RA	DEC	Spc	T_{eff}	$\log g$	V	L_{IR}/L_{WD}	Ref
G 29-38	23:28:48	+05:14:54	DAVZ	11490 ^d	8.07 ^d	13.0	0.0297	n
GD 56	04:11:02	-03:58:23	DAZ	15410 ^d	7.86 ^d	15.5	0.0257	b,i
GD 362	17:31:34	+37:05:21	DAZ	10540 ^a	8.24 ^a	16.2	0.0235	a,o
GD 16	01:48:57	+19:02:28	DAZB	11500 ^u	8.0 ^u	15.5	0.0141	i,k
GJ 4191	21:19:36	-55:50:14	DAZ	9630 ^d	8.01 ^d	14.3	0.0092	e
HE 2221-1630	22:24:17	-16:15:47	DAZ	9937 ^d	8.16 ^d	16.1	0.0076	l
Ton 345	08:45:39	+22:57:28	DZ	18620 ^b	8.18 ^b	16.1	0.0048	h
GD 133	11:19:12	+02:20:33	DAV	12120 ^d	8.00 ^d	14.6	0.0047	b,i
SDSS J122859.93+104032.9	12:29:00	+10:40:33	DAZ	22300 ^g	8.29 ^g	16.4	0.0042	g,s
GD 40	03:02:53	-01:08:33	DBZA	15320 ^p	8.0 ^p	15.6	0.0033	b,q
HS 0307+0746	03:10:09	+07:57:33	DAZ	10130 ^d	8.07 ^d	16.4	0.0028	l
PG 1015+161	10:18:04	+15:52:03	DAZ	19950 ^d	7.93 ^d	15.8	0.0017	b,i
G166-58	14:58:07	+29:37:39	DAZ	7370 ^r	7.97 ^r	15.6	0.0015	f,l
SDSS J104341.53+085558.2	10:43:42	+08:55:58	DAZ	18330 ^t	8.09 ^t	17.3	0.0008	g,t
HE 0106-3253	01:08:36	-32:37:43	DAZ	17230 ^d	8.00 ^d	15.5	0.0008	l
PG 1457-086	14:59:53	-08:49:30	DAZ	21450 ^d	7.92 ^d	15.8	0.0007	k
PG 1225-079	12:27:48	-08:14:33	DAZ	10500 ^t		14.8	0.0005	l

Tabela 1 – Continuação

Nome	RA	DEC	SpC	T_{eff}	$\log g$	V	L_{IR}/L_{WD}^I	Ref
SDSS J073842.56+183509.6	07:38:43	+18:35:10	DZ	13600^m	8.5^m	17.7		m
GD 61	04:38:40	+41:09:33	DZ	17280^x	8.2^x	15.8		v

3 EFEITOS DE DISCOS DE POEIRA EM TORNO DE ANÃS BRANCAS

Este capítulo trata dos efeitos causados no ultravioleta próximo e no óptico por discos de poeira em torno de anãs brancas. É basicamente uma tradução do artigo *Near-ultraviolet and optical effects of debris disks around White Dwarfs* (Zabot; Kanaan; Cid Fernandes, 2009) e que está anexado à Tese.

Trabalhos anteriores focaram nas propriedades de emissão de discos de poeira em torno de anãs brancas no infravermelho. Neste trabalho propomos um teste novo e complementar olhando para as propriedades de absorção e espalhamento. Desenvolvemos uma abordagem teórica simplificada para prever o que pode ser observado e medido de acordo com as propriedades do sistema. Também sugerimos um programa observacional para alcançar nosso objetivo.

Investigamos a possibilidade de detecção de efeitos de discos de poeira no ultravioleta próximo e no óptico. Começamos a análise no limite de um disco opticamente espesso na seção 3.1 e na seção 3.2 estendemos a análise para o caso opticamente fino. Na seção 3.3 discutimos as previsões observacionais dos nossos modelos.

3.1 DISCO OPACO

O limite opticamente espesso é naturalmente uma primeira abordagem para investigar possíveis efeitos de discos de poeira no espectro de uma anã branca. Este limite pode ser atingido não apenas no caso de discos massivos mas também em certas regiões de qualquer disco, especialmente se o disco tem algum gás, como os discos gasosos recentemente descobertos (Gänsicke et al., 2006; Gänsicke; Marsh; Southworth, 2007; Gänsicke et al., 2008). Além disso, o tratamento matemático desenvolvido nesta seção será usado na próxima seção quando lidarmos com o limite opticamente fino.

Um disco completamente opaco não terá qualquer assinatura espectral porque absorve todos os fótons, independente de suas energias. O único efeito de um disco obscurecendo a linha de visada será um decréscimo no fluxo recebido da estrela. Neste caso o máximo que o disco pode obscurecer a estrela é tampar metade da superfície projetada da estrela, $\pi R_{wd}^2/2$, causando um aumento na magnitude aparente da estrela de 0.75 mag.

Este valor é mais alto do que a atual precisão fotométrica e, caso presente, certamente seria detectado nas anãs brancas que têm medida de paralaxe e um bom espectro observado. Um espectro com bom sinal-ruído permite a determinação da T_{eff} e do $\log g$ e portanto a luminosidade. Evidentemente a luminosidade inferida da paralaxe deve concordar com a luminosidade medida através do ajuste espectral. Ao menos este procedimento nos deve permitir afirmar que não há um grande disco opaco nas anãs brancas com excesso no infravermelho conhecidas ou então que este disco não está em uma inclinação favorável para ser detectado pelo obscurecimento que causa.

Para o caso geral de um disco com uma inclinação arbitrária e qualquer combinação de raios interno e externo, o fluxo recebido na Terra do sistema (alvo) é

$$\begin{aligned} F_{\nu}^{\text{alvo}} &= \int_{\Omega} I_{\nu} \cos \theta d\Omega \\ &= I_{\nu} \left(\frac{R_{*}}{D} \right)^2 \int_0^{\pi/2} \int_{\phi_{\min}}^{\phi_{\max}} \sin \theta \cos \theta d\phi d\theta, \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde assumimos que a intensidade (I_{ν}) é uniforme em toda a superfície estelar. O raio da estrela é R_{*} e D é a distância da estrela à Terra. Há três projeções possíveis do disco, conforme pode ser visto na figura 10. É importante ressaltar que estamos assumindo um disco infinitamente fino em espessura geométrica. Cada uma corresponde a diferentes valores de ϕ_{\min} e ϕ_{\max} :

- $\int_{\phi_{\min}}^{\phi_{\max}} d\phi = 2 \left[\int_{-\pi/2}^{\phi_i} d\phi + \int_{\phi_e}^{\pi/2} d\phi \right] = 2\pi - 2(\phi_e - \phi_i),$
- $\int_{\phi_{\min}}^{\phi_{\max}} d\phi = 2 \int_{-\pi/2}^{\phi_i} d\phi = \pi + 2\phi_i,$
- $\int_{\phi_{\min}}^{\phi_{\max}} d\phi = 2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi = 2\pi.$

Usando raios adimensionais $r_{\{i/e\}} \equiv R_{\{i/e\}}/R_{\text{star}}$ definimos a função $g \equiv g(\theta, r_i, r_e)$:

$$g = \begin{cases} \pi - (\phi_e - \phi_i) & , r_e \cos i < \sin \theta \\ \pi/2 + \phi_i & , r_i \cos i < \sin \theta \leq r_e \cos i \\ \pi & , r_i \cos i \geq \sin \theta, \end{cases} \quad (3.2)$$

e escrevemos o fluxo como

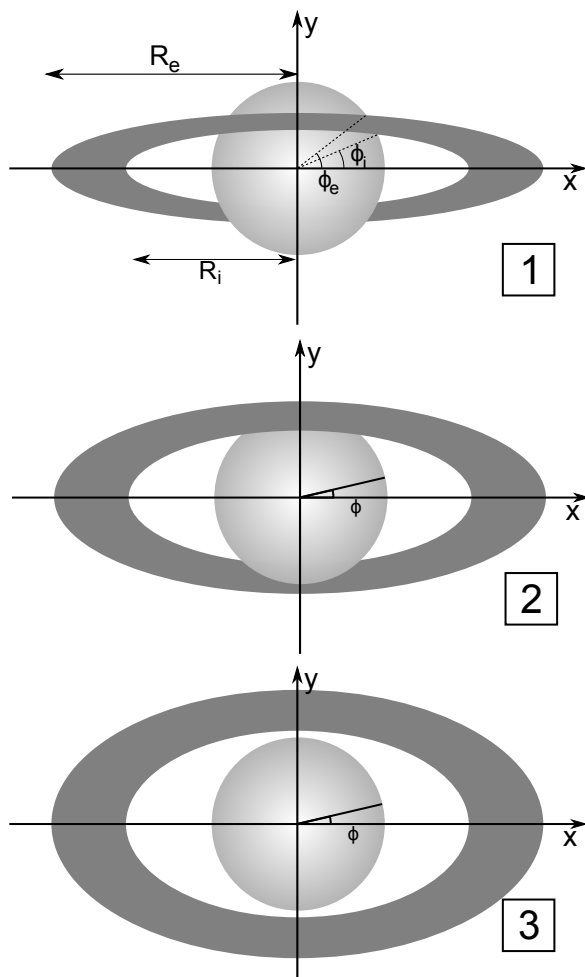


Figura 10 – Projeções possíveis para o disco de poeira e anã branca. Para um dado tamanho e inclinação do disco, diferentes partes dele obscurecem a estrela. Os eixos x e y estão no plano do céu e o observador está sobre o eixo z que faz um ângulo i com a normal do disco. Os ângulos ϕ_i e ϕ_e marcam onde o disco começa e para de obscurecer a estrela.

$$F_{\nu}^{alvo} = I_{\nu} \left(\frac{R_{*}}{D} \right)^2 \int_0^{\pi/2} \sin(2\theta) g(\theta, r_i, r_e) d\theta, \quad (3.3)$$

onde

$$\phi_{i,e} = \arctan \left[\cos i \arccos \left(\frac{\sqrt{\sin^2 \theta / r_{i,e}^2 - \cos^2 i}}{\sin i} \right) \right]. \quad (3.4)$$

Para discutirmos métodos de observação na seção 3.3 é conveniente comparar o fluxo da estrela obscurecida com o fluxo de uma estrela idêntica mas sem obscurecimento. Nomeamos a estrela obscurecida como *alvo* e a estrela hipotética idêntica, mas não obscurecida, como *padrão*. O fluxo total recebido de um sistema sem obscurecimento é $\pi I_{\nu} (R_{*}/D)^2$. Definindo p como a razão entre a área obscurecida e a área total projetada,

$$p \equiv \frac{A_{obscurecida}}{A_{total}} = \frac{A_{alvo}}{A_{padrão}}, \quad (3.5)$$

escrevemos o aumento da magnitude como

$$\Delta m = -2.5 \log(1 - p). \quad (3.6)$$

Na hipótese de disco completamente opaco claramente podemos escrever que,

$$\begin{aligned} p &= \frac{F_{\nu}^{alvo}}{F_{\nu}^{padrão}} = \frac{F_{\nu}^{alvo}}{\pi I_{\nu}} \left(\frac{D}{R_{*}} \right)^2 \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} \sin(2\theta) g(\theta, r_i, r_e) d\theta. \end{aligned} \quad (3.7)$$

A solução da equação 3.1 com as equações 3.2 e 3.4 fornece o fluxo recebido do sistema, como pode ser visto na figura 11. A probabilidade de encontrar um sistema mais inclinado do que um dado ângulo é a razão entre o ângulo sólido ocupado pelos sistemas mais inclinados que este ângulo e o ângulo sólido total: $P(i > i_0) = \cos i_0$.

A figura 11 mostra que é possível detectar um disco de poeira completamente opaco. Para um ângulo de inclinação que cause algum bloqueio, quanto maior o disco, mais fácil é detectar seu efeito. Os raios interno e externo são baseados em vínculos físicos. Se o raio interno é pequeno, os grãos de poeira sublimam porque a temperatura excede

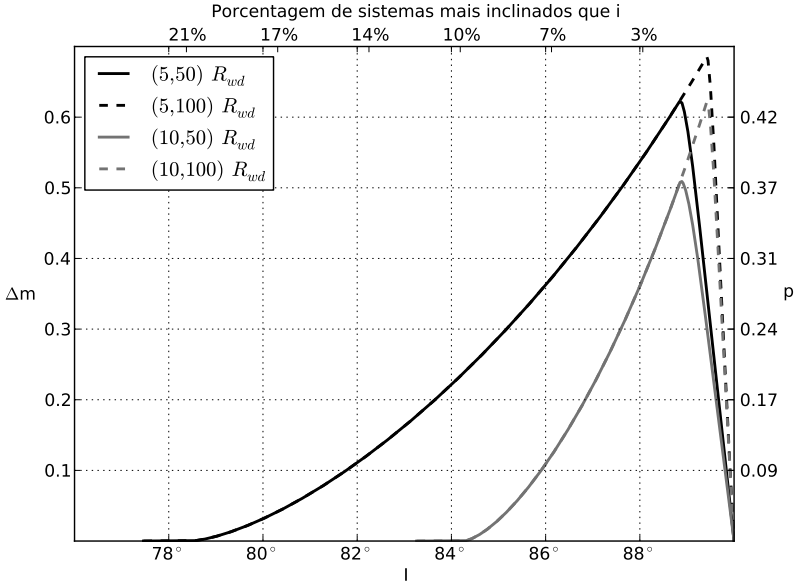


Figura 11 – Aumento da magnitude contra a inclinação para discos opacos para diferentes combinações de raios interno (r_i) e externo (r_e). Sistemas vistos de frente (*face on*) têm $i = 0^\circ$. O decréscimo rápido de Δm para $i \rightarrow 90^\circ$ é um artefato do modelo matemático que assume discos infinitamente finos. Para discos reais, há um platô mais baixo do que o pico da curva. Mas como os discos reais são finos, o platô é muito próximo a $\Delta m = 0$. A escala horizontal de cima mostra a porcentagem de sistemas mais inclinados que i . A escala vertical da direita mostra p , a razão entre a área obscurecida e a área projetada total (equação 3.5).

$\sim 1200\text{K}$ (Jura; Farihi; Zuckerman, 2007). Por outro lado, se o raio externo do disco é grande ($\gtrsim 100R_{wd}$), os grãos de poeira serão frios e qualquer emissão será, na prática, indetectável. Os valores exatos dependem do tipo de poeira e de grão.

A presença de um disco obscurecedor pode ser inferida comparando a magnitude medida com a esperada a partir da paralaxe e luminosidade. A luminosidade é derivada de ajustes de linhas espectrais que proveem T_{eff} , $\log g$. Se as magnitudes observada e esperada são corretas mas não iguais, o déficit de fluxo provavelmente pode ser explicado pelo obscurecimento de um disco de poeira.

Usamos a paralaxe medida de GD 362 para ilustrar a discussão prévia com um caso real. Kilic, Thorstensen e Koester (2008) obtiveram uma distância de $50.6_{-3.1}^{+3.5}$ pc para GD 362. Usando uma simples propagação de erros temos uma estimativa para a máxima diferença aceitável entre a magnitude esperada e a medida: $\sigma_m \approx 0.15$ mag. Como os mesmos autores não encontraram qualquer discrepância entre a paralaxe e o fluxo, concluímos que dentro das margens de erro não há obscurecimento da estrela. Podemos fazer uma análise igual para outras estrelas se tivermos a paralaxe delas.

Do ponto de vista geométrico este resultado é esperado pois da figura 11 temos que $\Delta m \approx 0.15$ mag implica em uma inclinação maior que $\sim 80^\circ$ e menos de $\sim 20\%$ dos sistemas serão vistos sob uma inclinação maior que esta. De fato, Jura et al. (2007) mostraram que GD 362 deve ser vista quase de frente ($i \sim 0^\circ$) para ser possível reproduzir seu excesso de fluxo no infravermelho com raios interno e externo fisicamente aceitáveis. Assumir um sistema visto quase de perfil ($i = 90^\circ$, *edge on*) requereria um disco muito grande e portanto um mecanismo alternativo de aquecimento para não esquentar muito o disco e reproduzir a medida de excesso de fluxo no infravermelho. Portanto, nosso trabalho está em acordo com os resultados prévios e esta análise ilustra que tipo de estudo deve ser feito com outros sistemas que podem ser vistos quase de perfil.

3.2 DISCO DE POEIRA OPTICAMENTE FINO

Depois de ter derivado os conceitos básicos do problema no limite opticamente espesso generalizamos as equações para o limite opticamente fino. A razão (ξ_ν) do fluxo da estrela obscurecida (alvo) para o fluxo da estrela sem obscurecimento (padrão) é composta de três componentes principais:

$$\begin{aligned}\xi_\nu &\equiv \frac{F_\nu^{alvo}}{F_\nu^{padr\tilde{a}o}} \\ &= \xi_\nu|_{sem\ obsc.} + \xi_\nu|_{obscurecida} + \xi_\nu|_{espalhada}\end{aligned}\quad (3.8)$$

A componente da razão sem obscurecimento é simplesmente $1-p$. A componente obscurecida é dada por $pe^{-\tau_\nu^{ext}/\cos i}$. A profundidade óptica de extinção τ_ν^{ext} das regiões do disco que obscurecem a estrela considera a luz espalhada e absorvida ao longo da linha de visada da estrela. A componente espalhada é oriunda de regiões do disco que não obscurecem a estrela mas que espalham fótons para a linha de visada. Não há uma componente de emissão no ultravioleta próximo ou no óptico porque a temperatura da poeira é menor que a temperatura de sublimação dos grãos (~ 1200 K) e portanto a emissão da poeira só contribui de maneira substancial no infravermelho.

Usando o coeficiente adimensional de eficiência de extinção (Q_ν^{ext}) ao invés da seção de choque de extinção ($[C_\nu^{ext}] = cm^2$), escrevemos a profundidade óptica de extinção no disco como

$$d\tau_\nu = nC_\nu^{ext}dz = nQ_\nu^{ext}\pi a^2 dz, \quad (3.9)$$

onde n (cm^{-3}) é o número de grãos de poeira por unidade de volume, a (cm) é o raio do grão e z (cm) é a altura do disco.

A densidade volumétrica do disco (ρ) está relacionada com a densidade típica de um grão de poeira (ρ_d) através de

$$\rho = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho_d n. \quad (3.10)$$

Assumindo que o disco seja verticalmente uniforme é possível integrar em z e obter

$$\tau_\nu^{ext} = \int_{-H/2}^{H/2} \frac{3Q_\nu^{ext}\rho}{4a\rho_d} dz = \frac{3Q_\nu^{ext}\rho}{4a\rho_d} H = \frac{3Q_\nu^{ext}\Sigma}{4a\rho_d}, \quad (3.11)$$

onde Σ (g/cm^2) é a densidade superficial do disco e H é a altura do disco.

Definindo

$$\tau_0 = \frac{3\Sigma}{4a\rho_d}, \quad (3.12)$$

escrevemos a equação 3.8 como

$$\xi_\nu = (1 - p) + pe^{-\tau_0 Q_\nu^{ext}/\cos i} + \xi_\nu|_{\text{espalhada}}. \quad (3.13)$$

Para simplificar o termo de espalhamento assumimos espalhamento isotrópico e também que a luz não é atenuada antes e depois de ser espalhada pelo disco. A última hipótese é válida no caso opticamente fino e superestima o espalhamento porque ignora os fótons absorvidos. A intensidade espalhada é dada por

$$I_\nu^{sca} = \epsilon_\nu \frac{H}{\cos i} = \pi a^2 Q_\nu^{sca} n \frac{J_\nu^{wd}}{4\pi} \frac{H}{\cos i}, \quad (3.14)$$

onde ϵ_ν é um termo relacionado com a quantidade de luz espalhada, Q_ν^{sca} é a eficiência de espalhamento e $J_\nu^{wd}/4\pi$ é a intensidade estelar, sendo que

$$J_\nu^{wd} = \frac{I_\nu^{wd} \pi R_{wd}^2}{4\pi r^2}. \quad (3.15)$$

Ignorando as regiões do disco escondidas pela estrela integramos sobre a superfície do disco para obter o fluxo:

$$F_\nu = \frac{1}{8\pi} \frac{3\Sigma}{4a\rho_d} Q_\nu^{sca} \ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right) \cos i \pi I_\nu^{wd} \left(\frac{R_{wd}}{D}\right)^2. \quad (3.16)$$

Usando a equação 3.12 e dividindo pelo fluxo da estrela *padrão* temos,

$$\xi_\nu|_{\text{espalhada}} = \frac{1}{8\pi} \tau_0 Q_\nu^{sca} \ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right) \cos i, \quad (3.17)$$

que nos permite reescrever a equação 3.13 como

$$\xi_\nu = (1 - p) + pe^{-\tau_0 Q_\nu^{ext}/\cos i} + \frac{1}{8\pi} \tau_0 Q_\nu^{sca} \ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right) \cos i. \quad (3.18)$$

Além dos parâmetros p e τ_0 , temos as eficiências de absorção que são características do tipo de poeira. Usamos as tabelas de constantes ópticas de silicato de Dorschner et al. (1995). Os autores prepararam dois silicatos diferentes em laboratório: Piroxênio, $\text{Mg}_x\text{Fe}_{1-x}\text{SiO}_3$, com $x=0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.95, 1.0$ e Olivina, $\text{Mg}_{2x}\text{Fe}_{2-2x}\text{SiO}_4$, com $x=0.4$ e 0.5 .

As figuras 12 e 13 mostram os resultados da equação 3.18 para

diferentes profundidades ópticas e geometrias do sistema. A figura 12 representa inclinações onde o disco obscurece a estrela e absorve luz e a figura 13 quando não há obscurecimento e só vemos espalhamento de luz sobreposto à luz da anã branca. A região de 3000Å a 6000Å é a mais interessante para testes observacionais. Nesta faixa há uma mudança brusca na razão entre a estrela *alvo* e a *padrão*. Esta mudança tem um formato bem diferente do que uma má calibração de fluxo teria e neste caso representa uma boa assinatura da presença da poeira.

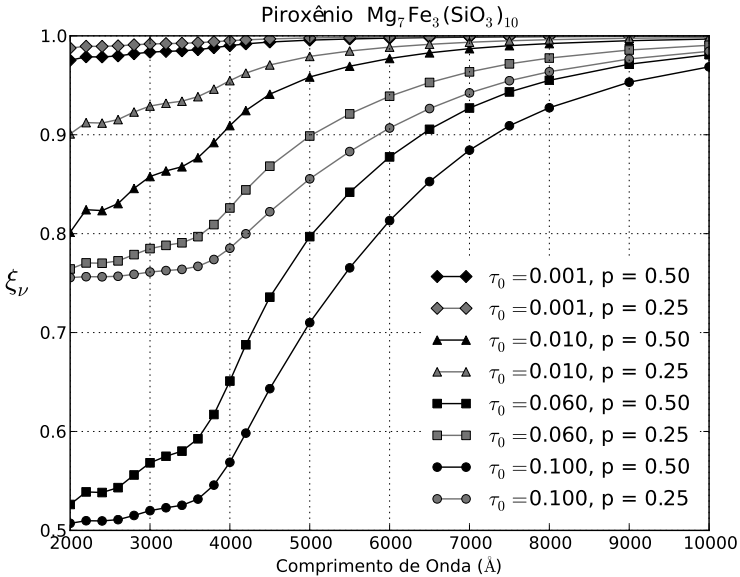


Figura 12 – Razão esperada entre os espectros das estrelas *alvo* e *padrão* (equação 3.18) quando a inclinação é tal que o disco obscurece parte da anã branca, como mostrado nos painéis 1 e 2 da figura 10. O disco é composto de grãos de poeira de Piroxênio $\text{Mg}_7\text{Fe}_3(\text{SiO}_3)_{10}$ de $0.1\mu\text{m}$. Para calcular o espalhamento foi assumido $\ln(r_e/r_i) \lesssim \ln(100/5) = 3$ como um limite superior da equação 3.18 e adotado $i = 85^\circ$.

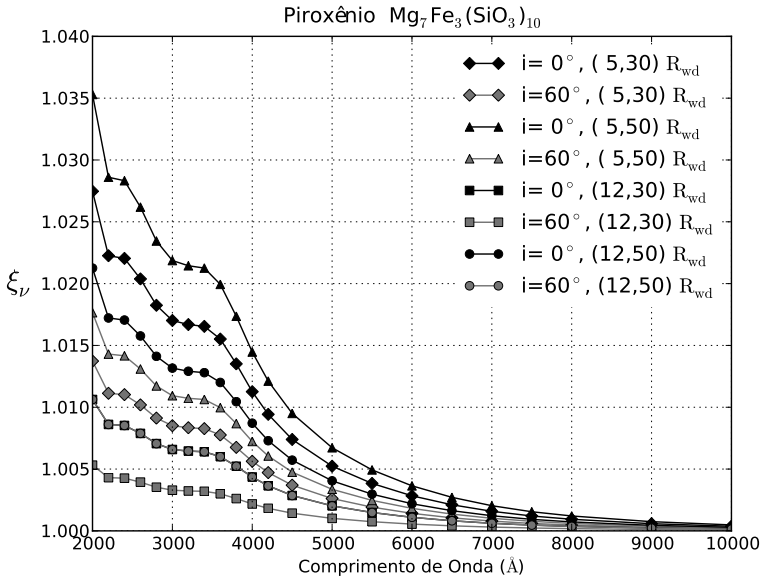


Figura 13 – Razão esperada entre os espectros das estrelas *alvo* e *padrão* (equação 3.18) quando o disco não obscrece a anã branca e vemos a luz espalhada sobreposta à luz estelar. O disco é composto de grãos de poeira de Piroxênio $\text{Mg}_7\text{Fe}_3(\text{SiO}_3)_{10}$ de $0.1\mu\text{m}$. Todas as curvas foram calculadas com $\tau_0 = 0.1$ porque o termo de espalhamento puro na equação 3.18 é linear em τ_0 .

3.3 TESTE OBSERVACIONAL

Nosso modelo possibilita testes observacionais diretos. Podemos testar os efeitos do disco no ultravioleta próximo e no óptico dividindo o espectro da estrela *alvo* pelo da *padrão*. No caso opticamente fino o resultado dependerá do comprimento de onda e pode fornecer parâmetros físicos para a estrutura do disco.

A estrela *padrão* deve ser o mais similar possível à *alvo*. No caso ideal ela seria idêntica, mas sem o disco obscurecendo. Como não é possível ter um par de estrelas como este, procuramos estrelas sem peculiaridades no espectro para diminuir ainda mais as diferenças. Qualquer outra anã branca irá diferir da estrela *alvo* em T_{eff} e $\log g$ e esta diferença pode fazer com que a divisão dos espectros se assemelhe aos efeitos esperados do disco.

Na figura 14 mostramos os efeitos das diferenças de T_{eff} e $\log g$ entre as estrelas usando espectros teóricos de anãs brancas de Koester (2010). Assumimos uma estrela *alvo* de $T_{\text{eff}} = 12000$ K e $\log g = 8.0$, similar a G29-38 (Reach et al., 2009). No painel de cima mantivemos T_{eff} fixa e variamos $\log g$ por 0.05 dex. Já no painel de baixo fixamos $\log g$ e variamos T_{eff} por 150 K. De acordo com Liebert, Bergeron e Holberg (2005), as incertezas na temperatura são da ordem de $1.2\% \approx 150$ K e 0.038 in $\log g$. Portanto, diferenças maiores de temperatura ou $\log g$ podem ser percebidas.

Podemos ver na figura 14 que a modificação dos fluxos no ultravioleta próximo e no óptico por discos que absorvem ou espalham luz tem uma forma diferente das incertezas causadas pelas diferenças entre a estrela *alvo* e a *padrão*. Entretanto, dependendo da faixa espectral analisada a diferença pode não ser significativa. Apesar disso, tendo bons ajustes de T_{eff} e $\log g$ para ambas estrelas podemos corrigir os efeitos para analisar somente os efeitos da poeira. Evidentemente que todo este processo insere mais incertezas, mas estas podem, e devem, ser contabilizadas na análise.

Atualmente o *Catálogo de Anãs Brancas* (McCook; Sion, 1999) lista mais de doze mil estrelas. Portanto não é muito difícil achar uma estrela *padrão* com uma temperatura similar à *alvo*. Como exemplo temos G29-38 e Ross 548 que têm quase a mesma temperatura e $\log g$. É preciso ser cauteloso nesta comparação pois estes valores de T_{eff} e $\log g$ foram obtidos em determinações diferentes. Quando *alvo* e *padrão* forem comparadas é necessário usar parâmetros obtidos a partir de dados similares e mesmos modelos.

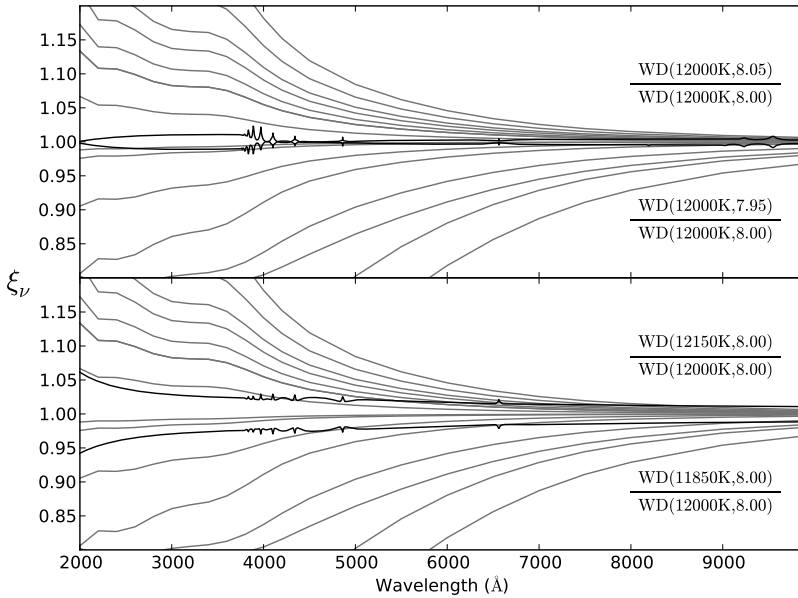


Figura 14 – Comparação entre os efeitos de discos de poeira e efeitos causados por diferenças de T_{eff} e $\log g$ entre as estrelas *alvo* e *padrão*. As linhas cinza mostram o efeitos esperados nas figuras 12 e 13. No painel superior a linha preta sólida mostra a razão entre os espectros de anãs brancas para T_{eff} fixa e variações em $\log g$. No painel inferior fixamos $\log g$ e variamos T_{eff} .

3.3.1 Determinação dos Parâmetros

É difícil fazer uma comparação direta da definição de p e τ_0 com os valores esperados para discos reais. Usamos os parâmetros de disco obtidos em trabalhos anteriores para fornecer algumas expectativas observacionais e ajudar a planejar futuras observações.

Para discos, a razão entre a área obscurecida e a área total, p (equação 3.5), varia entre 0 quando não há obscurecimento e 0.5 para um disco que se estende desde a superfície da anã branca até o infinito e obscurece metade da superfície estelar. Entretanto, se a região de emissão no infravermelho não é um disco mas uma casca esférica em torno da estrela (Reach et al., 2005) p será igual a 1. Portanto este trabalho prevê um método independente de testar a hipótese de disco. Evidentemente as dificuldades observacionais precisam ser levadas em conta e podem, na prática, dificultar muito para que p possa ser medido com a precisão necessária.

Além de p é possível determinar τ_0 . Estimativas para os valores esperados são mais incertas mas podemos ter uma primeira ideia usando alguns valores médios para as propriedades da poeira e do disco. Kruegel (2003) estabelece 2.5 g/cm^3 como um valor típico para a densidade de um grão de poeira interestelar e assumimos que esta é uma boa ordem de grandeza para a poeira no disco. Jura et al. (2007) estima a massa do disco de GD 362 entre 10^{18} e 10^{24} g. Usando tamanhos típicos estimados para discos, que variam entre $10 R_{wd}$ and $100 R_{wd}$ para os raios interno e externo, temos um intervalo de valores para τ_0 de 10^{-4} até algo um pouco maior que 1, dependendo da massa do disco e do tipo de grão de poeira (Dorschner et al., 1995). Portanto os parâmetros usados na figura 12 são justificados como realistas.

O ângulo de inclinação do disco pode ser inferido a partir da presença de excesso de fluxo devido ao espalhamento da luz na linha de visada. A figura 13 mostra este efeito para inclinações de 0° a 60° . Excesso de fluxo no ultravioleta próximo já foi detectado por Gänsicke et al. (2006) em SDSS 1228+1040 e, como foi dito, pode ser causado por espalhamento de luz. Para inclinações maiores há uma falta de fluxo devido à absorção e espalhamento para fora da linha de visada, como mostrado na figura 12 para $i = 85^\circ$. A transição entre o primeiro e o segundo caso acontece por volta de 80° .

4 SOLUÇÃO NUMÉRICA POR MONTE CARLO

4.1 INTRODUÇÃO

No capítulo 3 discutimos os efeitos causados por um disco de poeira em torno de uma anã branca na luz desta estrela. Obtivemos resultados analíticos para os casos opticamente espesso e opticamente fino. Neste último fomos capazes de mostrar, pela primeira vez, que podem ocorrer efeitos significativos no ultravioleta próximo e no óptico. Conforme discutido, tais efeitos podem ser usados para ampliar a faixa espectral de estudo destes objetos e, deste modo, aumentar o número de vínculos observacionais e melhorar nosso conhecimento da física destas estrelas.

Uma solução analítica baseada em algumas hipóteses simplificadoras é sempre muito útil porque permite estudar limites físicos importantes e que em muitos casos não podem ser alcançados numericamente por problemas de convergência. Além disso, por sua própria natureza de equações explícitas, facilita muito o trabalho de investigação de comportamentos gerais, que podem ser deduzidos a partir das equações. Entretanto, o fato de conter hipótese simplificadoras limita os resultados aos casos em que essas hipóteses são válidas. No caso em questão, nossa abordagem não permite analisar sistemas com profundidades ópticas intermediárias e esta é uma limitação muito séria pois certamente existem muitos discos que se encaixem nesta situação.

A forma usual de resolver problemas mais complexos de transferência radiativa de maneira exata é através de técnicas numéricas baseadas em um conjunto de equações integro-diferenciais que começaram a ser desenvolvidas no começo do século passado por Schuster e Schwarzschild (Chandrasekhar, 1950). A abordagem tradicional destas técnicas é eficiente mas tem o problema de exigir condições de contorno específicas, o que dificulta o tratamento de sistemas com nenhuma ou poucas simetrias, além de possuir vários problemas de convergência intrínsecos ao método. É amplamente conhecido que uma das principais limitações do método é sua alta complexidade, que dificulta a implementação em casos mais realísticos.

Felizmente nas últimas décadas a astrofísica tem se beneficiado das técnicas de Monte Carlo para resolver problemas de transferência radiativa (MCRT *Monte Carlo Radiative Transfer*) onde a abordagem clássica é de difícil implementação. As técnicas de Monte Carlo já são usadas há bastante tempo em outras áreas da física, como a física nuclear

e a mecânica estatística. Grosso modo simulam os processos físicos considerando as interações individuais entre os entes físicos e usando distribuições de probabilidade para prever as chances de ocorrência da interação. No caso da transferência radiativa, um fóton¹ é lançado e monitorado de cada vez e sua interação com a atmosfera é calculada ponto a ponto através das probabilidades de absorção e espalhamento. Em geral estas probabilidades dependem das variáveis de estado da atmosfera (como pressão, composição e temperatura) e portanto existe todo um conjunto de técnicas iterativas que permitem a convergência para uma solução auto-consistente final.

O processo de seguir fóton a fóton individualmente para somar as contribuições e encontrar uma solução geral permite uma grande liberdade na escolha da geometria do problema. Entretanto, este mesmo fato traz sérios problemas de convergência para o MCRT em atmosferas opticamente finas ou espessas (Niccolini; Woitke; Lopez, 2003). No primeiro caso a convergência é dificultada porque há poucas interações dos fótons com a atmosfera, afinal se τ é a profundidade óptica, uma fração muito pequena de fótons sai sem interagir $\sim e^{-\tau} \approx 1 - \tau$ ($\tau \rightarrow 0$). No caso opticamente espesso os fótons interagem muito pois o livre caminho médio é pequeno comparado com a espessura da atmosfera, o que dificulta a convergência pois é preciso muito tempo computacional para realizar as interações para um fóton sair.

No caso dos discos de poeira em torno de anãs brancas temos um sistema bidimensional que apresenta sérias dificuldades ao método clássico de transferência radiativa. É interessante tratá-lo como MCRT. Porém como foi discutido acima, esta técnica é ideal para profundidades ópticas intermediárias. Como temos uma solução analítica nos casos limites de profundidade óptica podemos concluir que o MCRT é o método mais indicado para encontrar uma solução exata para o problema de discos de poeira em torno de anãs brancas. Além disso, não precisamos usar processos iterativos para calcular a pressão, composição e temperatura da atmosfera. Um único ciclo do algoritmo nos permite resolver o problema. Isso acontece porque queremos investigar atmosferas compostas por grãos de poeira e, em uma primeira aproximação, os índices de opacidade da poeira não dependem destas variáveis de estado (Dorschner et al., 1995; Kruegel, 2003).

Neste capítulo apresentamos a solução exata obtida numérica-

¹Fisicamente podemos pensar tanto na propagação de um pacote de fótons (Carciofi, 2001) quanto na propagação de fótons individuais (Gordon et al., 2001). Fora as diferenças conceituais do significado de absorção, emissão, espalhamento, propagação e polarização em cada caso, não há diferenças quanto à implementação numérica em si. No texto desta Tese optamos pela segunda abordagem.

mente através da transferência radiativa pelo Método de Monte Carlo. Como a tese não se concentra sobre o MCRT em si, faço uma breve introdução da técnica na seção 4.2. Para uma abordagem mais aprofundada aplicada ao contexto astrofísico indico a tese de doutorado de Carciofi (2001), além dos trabalhos de Witt (1977), Code e Whitney (1995) e Gordon et al. (2001).

4.2 MONTE CARLO

Como foi dito na seção 4.1, o MCRT consiste na ideia de seguir a trajetória individual de cada fóton à medida que se propaga na atmosfera. As figuras 15 e 16 mostram o algoritmo do método, que consiste basicamente de quatro ações: emitir, mover, interagir com a atmosfera e detectar o fóton. Os detalhes de cada ação dependem da geometria do problema e do tipo de composição da atmosfera.

A geometria que nos interessa no problema é a mesma da figura 10, exceto que neste caso a espessura do disco não é nula. Entretanto, para fins de validação do algoritmo e das rotinas, implementamos uma geometria plano-paralela para comparar com os resultados analíticos de Chandrasekhar (1950). E além de resolver o caso de um espalhamento por um grão de poeira com um índice de refração qualquer, implementamos o caso simples de espalhamento Thomson para comparar com os mesmos resultados analíticos. A seguir discutimos os procedimentos básicos de cada uma das etapas para os casos implementados.

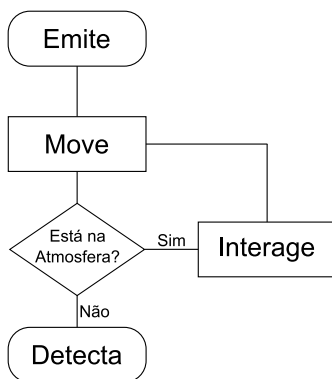


Figura 15 – Esquema básico do algoritmo de MCRT.

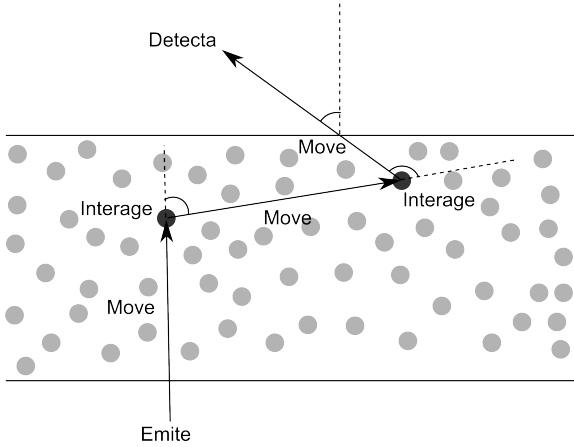


Figura 16 – Exemplo de trajetória de um fóton em uma simulação de Monte Carlo.

4.2.1 Emissão

O estado do fóton a cada momento é descrito por três vetores. A posição $\vec{p} = (x, y, z)$, a direção de propagação $\hat{s} = (u, v, w)$ e o vetor de Stokes que fornece o estado de polarização $S = (I, Q, U, V)$. A questão da polarização e do vetor de Stokes serão discutidas na seção 4.2.3.

No caso de uma atmosfera plano-paralela o vetor de posição inicial é a própria origem $\vec{p}_0 = (0, 0, 0)$. Já para uma estrela circundada por um disco, a posição inicial é um ponto qualquer sobre a superfície da estrela,

$$\vec{p}_0 = \begin{cases} x_0 = \sin \theta_0 \cos \phi_0 \\ y_0 = \sin \theta_0 \sin \phi_0 \\ z_0 = \cos \theta_0, \end{cases} \quad (4.1)$$

onde assumimos a estrela como tendo raio unitário e os ângulos

$$\begin{aligned} \theta_0 &= \arccos(2\xi_1 - 1) \\ \phi_0 &= 2\pi\xi_2 \end{aligned} \quad (4.2)$$

são gerados a partir dos números randômicos ξ_1 e ξ_2 obtidos de uma distribuição uniformemente distribuída em $[0, 1]$. Estas equações são obtidas a partir do princípio da amostragem de distribuições de probabilidade assumindo uma distribuição uniforme sobre a superfície da

estrela, ou seja, é preciso amostrar igualmente sobre ângulo sólido. Mais detalhes podem ser encontrados no apêndice A.

Para uma atmosfera plano-paralela a direção inicial de propagação também deve ser amostrada de modo que haja uma distribuição isotrópica em ângulo sólido e portanto \hat{s}_0 é calculado como nas equações 4.1 e 4.2. Para uma estrela circundada por um disco os fótons saem da superfície da estrela e portanto geram um novo sistema de coordenadas que deve ser usado para calcular a direção inicial de propagação. A figura 17 exemplifica o caso, e seguindo Carciofi (2001) as coordenadas de \hat{s}_0 são,

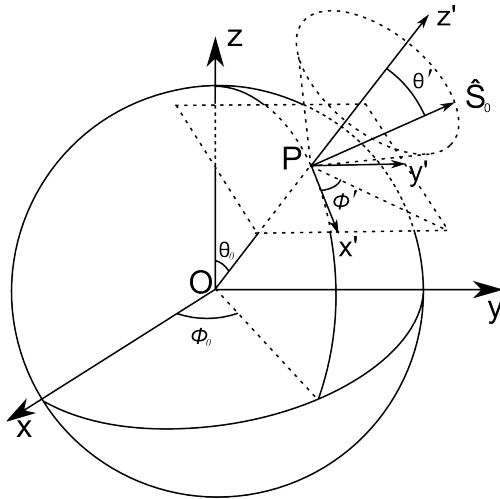


Figura 17 – Lançamento de um fóton a partir da atmosfera de uma estrela. Adaptação da figura 3.1 de Carciofi (2001).

$$\hat{s}_0 = \begin{cases} u_0 = -\sqrt{1 - \mu'^2} \sin \phi_0 \sin \phi' + A \cos \phi_0 \\ v_0 = \sqrt{1 - \mu'^2} \cos \phi_0 \sin \phi' + A \sin \phi_0 \\ w_0 = \mu' \mu_0 - \sqrt{1 - \mu'^2} \sqrt{1 - \mu_0^2} \cos \phi', \end{cases} \quad (4.3)$$

onde

$$\begin{aligned} A &= \sqrt{1 - \mu'^2} \frac{\mu_0}{\cos \phi'} + \mu' \sqrt{1 - \mu_0^2} \\ \mu' &= \xi_1 \\ \phi' &= 2\pi \xi_2 \end{aligned} \quad (4.4)$$

onde os ângulos $\theta' = \arccos \mu'$ e ϕ' estão definidos no novo sistema de coordenadas e $\theta' \in [0, \pi/2]$ porque os fótons da estrela não podem ser emitidos para dentro dela.

Inicialmente os fótons são lançados sem polarização alguma, que é representada por um vetor de Stokes $S_0 = (1, 0, 0, 0)$.

4.2.2 Movimento

Depois que o fóton é lançado, e após cada interação, ele deve ser movido até a próxima posição de interação dentro da atmosfera, até que finalmente alcance a fronteira e saia. A distância típica percorrida em cada movimento é o livre-caminho médio. No nosso problema assumimos uma atmosfera com densidade e composição uniforme e que portanto também tem uma profundidade óptica uniforme. Neste caso a distância percorrida no próximo movimento é dada por

$$L = -\frac{h_{max}}{\tau_{max}} \ln(1 - \xi), \quad (4.5)$$

onde ξ é obtido de uma distribuição uniformemente distribuída em $[0, 1)$. Tanto para a atmosfera plano-paralela quanto para o disco, h_{max} é a altura da atmosfera e τ_{max} é a profundidade óptica vertical total.

A próxima posição do fóton é dada por,

$$\vec{p}_{i+1} = \vec{p}_i + L\hat{s}_i = \begin{cases} x_{i+1} = x_i + Lu_i \\ y_{i+1} = y_i + Lv_i \\ z_{i+1} = z_i + Lw_i. \end{cases} \quad (4.6)$$

Se a atmosfera não tiver uma profundidade óptica uniforme é possível dividi-la em camadas onde seja válida a aproximação de τ uniforme. Depois de cada movimento é preciso checar se o fóton ainda está na atmosfera. Se não estiver, passa para a etapa de detecção, se estiver, ele interage novamente com a atmosfera.

4.2.3 Interação

Quando os fótons interagem com os grãos de poeira da atmosfera eles podem ser absorvidos ou espalhados. Aqueles que forem espalhados têm seu estado de polarização alterado. Como o índice de refração da poeira não depende da temperatura e não queremos calcular a emissão da poeira, não nos interessa calcular o equilíbrio radiativo da atmosfera

e portanto não precisamos saber a quantidade de energia absorvida do feixe de fótons.

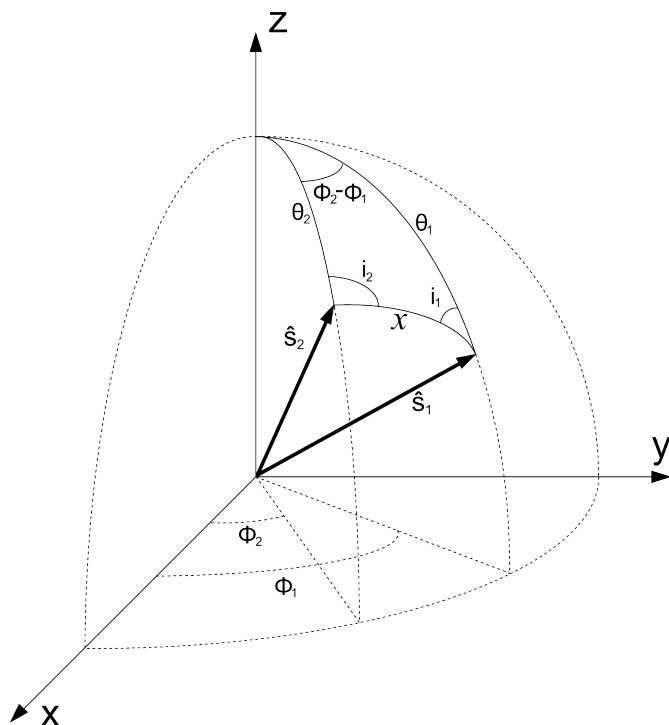


Figura 18 – Ângulos de espalhamento de um fóton no MCRT. O fóton inicialmente propaga-se na direção \hat{s}_1 e depois de ser espalhado por um ângulo χ passa a se propagar na direção \hat{s}_2 . A figura é baseada na figura 2.5 de Carciofi (2001) e na figura 2 de Ramella-Roman, Prahel e Jacques (2005).

No Monte Carlo o espalhamento é descrito por uma mudança na direção de propagação e no vetor de Stokes. Ambas estão relacionadas pelo ângulo de espalhamento (χ), conforme mostrado na figura 18. Além deste há um segundo ângulo (i_1) que define o plano de espalhamento que contém \hat{s}_1 e \hat{s}_2 . A determinação de χ e i_1 é parte central da técnica de Monte Carlo. Eles são obtidos através da amostragem da distribuição de intensidades, conforme discutido mais adiante no texto e no apêndice A. Determinados os ângulos de espalhamento a nova direção de propagação será dada por

$$\hat{s}_2 = \begin{cases} u_2 = \frac{\sin \chi}{\sqrt{1-w_1^2}}(v_1 \sin i_1 - w_1 u_1 \cos i_1) + u_1 \cos \chi \\ v_2 = -\frac{\sin \chi}{\sqrt{1-w_1^2}}(u_1 \sin i_1 + w_1 v_1 \cos i_1) + v_1 \cos \chi \\ w_2 = \sqrt{1-w_1^2} \sin \chi \cos i_1 + w_1 \cos \chi. \end{cases} \quad (4.7)$$

O ângulo i_2 é obtido a partir da figura 18 por meio de trigonometria esférica:

$$\cos i_2 = \frac{\cos \theta_2 - \cos \theta_1 \cos \chi}{\sin \theta_1 \sin \chi}. \quad (4.8)$$

A polarização é descrita em termos do vetor de Stokes, que segundo Goldstein (2003) é a melhor opção para cálculos de transferência radiativa por ser uma descrição em termos de quantidades mensuráveis e que estão escritas em função da intensidade luminosa. O vetor de Stokes é composto por quatro componentes: I , Q , U e V . A polarização da luz é um fenômeno físico básico bem descrito em qualquer livro de óptica, por isso não cabe aqui uma descrição detalhada. Entretanto, à título de completude, vale dizer que a frente de onda polarizada é descrita em termos da *ellipse de polarização*, que é a composição de dois campos elétricos oscilantes perpendiculares. O estado de polarização pode ser descrito por esta elipse tomando-se diferentes fases e intensidades para estes campos, conforme mostrado na figura 19.

Apesar de descrever muito bem o estado de polarização, as grandezas que definem a elipse de polarização (tamanho dos semi-eixos a e b e ângulo ψ em relação ao sistema coordenado x - y) não podem ser medidas diretamente porque a frente de onda varia no tempo com a mesma frequência da luz. Uma variação muito rápida para qualquer medida. É preciso tomar médias temporais e neste processo obtém-se os parâmetros de Stokes que são, estes sim, mensuráveis. Conforme Goldstein (2003):

$$\tan 2\psi = \frac{U}{Q}, \quad (4.9)$$

$$\sin 2\chi = \frac{V}{I}, \quad (4.10)$$

onde χ é o ângulo de elipsidade definido como:

$$\tan \chi = \frac{\pm b}{a}. \quad (4.11)$$

Para um feixe de luz não polarizado, I é igual à intensidade luminosa do feixe e $Q = U = V = 0$. Para um feixe polarizado, I ainda é a intensidade luminosa enquanto o parâmetro Q fornece uma medida da quantidade de polarização linear horizontal ou vertical. O parâmetro U também mede a quantidade de polarização linear, mas em relação aos eixos coordenados rodados de 45° . O parâmetro V mede a quantidade de polarização circular.

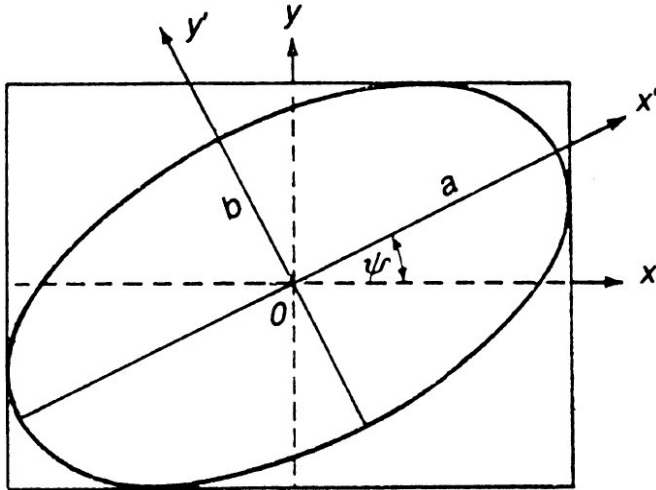


Figura 19 – Figura 3.3 de Goldstein (2003) descrevendo a elipse de polarização.

O novo estado de polarização do fóton depois do espalhamento é dado por (Code; Whitney, 1995)

$$S_2 = L(\pi - i_2)R(\chi)L(-i_1)S_1 \quad (4.12)$$

onde $R(\chi)$ é a matriz de espalhamento e $L(\varphi)$ a matriz de rotação de Müller. Observe que o vetor de Stokes inicialmente é girado do plano que contém o meridiano de propagação inicial para o plano de espalhamento. Em seguida o espalhamento é calculado para então girar novamente o vetor para o plano que contém o meridiano de propagação final.

A matriz de rotação de Müller é

$$L(\varphi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\varphi) & \sin(2\varphi) & 0 \\ 0 & -\sin(2\varphi) & \cos(2\varphi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.13)$$

No caso de um grão esférico de poeira os elementos da matriz de espalhamento são obtidos a partir da Teoria de Mie, conforme discutido no capítulo 2 de Kruegel (2003),

$$R(\chi) = \begin{pmatrix} S_{11}(\chi) & S_{12}(\chi) & 0 & 0 \\ S_{12}(\chi) & S_{11}(\chi) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33}(\chi) & S_{34}(\chi) \\ 0 & 0 & -S_{34}(\chi) & S_{33}(\chi) \end{pmatrix}. \quad (4.14)$$

Para o espalhamento Thomson os elementos da matriz são simplesmente

$$\begin{aligned} S_{11}(\chi) &= \cos^2 \chi + 1 \\ S_{12}(\chi) &= \cos^2 \chi - 1 \\ S_{33}(\chi) &= 2 \cos \chi \\ S_{34}(\chi) &= 0. \end{aligned} \quad (4.15)$$

Efetuada o produto da equação 4.12 e ficando só com a componente de intensidade do vetor de Stokes obtemos

$$I(\chi, i_1) = S_{11}(\chi)I + S_{12}(\chi)[Q \cos(2i_1) - U \sin(2i_1)], \quad (4.16)$$

onde fica claro que há uma distribuição de intensidades espalhadas que varia de acordo com os ângulos de espalhamento. Na técnica de Monte Carlo é preciso determinar os ângulos χ e i_1 a partir desta distribuição de intensidades. No apêndice A discutimos a forma de fazer esta amostragem e sugerimos um novo algoritmo, mais eficiente que os já existentes.

4.2.4 Detecção

Depois que cada fóton sai da atmosfera suas componentes de Stokes são armazenadas em um array conforme o ângulo de saída $\mu = \cos \theta$. Como tanto a atmosfera plano-paralela quanto a estrela circundada por um disco têm simetria axial, o ângulo azimutal não importa na contabilidade final.

Segundo Wood et al. (2003) o MCRT trabalha intrinsecamente com fluxo ao invés de intensidade. Para transformar de fluxo para intensidade fazemos

$$S_{\mu}^I = \frac{d\mu}{2\bar{\mu}N_0} S_{\mu}^F, \quad (4.17)$$

onde $d\mu$ é a largura da caixa usada para amostrar em ângulos de saída, $\bar{\mu}$ é o valor médio da caixa, N_0 é o número de fótons transmitidos e S_{μ}^F representa a soma de cada um dos componentes do vetor de Stokes dentro da caixa.

Para fins de comparação com Chandrasekhar (1950), medimos a polarização linear da luz em cada caixa de amostragem de ângulos de saída pela razão

$$p_{\mu} = \frac{Q_{\mu}}{I_{\mu}}, \quad (4.18)$$

conforme definido pelo próprio autor.

4.3 VERIFICAÇÃO

Para testar o código implementamos o caso mais simples de uma atmosfera plano-paralela opticamente espessa com espalhamento isotrópico e espalhamento Thomson. Estes casos são interessantes porque foram resolvidos analiticamente por Chandrasekhar (1950). A tabela 2 agrupa os resultados obtidos ao longo do livro.

As figuras 20 e 21 mostram o resultado das simulações para os dois tipos de espalhamento. Em ambos os casos a concordância das intensidades é excelente dentro das margens de erro. No espalhamento isotrópico não há polarização e o MCRT também acerta este resultado.

Entretanto, há uma diferença sistemática entre a polarização prevista pelo MCRT e o valor exato obtido por Chandrasekhar (1950) para o espalhamento Thomson. Apesar da diferença estar dentro das barras de erro há um forte indício de falha do programa, pois a diferença é sistemática. Testes demorados feitos com mais pontos indicam que os valores médios tendem a permanecer no mesmo patamar. Há portanto um problema no cálculo da polarização. Foram feitas buscas exaustivas para encontrar o erro mas não foi obtido sucesso.

Apesar deste problema, a concordância perfeita entre as intensidades mostra que a parte do transporte radiativo está funcionando bem e que é possível confiar nas soluções para intensidade. Testes feitos com

Tabela 2 – Solução analítica de Chandrasekhar (1950) para uma atmosfera plano-paralela com profundidade óptica infinita e com espalhamento tipo isotrópico e tipo Thomson. Os dados do espalhamento isotrópico foram retirados da tabela XV, página 135 e os dados do espalhamento Thomson foram extraídos da tabela XXIV, página 248.

μ	$I_{Isotrópico}$	$I_{Thomson}$	$Q/I_{Thomson}$
0.00	0.43301	0.41441	0.11713
0.05	0.49223	0.47490	0.08979
0.10	0.54013	0.52397	0.07448
0.15	0.58493	0.57001	0.06311
0.20	0.62802	0.61439	0.05410
0.25	0.67001	0.65770	0.04667
0.30	0.71123	0.70029	0.04041
0.35	0.75188	0.74234	0.03502
0.40	0.79210	0.78398	0.03033
0.45	0.83197	0.82530	0.02619
0.50	0.87156	0.86637	0.02252
0.55	0.91092	0.90722	0.01923
0.60	0.95009	0.94789	0.01627
0.65	0.98909	0.98842	0.01358
0.70	1.02796	1.02882	0.011123
0.75	1.06671	1.06911	0.008880
0.80	1.10535	1.10931	0.006818
0.85	1.14390	1.14943	0.004919
0.90	1.18238	1.18947	0.003155
0.95	1.22078	1.22945	0.001522
1.00	1.25912	1.26938	0.000000

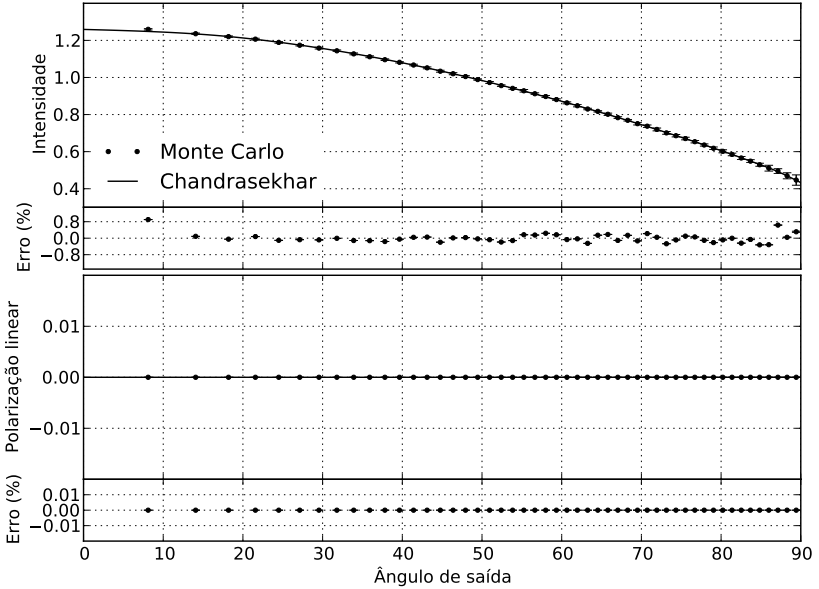


Figura 20 – Verificação do MCRT através da comparação com o resultado analítico de Chandrasekhar (1950) para uma atmosfera plano-paralela com espalhamento isotrópico e profundidade óptica infinita. A simulação assumiu $\tau = 10$ e usou 10^7 fótons. As barras de erro foram calculadas repetindo a simulação 25 vezes. No quadro de cima é mostrado o resultado para as intensidades contra o ângulo de saída, seguido dos resíduos. No quadro de baixo é mostrada a polarização com os resíduos. A concordância entre a simulação e os resultados analíticos é perfeita dentro das barras de erro. Não há polarização porque o espalhamento é isotrópico.

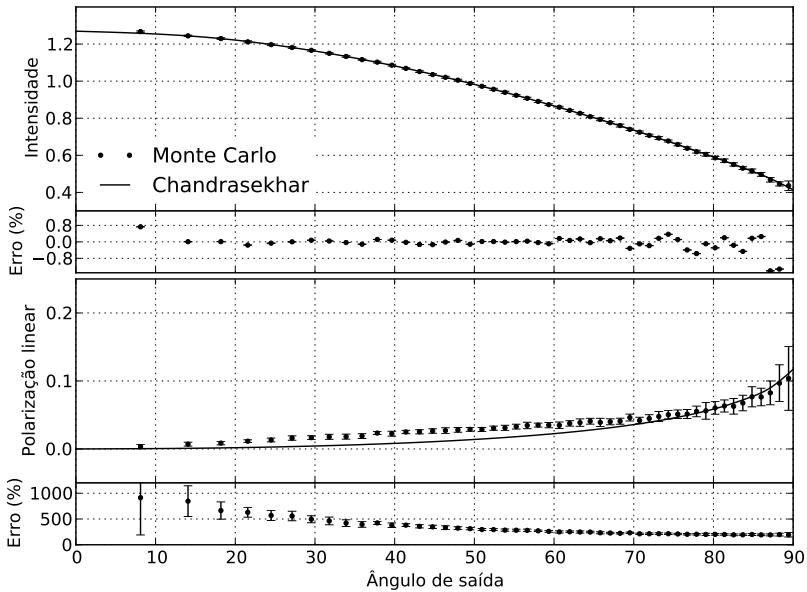


Figura 21 – Mesmo que a figura 20 mas para um espalhamento Thomson. Assim como no espalhamento isotrópico a concordância entre a simulação e o modelo é perfeita para as intensidades. Há, entretanto, uma potencial discordância para a polarização.

o programa sem considerar a polarização nas equações mostraram que os resultados para a intensidade se mantêm. É lamentável que uma falha no código nos impeça de prever a polarização nos discos. Entretanto, o objetivo inicial de encontrar soluções exatas para a transferência radiativa nos discos de poeira foi alcançado. Os testes deixaram claro que além das soluções analíticas do capítulo 3 podemos encontrar soluções exatas numéricas através do MCRT para os casos de opacidade óptica intermediária.

4.4 RESULTADOS

Implementamos o MCRT para um disco de poeira em torno de uma anã branca. O programa recebe como entrada os raios interno e externo do disco, a altura do disco, o parâmetro τ_0 que parametriza a profundidade óptica (equação 3.12), o tipo de poeira e o raio dos grãos, além de outros parâmetros menos importantes. Para fins de comparação usamos os mesmos parâmetros usados nos cálculos analíticos do capítulo 3. A tabela 3 resume os valores adotados.

Tabela 3 – Parâmetros das simulações com MCRT.

r_i	$10 R_{wd}$
r_e	$70 R_{wd}$
H	$0.1 R_{wd}$
R_{wd}	$0.01 R_{\odot}$
Poeira	Piroxênio $Mg_7Fe_3(SiO_3)_{10}$
Raio da poeira	$0.1 \mu m$

A figura 22 mostra como a profundidade óptica varia com o comprimento de onda. Para poder explorar os efeitos de profundidades ópticas diferentes usamos dois valores de τ_0 : 0.1 e 0.001. A forma da curva é a mesma nos dois casos porque $\tau \propto \tau_0$, como pode ser visto na equação 3.12.

Os resultados das simulações podem ser vistos nas figuras 23, 24, 25 e 26. As duas primeiras mostram como o fluxo varia com o ângulo de saída, as duas últimas a variação do fluxo em relação ao comprimento de onda. As figuras 23 e 25 foram criadas usando $\tau_0 = 0.001$ e as figuras 24 e 26 para $\tau_0 = 0.1$. Em todas elas os pontos com barras de erro indicam os cálculos numéricos do MCRT e as linhas contínuas os cálculos analíticos do capítulo 3. Os resultados do cálculo analítico foram colocados junto

para podermos explorar melhor os limites de validade das hipóteses.

Observando as figuras 23 e 24 percebe-se que o MCRT concorda muito bem com as expectativas analíticas quando $\tau \lesssim 10^{-3}$, algo que já era esperado, conforme discutido no capítulo 3. A mesmas relações de concordância e discordância podem ser claramente observadas nas figuras 25 e 26. Quando a profundidade óptica não é muito baixa, o cálculo numérico exato mostra que as aproximações analíticas começam a falhar, como esperado.

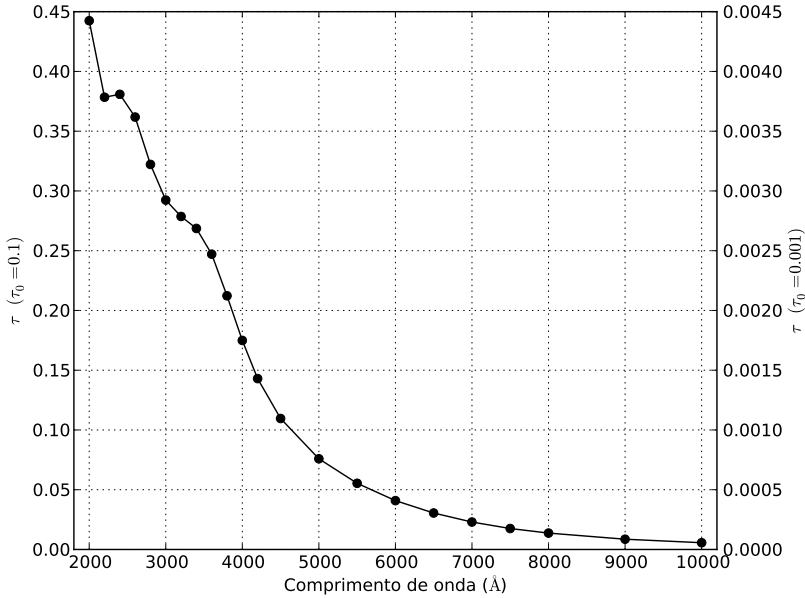


Figura 22 – Variação da profundidade óptica em relação ao comprimento de onda para o Piroxênio $\text{Mg}_7\text{Fe}_3(\text{SiO}_3)_{10}$. No eixo vertical da esquerda usamos $\tau_0 = 0.1$ e no eixo vertical da direita $\tau_0 = 0.001$.

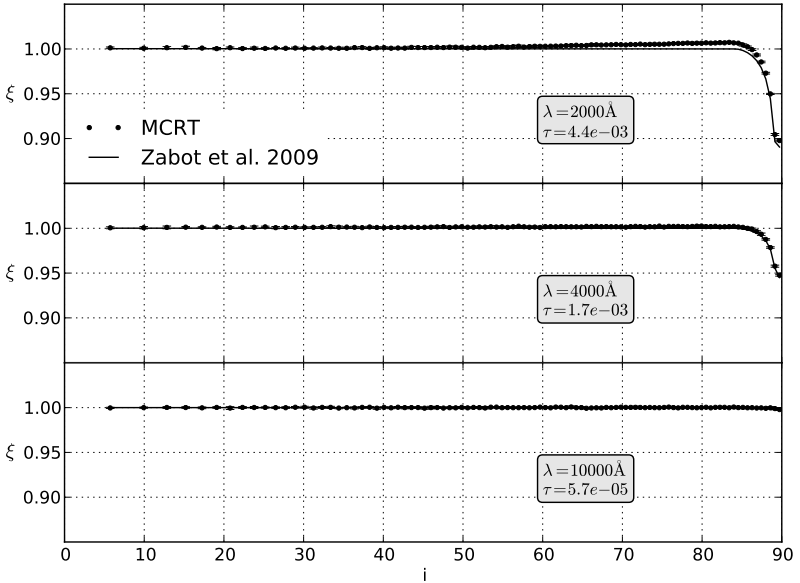


Figura 23 – Resultado das simulações de MCRT para ξ contra o ângulo de inclinação da linha de visada (i) para um sistema composto por disco em torno de uma Anã Branca. Sistemas vistos de frente (*face on*) têm $i = 0^\circ$. Foi usado $\tau_0 = 0.001$ (equação 3.12) nas simulações. Os pontos com barras de erro indicam os resultados das simulações de MCRT e a linha sólida os resultados analíticos discutidos no capítulo 3. Cada um dos painéis mostra como se comporta o fluxo para diferentes comprimentos de onda.

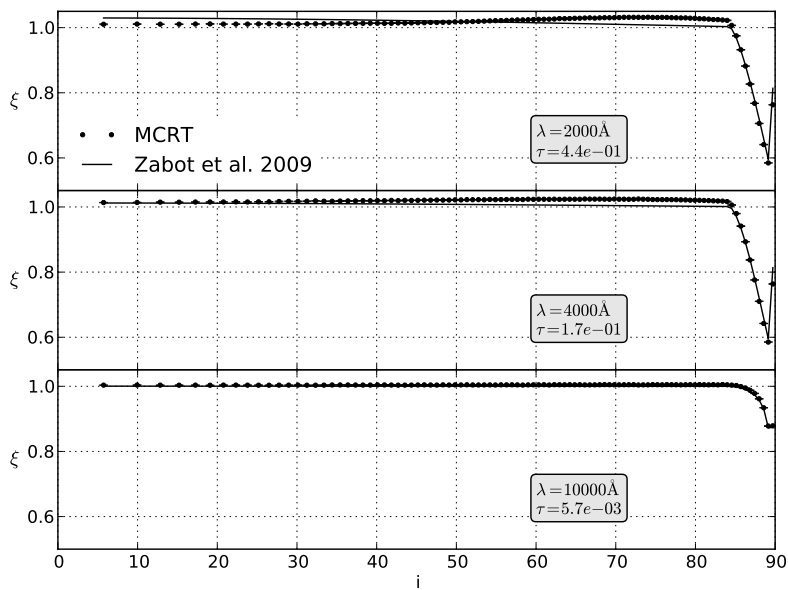


Figura 24 – Mesmo que a figura 23 mas com $\tau_0 = 0.1$.

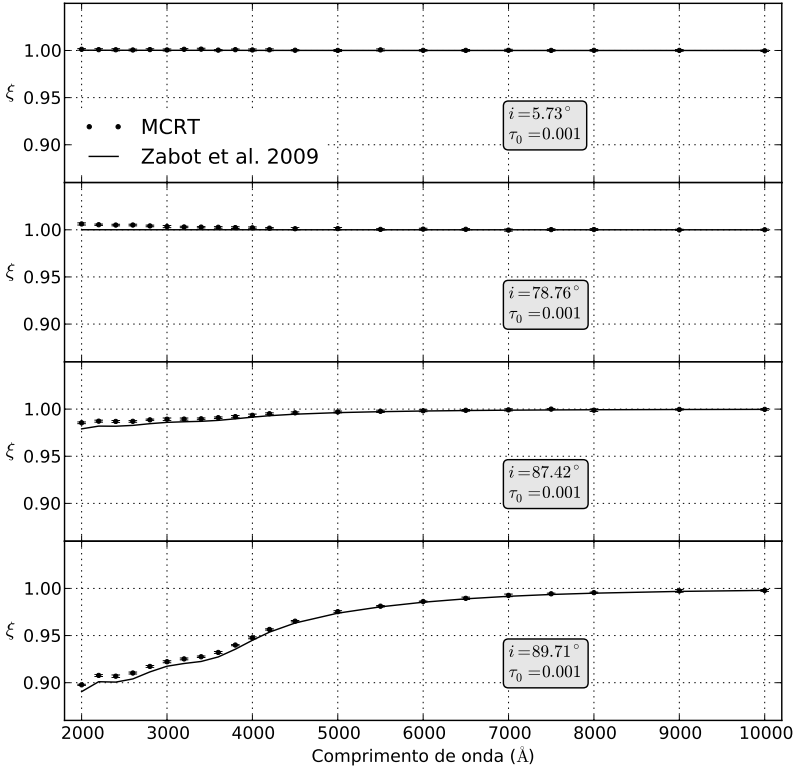


Figura 25 – Resultado das simulações de MCRT para ξ contra o comprimento de onda para um sistema composto por disco em torno de uma Anã Branca. Foi usado $\tau_0 = 0.001$ (equação 3.12) nas simulações. Os pontos com barras de erro indicam os resultados das simulações de MCRT e a linha sólida os resultados analíticos discutidos no capítulo 3. Cada um dos painéis mostra como se comporta o fluxo para diferentes inclinações da linha de visada. Sistemas vistos de frente (*face on*) têm $i = 0^\circ$.

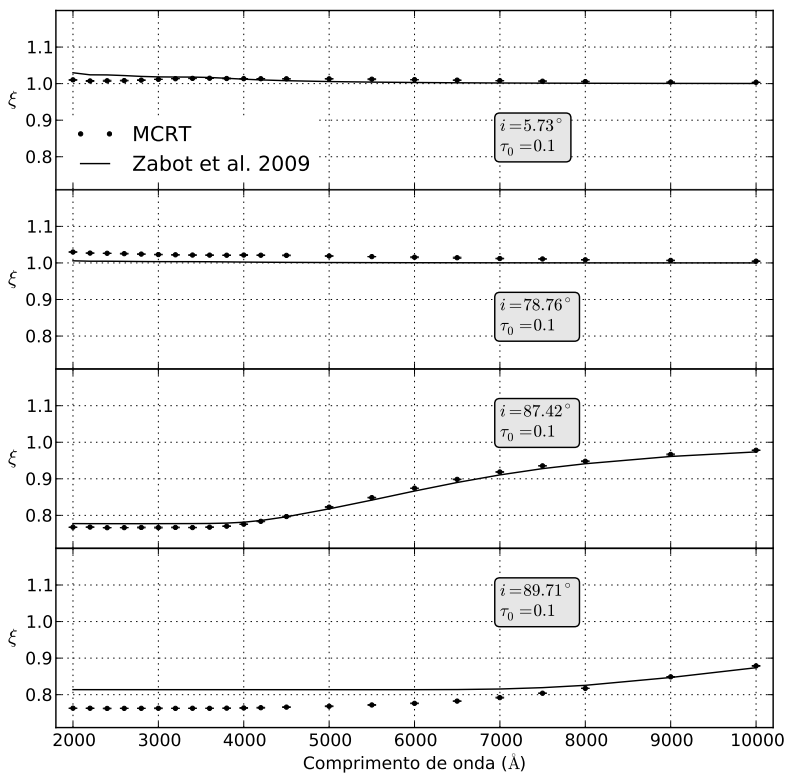


Figura 26 – Mesmo que a figura 25 mas com $\tau_0 = 0.1$.

5 CONCLUSÕES GERAIS E PERSPECTIVAS

5.1 CONCLUSÕES

Neste trabalho apresentamos uma nova forma de estudar a causa do excesso no infravermelho de algumas anãs brancas ricas em metais. Estudando os efeitos da poeira no ultravioleta próximo e no óptico ao invés do infravermelho fomos capazes de mostrar pela primeira vez que estas regiões espectrais fornecem um novo vínculo observacional à física destes sistemas. Tal vínculo é muito importante porque permite melhorar nossas hipóteses sobre a existência ou não de um disco bem como as propriedades físicas do material.

Para este trabalho desenvolvemos uma abordagem analítica e outra numérica cujos resultados concordam entre si nos limites físicos esperados. Mas, além disso, ambas se completam quando uma ou outra falha devido às limitações das hipóteses ou do método adotados. Desta forma, podemos dizer que nosso tratamento do problema foi completo no sentido que cobre todos os limites físicos possíveis para os sistemas. Apesar disso, é evidente que ainda falta fazer um tratamento mais amplo no que se refere a outras possíveis configurações, especialmente no que tange à possibilidade de coexistência de vários tipos de grãos de poeira e à existência de uma fase gasosa.

Um resultado importante da Tese foi mostrar que a presença de um disco pode causar uma deficiência ou excesso de fluxo no ultravioleta próximo e no óptico em alguns sistemas, dependendo do ângulo sob o qual o sistema é visto. Cálculos numéricos mais exatos no capítulo 4 provaram que esta diferença não é tão significativa quanto a previsão analítica desenvolvida no capítulo 3. A diferença entre os resultados se deve às hipóteses simplificadoras adotadas no cálculo analítico. O lado positivo é que apesar do efeito ser menor do que o esperado, ele ainda existe e continua sendo detectável.

Durante o desenvolvimento do cálculo numérico com Monte Carlo identificamos a possibilidade de melhorar o algoritmo que calcula o ângulo espalhado, tornando-o mais rápido sem que perca generalidade. A nova técnica que desenvolvemos está descrita no Apêndice A.3.

É relevante lembrar que esta dicotomia entre falta e excesso de fluxo não serve apenas para estimar o ângulo de inclinação da linha de visada. Afinal, para um sistema constituído por um disco (hipótese mais aceita hoje), espera-se que haja mais objetos com excesso de emissão no ultravioleta próximo e no óptico do que sistemas com falta de fluxo.

Se as observações mostrarem o contrário, ou seja, que na maioria dos casos observados há falta de fluxo, então a hipótese de que as estrelas na verdade são circundadas por uma casca (*shell*) de poeira será a correta. Resta observar no ultravioleta próximo e no óptico os sistemas com sabido excesso de emissão no infravermelho para testarmos estas conclusões.

Por fim, estamos convencidos de que se o modelo de disco for o mais adequado, então será possível obter parâmetros físicos relevantes para os sistemas através do tratamento teórico desenvolvido nesta tese. A comparação dos modelos com as observações poderá fornecer fortes vínculos observacionais para a massa total do disco, sua composição química, propriedades da poeira, profundidade óptica e inclinação.

5.2 TESTES OBSERVACIONAIS

Não foi objetivo imediato deste trabalho testar as previsões teóricas desenvolvidas aqui. Apesar disso, esta é uma parte muito importante pois o trabalho empírico é o que dá sustento e sentido à física. Para tanto, nos aliamos com outros membros do grupo para testar observacionalmente os modelos. Com o Prof. Dr. Antonio Kanaan (UFSC), com o Dr. Luciano Fraga (SOAR) e com o aluno Fabio Herpich (UFSC) fizemos espectroscopia de 6 estrelas no SOAR, conforme está mostrado na tabela 4 e nas figuras 27, 28, 29 e 30.

Tabela 4 – Observações realizadas com o espectrógrafo Goodman no telescópio SOAR. Além destas estrelas, foram observadas outras 10 de comparação, além das espectro-fotométricas.

Nome	Data de observação	Tempo de Observação (h)	Status da redução
G29-38	08-12-2008	0.67	Finalizada
GD 56	08-12-2008 11-02-2010	1.17	Finalizada
GD 133	19-02-2010	0.50	Finalizada
PG 1457-086	12-04-2010 10-05-2010	1.17	Finalizada
SDSS J1043+0855	10-05-2010	0.67	Finalizada
SDSS J1228+1040	10-05-2010	0.65	Finalizada

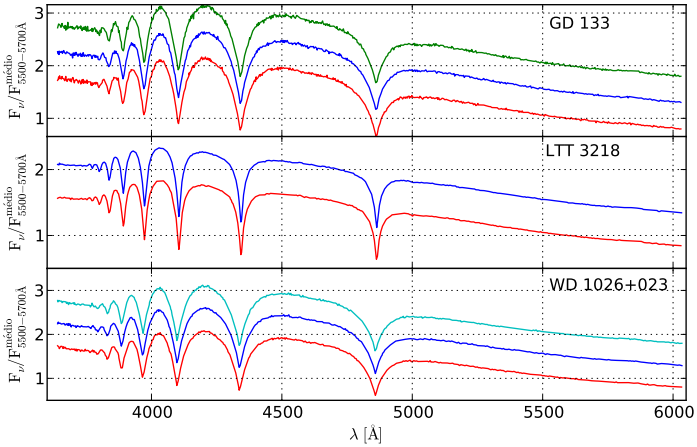


Figura 27 – Figura 3.3 de Herpich (2011). Espectros da noite de 19 de fevereiro de 2010. Cada quadro mostra os espectros das estrelas normalizados e deslocados verticalmente por um fator 0.5.

Com o Prof. Dr. Antonio Kanaan (UFSC), com o Prof. Dr. Alex Carciofi (USP), com o Dr. Luciano Fraga (SOAR) medimos a polarização de 2 estrelas no telescópio Blanco, conforme está mostrado na tabela 5.

Tabela 5 – Observações realizadas com o polarímetro RC Spectrograph no telescópio Blanco.

Nome	Data de observação	Tempo de Observação (h)	Status da redução
G29-38	16-04-2010	2.21	Em andamento
WD 2115-560	17-04-2010	5.22	Em andamento

Além destas observações, temos pedido submetido para realizar polarimetria de 10 estrelas em 2011A no FORS2/VLT/ESO.

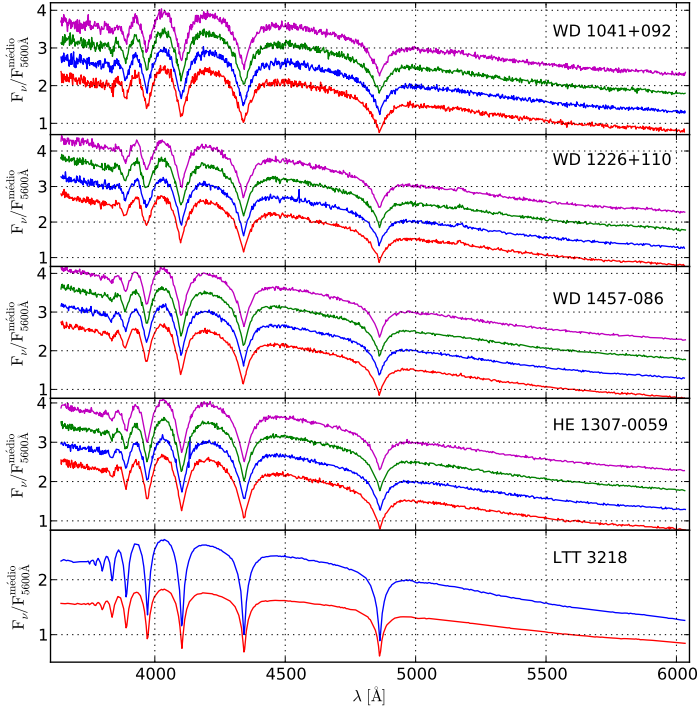


Figura 28 – Figura 3.7 de Herpich (2011). Espectros da noite de 10 de maio de 2010. Cada quadro mostra os espectros das estrelas normalizados e deslocados verticalmente por um fator 0.5.

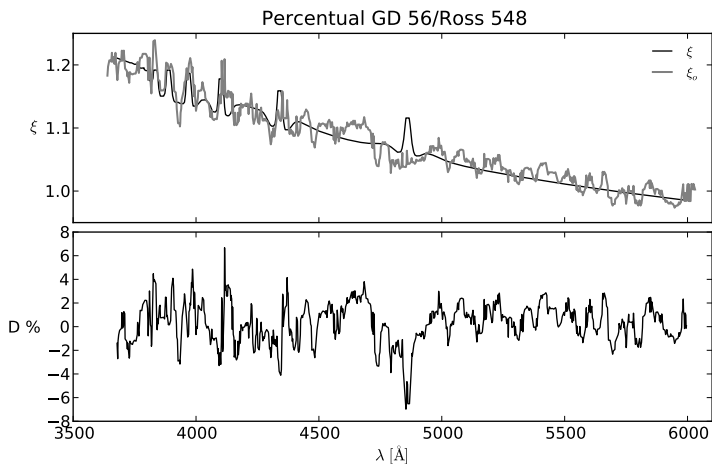


Figura 29 – Figura 4.55 de Herpich (2011). Diferença percentual entre ξ_0 e ξ de GD 56. No painel inferior é mostrada a diferença percentual entre ξ_0 e ξ . Não houve detecção de efeito da poeira.

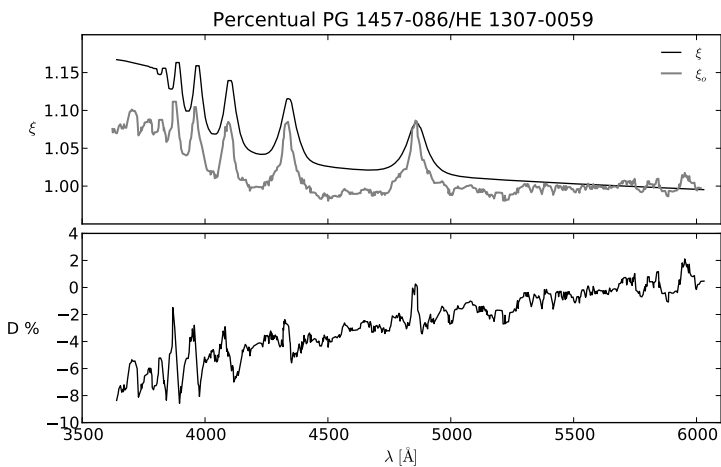


Figura 30 – Figura 4.61 de Herpich (2011). Diferença percentual entre ξ_0 e ξ de PG 1457-086. No painel inferior é mostrada diferença percentual entre ξ_0 e ξ . Herpich (2011) concluiu que foi detectado o efeito da presença de poeira no sistema.

5.3 FUTURO

São muitas as perspectivas para a continuidade deste trabalho. Podemos dividir esquematicamente em três grandes frentes de trabalho: aumentar a abrangência das simulação do MCRT, investigar novas possibilidades teóricas e realizar novas observações.

Nas simulações de MCRT é preciso resolver o problema da polarização. Isto é essencial para poder fazer uma análise dos resultados observacionais frente aos modelos propostos para os discos. A polarização é um fator importante pois como os discos são compostos de grãos de poeira, a luz espalhada por eles deve ser bastante polarizada. Portanto, uma análise da polarização da luz espalhada deve fornecer vínculos observacionais relevantes para a física destes objetos. Em particular, acreditamos que este seja um dos melhores meios para determinar com precisão o tipo de poeira presente nestes sistemas. Esta análise ainda é inédita na literatura.

Além disso, pretendemos aumentar a abrangência das simulações para poder explorar a presença simultânea de vários tipos de poeira. Este trabalho é fundamental porque a partir dele podemos começar a explorar efeitos dinâmicos do disco, bem como mecanismos de formação dele. Isto porque até o momento não existe nenhum trabalho na literatura que trate de forma consistente a presença de vários tipos de poeira no disco com a evolução dinâmica dele. Não basta usar vários tamanhos diferentes de grãos de poeira para calcular o espectro. Este tipo de abordagem obriga a adotar *a priori* uma distribuição de tamanhos de grãos de poeira que será “verificada” mais tarde na comparação com as observações. Entretanto, a experiência nos mostra que há uma grande degenerescência nos efeitos calculados. Para vários tipos diferentes de poeira, temos efeitos muito parecidos. É necessário introduzir um vínculo físico que, no caso, é a evolução do asteroide ou cometa em disco. A modelagem deste processo dinâmico nos fornecerá as possíveis distribuições de tamanho e tipo de poeira no disco.

Neste sentido, um estudo comparativo com os anéis de Saturno é necessário pois já há muitos trabalhos realizados nesta área. Os resultados aplicados a Saturno podem render *insights* muito promissores para os discos de poeira em torno de anãs brancas. Reitero que em especial, modelos que se aplicam a Saturno podem nos ajudar quanto às distribuições de tamanho dos grãos de poeira, técnicas alternativas para calcular o espectro do disco e alguns outros mecanismos físicos que ainda não tenham sido levados em conta nos nossos modelos.

Também precisamos generalizar o programa de MCRT para tra-

balhar com discos que tenham fase gasosa. Conforme discutido no capítulo 2 trabalhos recentes indicam que a fase gasosa é mais comum do que pensado anteriormente e quando presente pode ter um papel significativo na física destes objetos.

Por fim, aprofundar a cooperação com o Prof. Dr. Alex Carciofi para usar o programa desenvolvido por ele (*Hdust*) na investigação dos discos de poeira em torno de anãs brancas. Uma análise incipiente já nos mostrou que em Jura a poeira está colocada perto demais da estrela, a uma distância $\sim 4x$ menor que o raio de destruição por fotodissociação. Esta linha de pesquisa é muito promissora pois o *Hdust* é um programa estabelecido e sólido, que pode em um curto espaço de tempo nos fornecer muitas informações valiosas a respeito dos discos de poeira e gás.

Todas estas perspectivas de pesquisa envolvem também um aprofundamento no tratamento teórico já desenvolvido. Em especial os efeitos dinâmicos ainda não foram suficientemente bem tratados na literatura e merecem uma análise mais aprofundada. Há muita incerteza nas escalas de tempo relacionadas à formação e vida do disco.

No campo observacional as possibilidades também são muito grandes. Nossas observações espectroscópicas ainda não foram analisadas completamente, mas podem indicar sinais da presença do disco no ultravioleta próximo e no óptico. As primeiras baterias de dados já nos indicam melhoramentos necessários nas técnicas observacionais para poder detectar os efeitos desejados. Resultados prévios de polarimetria também esperam uma redução mais aprofundada para poder medir ou não polarização em G29-38. É preciso finalizar a redução e análise dos dados já obtidos e obter mais dados de espectroscopia e polarimetria. Ainda não há qualquer publicação sobre o assunto na literatura.

Finalmente, o trabalho realizado mostrou que há um grande campo de investigação em aberto no ultravioleta próximo e no óptico, tanto através de análise espectroscópica como polarimétrica. Naturalmente ainda é cedo para afirmar que todas as expectativas teóricas irão se confirmar na prática. Apesar disto, os resultados obtidos até o momento são animadores pois se confirmados podem auxiliar muito no estudo da física dos discos de poeira em torno de anãs brancas. O trabalho também foi capaz de indicar novos rumos para a investigação teórica sobre a origem destes sistemas, conforme discutido acima.

REFERÊNCIAS

- Althaus, L. G. et al. On the systematics of asteroseismological mass determinations of PG 1159 stars. *âp*, v. 478, p. 175–180, jan. 2008.
- Bianchi, L. et al. Catalogs of Hot White Dwarfs in the Milky Way from GALEX’s Ultraviolet Sky Surveys. Constraining Stellar Evolution. *MNRAS*, 2010.
- Bianchi, L. et al. GALEX catalogs of UV sources: statistical properties and sample science applications: hot white dwarfs in the Milky Way. *Ap&SS*, p. 12–+, jan. 2011.
- Brinkworth, C. S. et al. A Dusty Component to the Gaseous Debris Disk Around the White Dwarf SDSS J1228+1040. *ApJ*, v. 696, p. 1402–1406, maio 2009.
- Carciofi, A. C. *Transporte Radiativo em Envoltórios Circunstelares usando o Método de Monte Carlo*. Tese (Doutorado) — Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, Brazil, 2001.
- Chandrasekhar, S. *Radiative transfer*. Oxford: Clarendon Press, 1950.
- Claver, C. F. et al. The Masses of White Dwarfs in the Praesepe Open Cluster. *ApJ*, v. 563, p. 987–998, dez. 2001.
- Code, A. D.; Whitney, B. A. Polarization from scattering in blobs. *ApJ*, v. 441, p. 400–407, mar. 1995.
- Desharnais, S. et al. FUSE Observations of Heavy Elements in the Photospheres of Cool DB White Dwarfs. *ApJ*, v. 672, p. 540–552, jan. 2008.
- Dobbie, P. D. et al. On the origin of the ultramassive white dwarf GD50. *MNRAS*, v. 373, p. L45–L49, nov. 2006.
- Dorschner, J. et al. Steps toward interstellar silicate mineralogy. II. Study of Mg-Fe-silicate glasses of variable composition. *A&A*, v. 300, p. 503–+, ago. 1995.
- Dufour, P. et al. The Discovery of the Most Metal-rich White Dwarf: Composition of a Tidally Disrupted Extrasolar Dwarf Planet. *ApJ*, v. 719, p. 803–809, ago. 2010.

- Eisenstein, D. J. et al. A Catalog of Spectroscopically Confirmed White Dwarfs from the Sloan Digital Sky Survey Data Release 4. *ApJS*, v. 167, p. 40–58, nov. 2006.
- Farihi, J. et al. Rocky planetesimals as the origin of metals in DZ stars. *MNRAS*, v. 404, p. 2123–2135, jun. 2010.
- Farihi, J. et al. Possible Signs of Water and Differentiation in a Rocky Exoplanetary Body. *ApJ*, v. 728, p. L8+, fev. 2011.
- Farihi, J. et al. Strengthening the Case for Asteroidal Accretion: Evidence for Subtle and Diverse Disks at White Dwarfs. *ApJ*, v. 714, p. 1386–1397, maio 2010.
- Farihi, J.; Jura, M.; Zuckerman, B. Infrared Signatures of Disrupted Minor Planets at White Dwarfs. *ApJ*, v. 694, p. 805–819, abr. 2009.
- Farihi, J.; Zuckerman, B.; Becklin, E. E. Spitzer IRAC Observations of White Dwarfs. I. Warm Dust at Metal-Rich Degenerates. *ApJ*, v. 674, p. 431–446, fev. 2008.
- Ferrario, L. et al. The open-cluster initial-final mass relationship and the high-mass tail of the white dwarf distribution. *MNRAS*, v. 361, p. 1131–1135, ago. 2005.
- Gänsicke, B. T. et al. SDSSJ084539.17+225728.0: the first DBZ white dwarf with a metal-rich gaseous debris disc. *MNRAS*, v. 391, p. L103–L107, nov. 2008.
- Gänsicke, B. T.; Marsh, T. R.; Southworth, J. SDSSJ104341.53+085558.2: a second white dwarf with a gaseous debris disc. *MNRAS*, v. 380, p. L35–L39, set. 2007.
- Gänsicke, B. T. et al. A Gaseous Metal Disk Around a White Dwarf. *Science*, v. 314, p. 1908–, dez. 2006.
- Gänsicke, B. T. et al. Metal-Rich Debris Discs Around White Dwarfs. In: D. Fischer, F. A. Rasio, S. E. Thorsett, & A. Wolszczan (Ed.). *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. [S.l.: s.n.], 2008. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 398), p. 149–+.
- Goldstein, D. *Polarized light*. New York: Marcel Dekker, 2003.
- Gordon, K. D. et al. The DIRTY Model. I. Monte Carlo Radiative Transfer through Dust. *ApJ*, v. 551, p. 269–276, abr. 2001.

Graham, J. R. et al. Does G29-38 have a massive companion? *ApJ*, v. 357, p. L21–L24, jul. 1990.

Gyuk, G. et al. Very Cool White Dwarfs in the SDSS. In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts*. [S.l.: s.n.], 2007. (American Astronomical Society Meeting Abstracts, v. 210), p. 20.01–+.

Hansen, B. M. S.; Liebert, J. Cool White Dwarfs. *ARA&A*, v. 41, p. 465–515, 2003.

Hansen, B. M. S. et al. Hubble Space Telescope Observations of the White Dwarf Cooling Sequence of M4. *ApJS*, v. 155, p. 551–576, dez. 2004.

Herpich, F. R. *Efeitos de Estruturas de Poeira em Torno de Anãs Brancas*. Dissertação (Mestrado) — Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Catarina, Brazil, 2011.

Iben, I. J.; Laughlin, G. A study of the white dwarf luminosity function. *ApJ*, v. 341, p. 312–326, jun. 1989.

Jura, M. A Tidally Disrupted Asteroid around the White Dwarf G29-38. *ApJ*, v. 584, p. L91–L94, fev. 2003.

Jura, M. Pollution of Single White Dwarfs by Accretion of Many Small Asteroids. *AJ*, v. 135, p. 1785–1792, maio 2008.

Jura, M.; Farihi, J.; Zuckerman, B. Externally Polluted White Dwarfs with Dust Disks. *ApJ*, v. 663, p. 1285–1290, jul. 2007.

Jura, M.; Farihi, J.; Zuckerman, B. Six White Dwarfs with Circumstellar Silicates. *AJ*, v. 137, p. 3191–3197, fev. 2009.

Jura, M. et al. Infrared Emission from the Dusty Disk Orbiting GD 362, an Externally Polluted White Dwarf. *AJ*, v. 133, p. 1927–1933, maio 2007.

Jura, M. et al. X-Ray and Infrared Observations of Two Externally Polluted White Dwarfs. *ApJ*, v. 699, p. 1473–1479, jul. 2009.

Kalirai, J. S. et al. The Initial-Final Mass Relation: Direct Constraints at the Low-Mass End. *ApJ*, v. 676, p. 594–609, mar. 2008.

Kanaan, A. et al. Whole Earth Telescope observations of BPM 37093: A seismological test of crystallization theory in white dwarfs. *âp*, v. 432, p. 219–224, mar. 2005.

Kepler, S. O.; Bradley, P. A. Structure and Evolution of White Dwarfs. *Baltic Astronomy*, v. 4, p. 166–220, 1995.

Kepler, S. O. et al. White dwarf mass distribution in the SDSS. *MNRAS*, v. 375, p. 1315–1324, mar. 2007.

Kilic, M. et al. Near-Infrared Constraints on the Presence of Warm Dust at Metal-Rich Helium Atmosphere White Dwarfs. *AJ*, v. 136, p. 111–117, jul. 2008.

Kilic, M.; Thorstensen, J. R.; Koester, D. Direct Distance Measurement to the Dusty White Dwarf GD 362. *ApJ*, v. 689, p. L45–L47, dez. 2008.

Klein, B. et al. Chemical Abundances in the Externally Polluted White Dwarf GD 40: Evidence of a Rocky Extrasolar Minor Planet. *ApJ*, v. 709, p. 950–962, fev. 2010.

Koester, D. White dwarfs: Recent developments. *ápr*, v. 11, p. 33–66, 2002.

Koester, D. White dwarf spectra and atmosphere models . *Mem. Soc. Astron. Italiana*, v. 81, p. 921–+, 2010.

Koester, D. et al. HS 0146+1847 - a DAZB white dwarf of very unusual composition. *ápr*, v. 439, p. 317–321, ago. 2005.

Koester, D.; Reimers, D. Spectroscopic identification of white dwarfs in galactic clusters. I NGC 2287 and NGC 2422. *ápr*, v. 99, p. L8–L11, jun. 1981.

Koester, D.; Reimers, D. Spectroscopic identification of white dwarfs in galactic clusters. III - IC 2391 and NGC 2451. *ápr*, v. 153, p. 260–264, dez. 1985.

Koester, D. et al. Metal traces in white dwarfs of the SPY (ESO Supernova Ia Progenitor Survey) sample. *ápr*, v. 432, p. 1025–1032, mar. 2005.

Koester, D. et al. High-resolution UVES/VLT spectra of white dwarfs observed for the ESO SN Ia Progenitor Survey. III. DA white dwarfs. *ápr*, v. 505, p. 441–462, out. 2009.

Koester, D.; Wilken, D. The accretion-diffusion scenario for metals in cool white dwarfs. *ápr*, v. 453, p. 1051–1057, jul. 2006.

- Kruegel, E. *The physics of interstellar dust*. [S.l.]: The physics of interstellar dust, by Endrik Kruegel. IoP Series in astronomy and astrophysics, ISBN 0750308613. Bristol, UK: The Institute of Physics, 2003., 2003.
- Lacombe, P. et al. G74-7 - A true DA,F (DAZ) white dwarf. *ApJ*, v. 272, p. 660–664, set. 1983.
- Liebert, J.; Bergeron, P.; Holberg, J. B. The Formation Rate and Mass and Luminosity Functions of DA White Dwarfs from the Palomar Green Survey. *ApJS*, v. 156, p. 47–68, jan. 2005.
- McCook, G. P.; Sion, E. M. A Catalog of Spectroscopically Identified White Dwarfs. *ApJS*, v. 121, p. 1–130, mar. 1999.
- Melis, C. et al. Echoes of a Decaying Planetary System: The Gaseous and Dusty Disks Surrounding Three White Dwarfs. *ApJ*, v. 722, p. 1078–1091, out. 2010.
- Montgomery, M. H. et al. SDSS J142625.71+575218.3: A Prototype for a New Class of Variable White Dwarf. *ApJ*, v. 678, p. L51–L54, maio 2008.
- Nicolini, G.; Woitke, P.; Lopez, B. High precision Monte Carlo radiative transfer in dusty media. *âp*, v. 399, p. 703–716, fev. 2003.
- Paquette, C. et al. Diffusion in white dwarfs - New results and comparative study. *ApJS*, v. 61, p. 197–217, maio 1986.
- Press, W. H. et al. *Numerical recipes in C. The art of scientific computing*. [S.l.]: Cambridge: University Press, —c1992, 2nd ed., 1992.
- Ramella-Roman, J. C.; Prahl, S. A.; Jacques, S. L. Three Monte Carlo programs of polarized light transport into scattering media: part I. *Optics Express*, v. 13, p. 4420–+, jun. 2005.
- Rauch, T.; Werner, K. HST Spectroscopy of the Hottest White Dwarfs. *ArXiv e-prints*, v. 706, jun. 2007.
- Reach, W. T. et al. The Dust Cloud around the White Dwarf G29-38. *ApJ*, v. 635, p. L161–L164, dez. 2005.
- Reach, W. T. et al. The Dust Cloud around the White Dwarf G 29-38. II. Spectrum from 5 to 40 μm and Mid-Infrared Photometric Variability. *ApJ*, v. 693, p. 697–712, mar. 2009.

Reimers, D.; Koester, D. Spectroscopic identification of white dwarfs in galactic clusters. II - NGC 2516. *âp*, v. 116, p. 341–347, dez. 1982.

Reimers, D.; Koester, D. Spectroscopic identification of white dwarfs in galactic clusters. IV - NGC 2168. *âp*, v. 202, p. 77–80, ago. 1988.

Richer, H. B. et al. White Dwarfs in Globular Clusters: Hubble Space Telescope Observations of M4. *ApJ*, v. 484, p. 741–+, jul. 1997.

Richer, H. B. et al. The Convergence Age of the Globular Cluster NGC 6397. In: *Bulletin of the American Astronomical Society*. [S.l.: s.n.], 2006. (Bulletin of the American Astronomical Society, v. 38), p. 1214–+.

Sion, E. M. et al. A proposed new white dwarf spectral classification system. *ApJ*, v. 269, p. 253–257, jun. 1983.

Sion, E. M. et al. Abundances in the hot DZ star CBS 127 - How efficient is hydrogen screening? *ApJ*, v. 362, p. 691–697, out. 1990.

van den Bergh, S.; Tammann, G. A. Galactic and extragalactic supernova rates. *ARA&A*, v. 29, p. 363–407, 1991.

von Hippel, T. et al. The New Class of Dusty DAZ White Dwarfs. *ApJ*, v. 662, p. 544–551, jun. 2007.

von Hippel, T.; Thompson, S. E. Discovery of Photospheric Calcium Line-Strength Variations in the DAZd White Dwarf G29-38. *ApJ*, v. 661, p. 477–481, maio 2007.

Voss, B. et al. High-resolution UVES/VLT spectra of white dwarfs observed for the ESO SN Ia progenitor survey. II. DB and DBA stars. *âp*, v. 470, p. 1079–1088, ago. 2007.

Weidemann, V.; Koester, D. The upper mass limit for white dwarf progenitors and the initial-final mass relation for low and intermediate mass stars. *âp*, v. 121, p. 77–84, maio 1983.

Williams, K. A. *White dwarfs in open clusters: The initial-final mass limit, the supernova mass limit, and the white dwarf deficit*. Tese (Doutorado) — AA(UNIVERSITY OF CALIFORNIA, SANTA CRUZ), 2002.

Williams, K. A. A New Look at the Empirical Initial–Final Mass Relation. In: Napiwotzki, R.; Burleigh, M. R. (Ed.). *15th European Workshop on White Dwarfs*. [S.l.: s.n.], 2007. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 372), p. 85–+.

- Winget, D. E. *Gravity Mode Instabilities in DA White Dwarfs*. Tese (Doutorado) — AA(THE UNIVERSITY OF ROCHESTER.), 1982.
- Winget, D. E. et al. An independent method for determining the age of the universe. *ApJ*, v. 315, p. L77–L81, abr. 1987.
- Winget, D. E.; Kepler, S. O. Pulsating White Dwarf Stars and Precision Asteroseismology. *ARA&A*, v. 46, p. 157–199, set. 2008.
- Winget, D. E. et al. Photometric observations of GD 358 - DB white dwarfs do pulsate. *ApJ*, v. 262, p. L11–L15, nov. 1982.
- Winget, D. E. et al. Hydrogen-driving and the blue edge of compositionally stratified ZZ Ceti star models. *ApJ*, v. 252, p. L65–L68, jan. 1982.
- Witt, A. N. Multiple scattering in reflection nebulae. I - A Monte Carlo approach. *ApJS*, v. 35, p. 1–6, set. 1977.
- Wood, K. et al. *Introduction to Monte Carlo Radiation Transfer*. 1. ed. [S.l.], set. 2003. <<http://www-star.st-and.ac.uk/kw25/research/montecarlo/montecarlo.html>>.
- Wood, M. A. Constraints on the age and evolution of the Galaxy from the white dwarf luminosity function. *ApJ*, v. 386, p. 539–561, fev. 1992.
- Zabot, A.; Kanaan, A.; Cid Fernandes, R. Near-Ultraviolet and Optical Effects of Debris Disks Around White Dwarfs. *ApJ*, v. 704, p. L93–L97, out. 2009.
- Zuckerman, B.; Becklin, E. E. Excess infrared radiation from a white dwarf - an orbiting brown dwarf? *Nature*, v. 330, p. 138–140, nov. 1987.
- Zuckerman, B. et al. The Chemical Composition of an Extrasolar Minor Planet. *ApJ*, v. 671, p. 872–877, dez. 2007.
- Zuckerman, B. et al. Metal Lines in DA White Dwarfs. *ApJ*, v. 596, p. 477–495, out. 2003.

**APÊNDICE A – Amostragem de distribuições de
probabilidade**

Como discutido no capítulo 4, a amostragem de um número aleatório obedecendo uma dada distribuição de probabilidades é um aspecto fundamental da técnica de Monte Carlo. Uma discussão mais aprofundada pode ser encontrada em Press et al. (1992). A seguir vou apresentar as ideias chave e mostrar algumas aplicações no contexto do MCRT.

A.1 AMOSTRAGEM DE DISTRIBUIÇÕES INTEGRÁVEIS

Assuma que ξ é um número aleatório obtido de uma distribuição $\mathbf{u}(\mathbf{x})$ uniformemente distribuída em $[0, 1]$,

$$\mathbf{u}(\mathbf{x})d\mathbf{x} = \begin{cases} d\mathbf{x}, & \text{se } \mathbf{x} \in [x_0, x_0 + d\mathbf{x}] \\ 0, & \text{se } \mathbf{x} \notin [x_0, x_0 + d\mathbf{x}], \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

e

$$\int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{u}(\mathbf{x})d\mathbf{x} = 1. \quad (\text{A.2})$$

Se $\mathbf{y}(\mathbf{x})$ for uma função de \mathbf{x} , gerado a partir de $\mathbf{u}(\mathbf{x})$, a distribuição de probabilidades de \mathbf{y} pode ser obtida a partir da Lei Fundamental de Transformações de Probabilidades,

$$|\mathbf{p}(\mathbf{y})d\mathbf{y}| = |\mathbf{u}(\mathbf{x})d\mathbf{x}|, \quad (\text{A.3})$$

de onde

$$\mathbf{p}(\mathbf{y}) = \mathbf{u}(\mathbf{x}) \left| \frac{d\mathbf{x}}{d\mathbf{y}} \right| = \left| \frac{d\mathbf{x}}{d\mathbf{y}} \right|. \quad (\text{A.4})$$

Assuma, por exemplo, que $\mathbf{y}(\mathbf{x}) = -\ln(\mathbf{x})$. Neste caso usando a equação A.4 obtemos $\mathbf{p}(\mathbf{y}) = -\mathbf{x} = e^{-\mathbf{y}}$ e portanto obtemos a distribuição exponencial

$$\mathbf{p}(\mathbf{y})d\mathbf{y} = e^{-\mathbf{y}}d\mathbf{y}, \quad (\text{A.5})$$

amostrando a partir da distribuição uniformemente distribuída $\mathbf{u}(\mathbf{x})$ e tomando $\mathbf{y} = -\ln \xi$.

No entanto, nos casos de interesse da física não conhecemos $\mathbf{y}(\mathbf{x})$ mas sim $\mathbf{p}(\mathbf{y})d\mathbf{y}$, que é uma distribuição de probabilidades para um evento físico qualquer. Para obter $\mathbf{y}(\mathbf{x})$ invertamos o raciocínio acima e partimos de $\mathbf{p}(\mathbf{y})d\mathbf{y}$. Para tanto observamos que a equação A.4 é uma

equação diferencial cuja solução é

$$x = \int_{y_0}^y p(y') dy' = F(y) - F(y_0). \quad (\text{A.6})$$

Invertendo o resultado da integral obtemos a função desejada,

$$y(x) = F^{-1}(x + F(y_0)). \quad (\text{A.7})$$

A seguir mostro como obter números aleatórios com distribuições reais para o problema de Monte Carlo.

A.1.1 Distância percorrida por um fóton

A probabilidade de interação de um fóton com um grão de poeira cai exponencialmente com a profundidade óptica,

$$p(\tau) d\tau = e^{-\tau} d\tau, \quad \tau \in [0, \infty). \quad (\text{A.8})$$

Esta equação sai da própria equação de transporte radiativo quando consideramos a atenuação da intensidade de luz pela matéria.

Neste caso, nos interessa obter de modo aleatório uma profundidade óptica percorrida pelo fóton depois de um espalhamento. Usando a equação A.6 temos,

$$\begin{aligned} \xi &= \int_0^\tau p(\tau') d\tau' = \int_0^\tau e^{-\tau'} d\tau' = -e^{-\tau} + 1 \\ \Rightarrow \tau &= -\ln(\xi - 1) \\ \therefore \tau &= -\ln(\xi), \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

onde ξ é um número aleatório obtido de uma distribuição uniformemente distribuída em $(0, 1]$.

A.1.2 Espalhamento Isotrópico

No caso de um espalhamento isotrópico os fótons são espalhados de maneira uniforme em ângulo sólido. Seja χ o ângulo de espalhamento, medido entre a nova e a antiga direção de propagação, e $\mu = \cos(\chi)$. Então a distribuição de probabilidade do espalhamento isotrópico é dada por

$$p(\mu)d\mu = \frac{1}{2}d\mu \quad \mu \in [-1, 1]. \quad (\text{A.10})$$

Neste caso, refazendo a conta como no caso da seção A.1.1 obtemos

$$\mu = 2\xi - 1. \quad (\text{A.11})$$

A.1.3 Lançamento Isotrópico

Para finalizar as aplicações, consideramos o modo de obter aleatoriamente direções de propagação inicial para os fótons. No lançamento isotrópico o fóton deve se propagar somente para cima ou para frente, dependendo da geometria considerada. Não faz sentido lançar um fóton que não entre na atmosfera plano paralela ou que no caso de sair da superfície de uma estrela mergulhe novamente nela. Neste caso, sendo θ o ângulo de inclinação em coordenadas esféricas e $\mu = \cos(\theta)$, então

$$p(\mu)d\mu = d\mu \quad \mu \in [0, 1]. \quad (\text{A.12})$$

De onde obtemos facilmente que

$$\mu = \xi. \quad (\text{A.13})$$

A.2 AMOSTRAGEM DE DISTRIBUIÇÕES NÃO INTEGRÁVEIS

O método descrito na seção A.1 é muito eficiente para amostrar distribuições quando elas são integráveis e suas integrais são inversíveis. Entretanto, este não é o caso da maioria das situações encontradas na física. Nestes casos, é preciso usar uma técnica conhecida como *Método da Rejeição*.

Como descrito por Press et al. (1992), a técnica consiste em encontrar uma distribuição $p'(\mathbf{x})$ tal que $p'(\mathbf{x})d\mathbf{x} \geq p(\mathbf{x})d\mathbf{x} \quad \forall \mathbf{x}$ e que possa ser integrada e sua integral invertida. Esta distribuição sempre pode ser encontrada porque $p(\mathbf{x})$ é limitada e tem área unitária. Obtém-se um número ξ_1 aleatoriamente distribuído a partir de $p'(\mathbf{x})$ e outro número ξ_2 de uma distribuição uniformemente distribuída. Se $\xi_1 \leq p'(\xi_2)$, então aceita-se ξ_2 como um número aleatório, caso contrário repete-se o procedimento até que a condição seja satisfeita.

O Método da Rejeição é baseado na interpretação gráfica do

método descrito na seção A.1. Se for possível encontrar uma distribuição $\mathbf{p}'(\mathbf{x})$ que não difira muito de $\mathbf{p}(\mathbf{x})$ ele funciona muito bem. Entretanto, quando $\mathbf{p}'(\mathbf{x})$ difere bastante de $\mathbf{p}(\mathbf{x})$ o método é muito caro computacionalmente porque na maioria dos casos a condição $\xi_1 \leq \mathbf{p}'(\xi_2)$ não será satisfeita.

No MCRT o Método da Rejeição é usado para amostrar um ângulo de espalhamento a partir da distribuição de intensidades. Da equação 4.12 obtemos que

$$\mathbf{I}_2(\chi) = \mathbf{S}_{11}(\chi)\mathbf{I}_1 + \mathbf{S}_{12}(\chi)[\mathbf{Q}_1 \cos(2i_1) - \mathbf{U}_1 \sin(2i_1)], \quad (\text{A.14})$$

e neste caso, a distribuição $\mathbf{p}'(\mathbf{x})$ é uma função constante limitada entre os valores mínimo e máximo de $\mathbf{I}_2(\chi)$.

A.3 AMOSTRAGEM EFICIENTE DA DISTRIBUIÇÃO DE INTENSIDADES

Pela característica geométrica de amostragem do Método da Rejeição, Code e Whitney (1995) observam que a técnica tem uma eficiência igual à razão entre as áreas das distribuições $\mathbf{p}(\mathbf{x})$ e $\mathbf{p}'(\mathbf{x})$. Segundo eles, para o espalhamento Thomson a técnica tem uma eficiência aproximada de 66% enquanto para poeiras reais esta eficiência pode ser bem menor, devido aos picos que aparecem na função de fase de espalhamento. Os autores propõem métodos aproximados para os casos onde a eficiência é muito baixa. Entretanto, desenvolvemos a seguir um Método Semi-analítico que é eficiente e exato. Este método é suficientemente genérico para substituir o Método da Rejeição nos problemas de Monte Carlo.

Substituindo a equação A.14 na equação A.6 obtemos

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{\int_{-1}^{\mu} \mathbf{I}_2(\mu') d\mu'}{\int_{-1}^1 \mathbf{I}_2(\mu') d\mu'} \\ &= \frac{\int_0^{\chi} \mathbf{I}_2(\chi') \sin \chi' d\chi'}{\int_0^{\pi} \mathbf{I}_2(\chi') \sin \chi' d\chi'} \\ &= \frac{\int_0^{\chi} \mathbf{S}_{11}(\chi') \sin \chi' d\chi' + R \int_0^{\chi} \mathbf{S}_{12}(\chi') \sin \chi' d\chi'}{\int_0^{\pi} \mathbf{S}_{11}(\chi') \sin \chi' d\chi' + R \int_0^{\pi} \mathbf{S}_{12}(\chi') \sin \chi' d\chi'}, \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

onde incluímos uma normalização para garantir que $\xi \in [-1, 1]$ e de-

finimos

$$\mathbf{R} \equiv \frac{Q \cos 2i_1 - U \sin 2i_1}{I}, \quad (\text{A.16})$$

e também as integrais cumulativas

$$\begin{aligned} G_1(\chi) &\equiv \int_0^\chi S_{11}(\chi') \sin \chi' d\chi' \\ G_2(\chi) &\equiv \int_0^\chi S_{12}(\chi') \sin \chi' d\chi'. \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

Neste caso temos

$$\xi = \frac{G_1(\chi) + \mathbf{R}G_2(\chi)}{G_1(\pi) + \mathbf{R}G_2(\pi)}, \quad \chi \in [0, \pi]. \quad (\text{A.18})$$

Na prática podemos pensar em ξ como uma função de χ . Se $\xi(\chi)$ for uma função inversível, então podemos determinar $\chi(\xi)$ e obter um ângulo de espalhamento para um dado número randômico gerado a partir de uma distribuição randômica com distribuição uniforme. O interessante desta abordagem é que as funções $G_1(\chi)$ e $G_2(\chi)$ não dependem do estado do fóton, somente das propriedades da poeira. Toda a informação relativa ao estado do fóton está contida em \mathbf{R} . Desta forma, amostramos $G_1(\chi)$ e $G_2(\chi)$ antes do início das simulações de MCRT e para obter um ângulo de espalhamento só precisamos determinar \mathbf{R} e usar um método eficiente para calcular χ a partir de ξ . Este procedimento é exato e mais eficiente numericamente do que o Método da Rejeição.

Entretanto, para o procedimento ser factível é necessário que $\xi(\chi)$ seja inversível. Isto de fato acontece pois é possível provar que a função é crescente e sabemos que toda função crescente é inversível. A seguir, demonstramos que $\xi(\chi)$ é crescente.

A.3.1 Demonstração de que $\xi(\chi)$ é inversível

Considere as seguintes proposições:

Proposição 1: $|\mathbf{R}| \leq 1$

De fato,

$$\begin{aligned}
R &= \frac{Q}{I} \cos 2i_1 - \frac{U}{I} \sin 2i_1 \\
&= \sqrt{\left(\frac{Q}{I}\right)^2 + \left(\frac{U}{I}\right)^2} \sin(2i_1 + \varphi)
\end{aligned} \tag{A.19}$$

Pela definição de Q e U a partir do elipsoide de Stokes temos que

$$\begin{aligned}
\left(\frac{Q}{I}\right)^2 + \left(\frac{U}{I}\right)^2 &= \cos^2(2\beta) \cos^2(2\phi) + \cos^2(2\beta) \sin^2(2\phi) \\
&= \cos^2(2\beta) \leq 1,
\end{aligned} \tag{A.20}$$

e portanto $|R| = |\cos(2\beta) \sin(2i_1 + \varphi)| \leq 1$, *qed*.

Proposição 2: $|G_1(\chi)| > |G_2(\chi)| \quad \forall \chi \in [0, \pi]$

Lembrando da definição de $S_{11}(\chi)$ e $S_{11}(\chi)$ (Kruegel, 2003),

$$\begin{aligned}
S_{11}(\chi) &= \frac{1}{2}(|S_1|^2 + |S_2|^2) \\
S_{12}(\chi) &= \frac{1}{2}(|S_1|^2 - |S_2|^2),
\end{aligned} \tag{A.21}$$

concluimos que $|S_{11}(\chi)| \geq |S_{11}(\chi)|$. Entretanto, a menos que S_1 e S_2 sejam simultaneamente nulos, podemos afirmar que $|S_{11}(\chi)| > |S_{11}(\chi)|$. Fisicamente eles serem simultaneamente nulos significa uma partícula perfeitamente opaca, e este não é o caso dos grãos de poeira que tratamos. Portanto, como $G_1(\chi)$ e $G_2(\chi)$ são integrais cumulativas, a mesma relação se aplica a elas e concluimos que,

$$|G_1(\chi)| > |G_2(\chi)| \quad \forall \chi \in [0, \pi] \tag{A.22}$$

qed.

Das proposições 1 e 2 temos que $|G_1(\chi)| > |RG_2(\chi)|$ e portanto $G_1(\chi) - RG_2(\chi) > 0$. Em particular isso vale para $\chi = \pi$. Neste caso, para demonstrar que $\xi(\chi)$ é crescente basta provar que $G_1(\chi) - RG_2(\chi)$ é crescente. Observando que $S_{11}(\chi) \geq 0 \quad \forall \chi \in [0, \pi]$ concluimos que a integral cumulativa $G_1(\chi)$ será crescente. Neste caso, como $|G_1(\chi)| > |G_2(\chi)|$, independentemente do comportamento de $G_2(\chi)$, a função $G_1(\chi) - RG_2(\chi) > 0$ ainda será crescente. Portanto, concluimos que $\xi(\chi)$ é crescente e assim inversível, *qed*.

A.3.2 Comparação dos métodos de amostragem

Para testar e mostrar a aplicabilidade do método descrito aplicamos a três casos diferentes:

- Espalhamento Isotrópico
- Espalhamento Thomson
- Espalhamento para um grão de poeira qualquer. No caso, usamos um grão de poeira de Piroxênio $\text{Mg}_7\text{Fe}_3(\text{SiO}_3)_{10}$ de raio $0.1\mu\text{m}$ e luz com um comprimento de onda de 3000Å e vetor de Stokes $= (1, 0.5, 0.5, 0)$.

O interessante da equação A.18 é que ela facilita muito a busca de uma forma analítica fechada para o ângulo de espalhamento. Usando $S_{11}(\chi) = 1$ e $S_{12}(\chi) = 0$ para o espalhamento isotrópico obtemos $G_1(\chi) = 1 - \cos \chi$ e $G_2(\chi) = 0$, de onde é imediato obter $\cos \chi = 1 - 2\xi$.

Para o espalhamento Thomson temos,

$$\begin{aligned} S_{11}(\chi) &= \cos^2 \chi + 1 \\ S_{12}(\chi) &= \cos^2 \chi - 1 \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

o que nos leva a

$$\begin{aligned} G_1(\chi) &= \frac{1}{3}(4 - 3 \cos \chi - \cos^3 \chi) \\ G_2(\chi) &= -\frac{4}{3}(2 + \cos \chi) \sin^4 \left(\frac{\chi}{2}\right). \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

Substituindo A.24 na equação A.18 obtemos a equação,

$$\mu^3 + b\mu + c = 0, \quad (\text{A.25})$$

onde definimos

$$\begin{aligned} b &\equiv \frac{3(1-R)}{R+1} \\ c &\equiv \frac{2(R-2)(1-2\xi)}{R+1} \\ k &\equiv \sqrt[3]{\sqrt{12b^3 + 81c^2} - 9c}, \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

e cuja solução é

$$\cos \chi = \begin{cases} 2(1 - \xi), & \text{se } R = -1 \\ \sqrt[3]{2\xi - 1}, & \text{se } R = 1 \\ \frac{\sqrt[3]{2k^2 - 2} \times \sqrt[3]{3b}}{6^{2/3}k}, & \text{se } |R| < 1. \end{cases} \quad (\text{A.27})$$

A figura 31 apresenta as distribuições de Intensidade de Espalhamento para os três casos analisados. Como esperado, para um grão de poeira real a distribuição tem um pico para espalhamento na direção inicial de propagação, o que causa uma ineficiência na amostragem pelo Método da Rejeição.

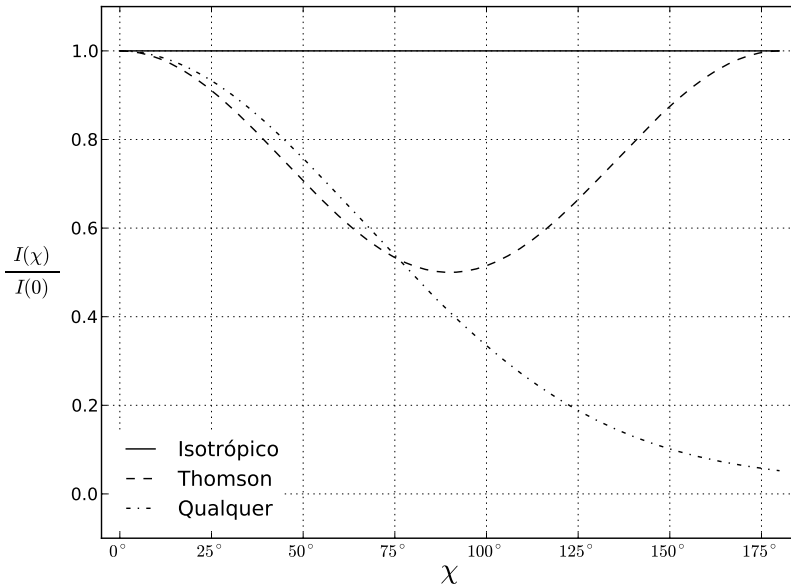


Figura 31 – Distribuições de Intensidade de Espalhamento para os três casos analisados.

A figura 32 mostra a função $\xi(\chi)$ para os três tipos de espalhamento e, como discutido, em todos os casos ela é uma função crescente e inversível. Operacionalmente obtemos ξ a partir de uma distribuição uniforme e usamos o algoritmo de busca binária para determinar χ a partir de arrays previamente calculados no programa. Este procedimento é mais eficiente computacionalmente do que o Método da Rejeição.

A tabela 6 compara as diferenças de velocidade entre os métodos para os três tipos de espalhamento. Para os espalhamentos isotrópico e Thomson também mostramos a velocidade do Método Analítico. As velocidades estão normalizadas em relação à velocidade do Método da

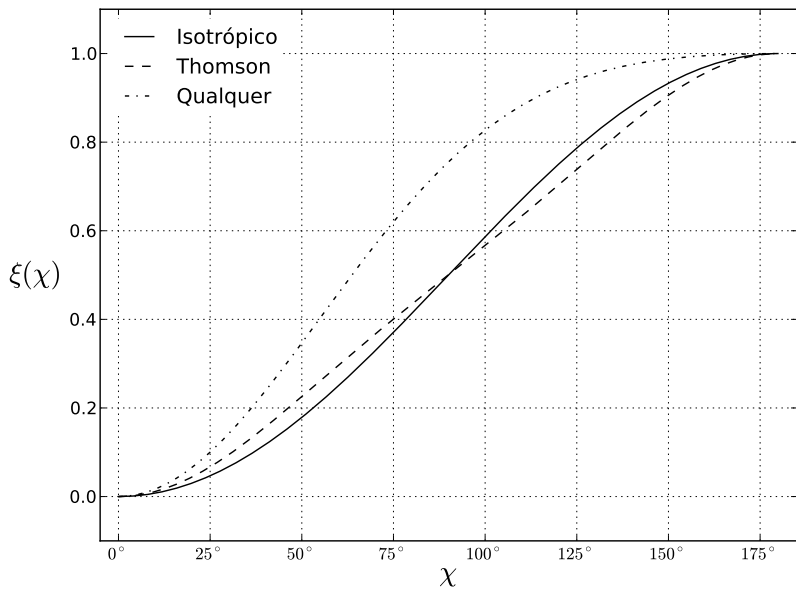


Figura 32 – Função $\xi(\chi)$ para os três casos analisados.

Rejeição para cada tipo de espalhamento. Como era previsto, pode ser observado que o Método Semi-analítico é sempre mais eficiente que o Método da Rejeição e a diferença é mais significativa para poeiras reais.

Tabela 6 – Comparação de velocidades para os diferentes métodos de amostragem da distribuição de intensidades. Para cada tipo de espalhamento os tempos foram normalizados pelo tempo de execução do método da rejeição.

Espalhamento	Analítico	Semi-analítico	Rejeição
Isotrópico	0.33	0.97	1
Thomson	0.42	0.62	1
Qualquer	-	0.40	1

Na figura 33 estão mostrados os histogramas das amostragens feitas com os diferentes métodos para os três tipos diferentes de espalhamento, com exceção do espalhamento para um grão de poeira qualquer que não tem resultado analítico. Foram gerados 10^7 ângulos de espalhamento para cada simulação feita para calcular os histogramas. Conforme pode-se observar, todos os métodos concordam entre si. Des-tes resultados conclui-se que o Método Semi-analítico é uma alternativa equivalente e mais eficiente que o Método da Rejeição.

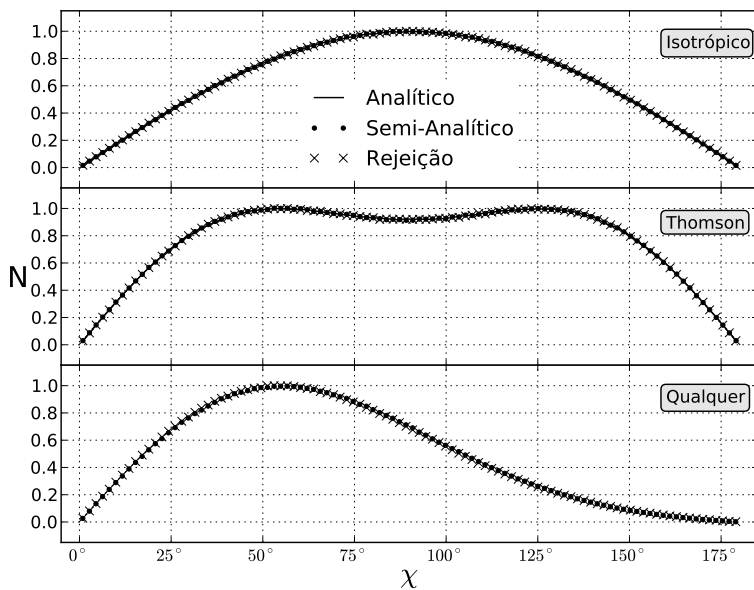


Figura 33 – Histogramas do número de fótons espalhados por ângulos de espalhamento para comparação entre os Métodos Analítico, Semi-analítico e da Rejeição.

ANEXO A - Artigos Publicados

A.1 NEAR-ULTRAVIOLET AND OPTICAL EFFECTS OF DEBRIS DISKS AROUND WHITE DWARFS

Artigo publicado por Zabot, Kanaan e Cid Fernandes (2009).
Contém o tratamento analítico descrito no capítulo 3.

NEAR-ULTRAVIOLET AND OPTICAL EFFECTS OF DEBRIS DISKS AROUND WHITE DWARFS

A. ZABOT, A. KANAAN, AND R. CID FERNANDES

Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, CP 476, 88010-970, Brazil
Received 2009 June 4; accepted 2009 September 17; published 2009 September 30

ABSTRACT

Studies of debris disks around white dwarfs (WDs) have focused on infrared wavelengths because debris disks are much colder than the star and are believed to contribute to the spectrum only at longer wavelengths. Nevertheless, these disks are made of dust grains that absorb and scatter near-UV and optical photons from the WD, leaving a fingerprint that can be used to further constrain disk properties. Our goal is to show that it is possible to detect near-UV and optical effects of debris disks in the star + disk integrated spectrum. We make theoretical calculations and discuss the necessary observational conditions to detect the near-UV and optical effects. We show how these effects can be used to infer the disk mass, composition, optical depth, and inclination relative to the line of sight. If the IR excess is due to a disk, then near-UV and optical effects should be observed in only some systems, not all of them, while for dust shells the effects should be observed in all systems.

Key words: circumstellar matter – white dwarfs

1. INTRODUCTION

White dwarfs (WDs) are degenerate stellar nuclei with a mass roughly that of the Sun and radii one hundredth that of the Sun; consequently, their surface gravity is $\sim 10^4$ greater than the Sun's. Liebert (1984) identified some odd WDs with metal-rich atmospheres. With such a powerful gravity pulling the chemical elements toward the stellar nucleus, it is somewhat unusual to have a metal-rich atmosphere. In fact, the timescales for an element heavier than hydrogen or helium to sink are small: $\sim 10^2$ yr in WDs with hydrogen atmospheres (DAs) and $\sim 10^3$ yr with helium atmospheres (DBs) (Jura 2008; von Hippel & Thompson 2007; Paquette et al. 1986).

Interstellar material accretion onto the WD surface was one of the first explanations for the metal-rich atmospheres. Knowing the diffusion timescales of metals in the stellar atmospheres and the metallicity of a given star, it is possible to calculate the necessary accretion rate to keep this metallicity constant in time (Koester & Wilken 2006). Typical values are 10^{-18} to $10^{-15} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. These values are too high to be explained exclusively by interstellar accretion. Furthermore, if there were accretion from the interstellar medium onto the DBs, there should be a large amount of hydrogen pollution in their spectra, but this pollution has not been detected (Dupuis et al. 1993; Farihi et al. 2008).

Zuckerman & Becklin (1987) observed an IR excess in the spectrum of G29-38. The shape of this IR excess is a bump that peaks at $\sim 10 \mu\text{m}$. Its width is roughly $20 \mu\text{m}$ and can be fitted with a blackbody of $T_{\text{eff}} \sim 10^3$ K. Graham et al. (1990) argued that an asteroid closely approaching G29-38 could explain this infrared excess. When the asteroid orbit reaches the Roche radius it is disrupted and forms a disk around the star. This disk is heated up by the stellar radiation and emits in the infrared. The disk material falls down continuously on the WD giving rise to the observed metal-rich atmospheres.

Using a disk model, Jura & collaborators (Jura 2003; Jura et al. 2007a, 2007b; Jura 2008) were able to fit the IR excess of many WDs. Through these fits they determined disk physical parameters. With a different approach, Reach et al. (2005) fit the spectrum to a thin dust shell model.

While searching for interacting binary WDs, Gänsicke et al. (2006, 2007, 2008) observed double peaks in calcium lines in

a few DAZs and DBZs. Although these observations strongly suggest the disk hypothesis, it is still possible that in some cases the emitting region could be a torus or a shell (Reach et al. 2009) rather than a disk.

Previous works focused on the IR emission properties of debris disks around the WD. In this work, we propose a new and complementary observational test looking at the absorption and scattering properties instead. We develop a simple theoretical framework to predict what will be observable and measurable according to the properties of the system. We also suggest an observational program to reach our goal.

We investigate the possibility of detection of debris disks' effects in the near-UV and optical. We start the analysis in the limit of an optically thick disk in Section 2 and in Section 3 we extend this to the optically thin limit case. In Section 4, we discuss the observational predictions of our models. Our conclusions are presented in Section 5.

2. OPAQUE DISK

The optically thick limit is the natural first approach to investigating the possible effects of a debris disk in the spectrum of a WD. This limit can be achieved not only in massive disks but also in certain regions of all disks especially if the disk has some gas like some recently discovered gaseous disks (Gänsicke et al. 2006, 2007, 2008). Also, the mathematical treatment developed in this section will be used in the next section when dealing with the optically thin limit.

A completely opaque disk will not have any spectral features because it is totally opaque and absorbs any photon whatever its energy. The only effect of an obscuring disk will be a decrease in the received flux from the star. The most the disk can obscure the star is half of the projected stellar surface, $\pi R_{\text{wd}}^2/2$. The increase in the apparent magnitude of the star will be 0.75 mag.

This value is much higher than current photometric accuracy, and if present, would have been detected for those WDs that have an observed parallax, a good spectrum, and an IR excess. The "good spectrum" permits a determination of T_{eff} and $\log g$ and hence a luminosity. Clearly, the luminosity inferred from the parallax should agree with the luminosity inferred from the spectral fit. At the very least, this procedure will allow us to affirm that there is not a big opaque disk in the known WDs with IR excess or, at least, this disk is not in a favorable inclination.

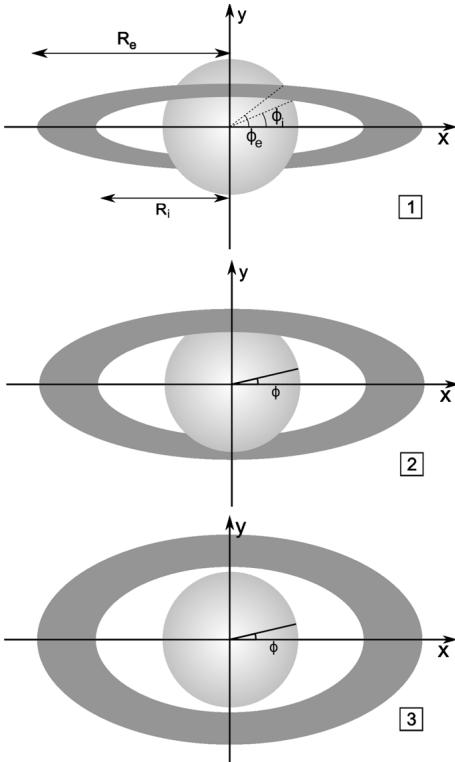


Figure 1. Debris disk and WD. For a given size and inclination of the disk, different amounts of it obscure the star. The x - and y -axes are in the sky plane and the observer is over the z -axis which makes an angle i with the normal of the disk. The angles ϕ_i and ϕ_e show where the disk starts and stops obscuring the star.

For the general case of a disk with arbitrary inclination and any combination of inner and outer radii, the flux received at the Earth from the system (target) is

$$\begin{aligned} F^{\text{target}} &= \int_{\Omega_{\text{wd}}} I \cos \theta d\Omega \\ &= I \left(\frac{R_*}{D} \right)^2 \int_0^{\pi/2} \int_{\phi_{\min}}^{\phi_{\max}} \sin \theta \cos \theta d\phi d\theta, \quad (1) \end{aligned}$$

where we assumed that the intensity (I) is uniform over the stellar surface. The stellar radius is R_* and D is the distance from the Earth to the system. There are three possible projections for the disk, as seen in Figure 1. This gives different values of ϕ_{\min} and ϕ_{\max} :

1. $\int_{\phi_{\min}}^{\phi_{\max}} d\phi = 2 \left[\int_{-\pi/2}^{\phi_i} d\phi + \int_{\phi_e}^{\pi/2} d\phi \right] = 2\pi - 2(\phi_e - \phi_i)$,
2. $\int_{\phi_{\min}}^{\phi_{\max}} d\phi = 2 \int_{-\pi/2}^{\phi_i} d\phi = \pi + 2\phi_i$,
3. $\int_{\phi_{\min}}^{\phi_{\max}} d\phi = 2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi = 2\pi$.

Using the dimensionless radii $r_{(i/e)} \equiv R_{(i/e)}/R_{\text{star}}$, we define the function $g \equiv g(\theta, r_i, r_e)$:

$$g = \begin{cases} \pi - (\phi_e - \phi_i) & , r_e \cos i < \sin \theta \\ \pi/2 + \phi_i & , r_i \cos i < \sin \theta \leq r_e \cos i \\ \pi & , r_i \cos i \geq \sin \theta \end{cases} \quad (2)$$

and write the flux

$$F^{\text{target}} = I \left(\frac{R_*}{D} \right)^2 \int_0^{\pi/2} \sin(2\theta) g(\theta, r_i, r_e) d\theta, \quad (3)$$

where

$$\phi_{i,e} = \arctan \left[\cos i \arccos \left(\frac{\sqrt{\sin^2 \theta / r_{i,e}^2 - \cos^2 i}}{\sin i} \right) \right]. \quad (4)$$

The total flux received from an unobscured system is $\pi I (R_*/D)^2$. We call the hypothetical unobscured star “template” and the obscured star “target.” Defining p as the ratio of the obscured to the total projected area:

$$p \equiv \frac{A_{\text{obscured}}}{A_{\text{total}}} = \frac{A_{\text{target}}}{A_{\text{template}}}, \quad (5)$$

we write the increase in magnitude as

$$\Delta m = -2.5 \log(1 - p). \quad (6)$$

In the completely opaque hypothesis, we may obviously write that

$$\begin{aligned} p &= \frac{F^{\text{target}}}{F^{\text{template}}} = \frac{F^{\text{target}}}{\pi I} \left(\frac{D}{R_*} \right)^2 \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} \sin(2\theta) g(\theta, r_i, r_e) d\theta. \quad (7) \end{aligned}$$

The solution of Equation (7) with Equations (2) and (4) gives the flux received from the system, as can be seen in Figure 2. The probability of finding a system more inclined than a given angle is the ratio of the solid angle occupied by these systems to the total solid angle: $P(i > i_0) = \cos i_0$.

Figure 2 shows that it is possible to detect a completely opaque debris disk. For an inclination angle causing any blocking, the bigger the disk is, the easier it is to detect the effect. The inner and outer radii are based on physical constrains. If the inner radius is small, the dust particles sublimate because the temperature exceeds ~ 1200 K (Jura et al. 2007a). On the other hand, if the outer edge of the disk is big ($\gtrsim 100 R_{\text{wd}}$), the dust grains will be cold and any emission will be undetectable in practice. The exact values depend on the dust type and grain size.

The presence of an obscuring disk might be inferred by comparing the expected increase in stellar magnitude from the luminosity derived from T_{eff} and $\log g$ and parallax. If the observed and the expected magnitudes are correct and not equal, the flux deficiency can probably be explained by obscuration from a debris disk.

We use the measured parallax of GD 362 to illustrate the previous analysis with one real case. Kilic et al. (2008) obtained $d = 50.6_{-3.1}^{+3.5}$ pc for GD 362. Using simple error propagation, we have a rough estimate for the highest acceptable difference between expected and measured magnitude: $\sigma_m \approx 0.15$ mag.

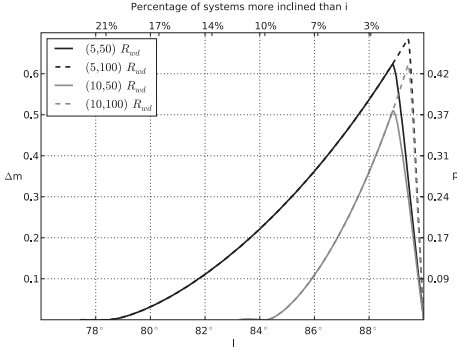


Figure 2. Increase in magnitude vs. inclination for opaque disks for different inner (r_i) and outer (r_o) disk radius combinations. Systems seen face on have $i = 0^\circ$. The fast decrease of Δm for $i \rightarrow 90^\circ$ is an artifact of the mathematical model that assumes an infinitely thin disk. For real disks, there would be a plateau lower than curve peak, but the disk should be really thin indeed, so the plateau is very close to $\Delta m = 0$ and it actually is not a plateau, but rather a single point. The top axis label shows the percentage of systems more inclined than i . The right axis label shows p , the ratio of the obscured to the total projected area (Equation (5)).

Kilic et al. (2008) did not find any discrepancies between parallax and flux, implying no obscuration of the star.

From a geometrical perspective this is expected since from Figure 2 $\Delta m \approx 0.15$ mag implies an inclination higher than $\sim 80^\circ$ and less than $\sim 20\%$ of the systems will be more inclined than this. Indeed, Jura et al. (2007b) showed that GD 362 must be seen nearly face on to be able to reproduce its IR excess flux with physically reasonable inner and outer radii. Assuming an almost edge on system would require a big disk and an unusual mechanism to heat it to reproduce the measured IR excess flux. Therefore, our work is in agreement with the previous results and this analysis illustrates what kind of study must be done with other systems that may be found to be nearly edge on.

3. OPTICALLY THIN DUST DISK

After having derived the basic concepts of the problem with the optically thick limit we generalize the equations to the optically thin limit. The ratio (ξ_v) of the flux from obscured (target) to the equivalent star with no obscuration (template) is composed of three main components:

$$\begin{aligned} \xi_v &\equiv \frac{F_v^{\text{target}}}{F_v^{\text{template}}} \\ &= \xi_v|_{\text{unobscured}} + \xi_v|_{\text{obscured}} + \xi_v|_{\text{scattered}}. \end{aligned} \quad (8)$$

The unobscured ratio component is simply $1 - p$. The obscured ratio is given by $pe^{-\tau_v^{\text{ext}}/\cos i}$. The extinction optical depth τ_v^{ext} of the disk regions obscuring the star accounts for the absorbed and scattered light along the line of sight to the star. The scattered component comes from the disk regions which do not obscure the star but scatter photons to the line of sight. There is no emission component because the dust temperature is lower than the dust sublimation temperature (~ 1200 K) and thus the dust emission only contributes in the infrared.

Using the dimensionless extinction efficiency (Q_v^{ext}) instead of extinction cross section ($[C_v^{\text{ext}}] = \text{cm}^2$) we write the differ-

ential extinction optical depth in the disk as

$$d\tau_v = nC_v^{\text{ext}} dz = nQ_v^{\text{ext}}\pi a^2 dz, \quad (9)$$

where n (cm^{-3}) is the number of dust grains per unit volume, a (cm) is the grain radius, and z (cm) is the vertical dimension of the disk

The disk volume density (ρ) is related to the density of a typical dust grain (ρ_d) through

$$\rho = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho_d n. \quad (10)$$

Assuming the disk to be vertically uniform we integrate to write

$$\tau_v^{\text{ext}} = \int_{-H/2}^{H/2} \frac{3Q_v^{\text{ext}}\rho}{4a\rho_d} dz = \frac{3Q_v^{\text{ext}}\rho}{4a\rho_d} H = \frac{3Q_v^{\text{ext}}\Sigma}{4a\rho_d}, \quad (11)$$

where Σ (g cm^{-2}) is the disk surface density and H is the disk height.

We define

$$\tau_0 = \frac{3\Sigma}{4a\rho_d} \quad (12)$$

and write Equation (8) as

$$\xi_v = (1 - p) + pe^{-\tau_0 Q_v^{\text{ext}}/\cos i} + \xi_v|_{\text{scattered}}. \quad (13)$$

To simplify the scattering term, we assume isotropic and coherent scattering and also that the light is not attenuated before and after being scattered by the disk. The last hypothesis is valid in the optically thin case and causes an overestimation of the scattering because we ignore the absorbed photons. The scattered intensity is given by

$$I_v^{\text{sca}} = \epsilon_v \frac{H}{\cos i} = \pi a^2 Q_v^{\text{sca}} n J_v^{\text{wd}} \frac{H}{\cos i}, \quad (14)$$

where ϵ_v is the emissivity, Q_v^{sca} is the scattering efficiency and J_v^{wd} is the mean stellar intensity

$$J_v^{\text{wd}} = \frac{I_v^{\text{wd}}\pi R_{\text{wd}}^2}{4\pi r^2}. \quad (15)$$

Ignoring the disk regions hidden by the star we integrate over the disk surface to obtain the flux

$$F_v = \frac{1}{2} \frac{3\Sigma}{4a\rho_d} Q_v^{\text{sca}} \ln\left(\frac{re}{ri}\right) \cos i \pi I_v^{\text{wd}} \left(\frac{R_{\text{wd}}}{D}\right)^2 \quad (16)$$

using Equation (12) and dividing by the template flux,

$$\xi_v|_{\text{scattered}} = \frac{1}{2} \tau_0 Q_v^{\text{sca}} \ln\left(\frac{re}{ri}\right) \cos i, \quad (17)$$

which allows us to write Equation (13) as

$$\xi_v = (1 - p) + pe^{-\tau_0 Q_v^{\text{ext}}/\cos i} + \frac{1}{2} \tau_0 Q_v^{\text{sca}} \ln\left(\frac{re}{ri}\right) \cos i. \quad (18)$$

Besides the parameters p and τ_0 , we have the absorption efficiencies which are characteristic of the dust type. We used the tables of optical constants of silicate glasses from Dorschner et al. (1995). The authors prepared two different glasses in the laboratory: pyroxene, $\text{Mg}_x\text{Fe}_{1-x}\text{SiO}_3$, with $x = 0.4, 0.5, 0.6$,

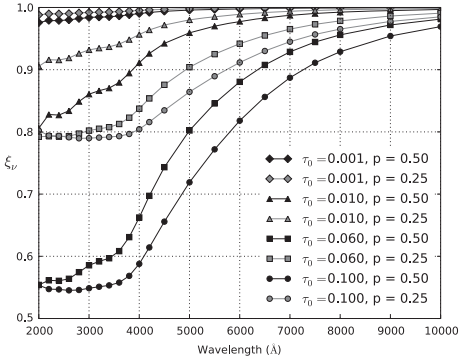


Figure 3. Expected ratio between the target and the template star (Equation (18)) when the inclination is such that the disk obscures a part of the WD as in 1 and 2 in Figure 1. The disk is composed of olivine $Mg_{0.8}Fe_{1.2}SiO_4$ dust grains. To calculate the scattering, we used $\ln(r_e/r_i) \lesssim \ln(100/5) = 3$ as a superior limit in Equation (18) and adopted $i = 85^\circ$.

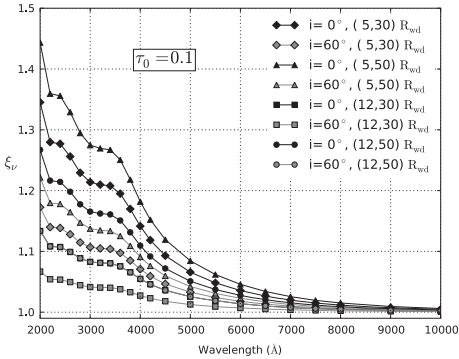


Figure 4. Expected ratio between the target and the template star (Equation (18)) when the disk does not obscure the WD and we see the scattering plus the stellar light. The disk is composed of olivine $Mg_{0.8}Fe_{1.2}SiO_4$ dust grains. All the curves were calculated with $\tau_0 = 0.1$ because the pure scattering term in Equation (18) is linear in τ_0 .

0.7, 0.8, 0.95, 1.0 and olivine, $Mg_{2x}Fe_{2-2x}SiO_4$, with $x = 0.4$ and 0.5.

Figures 3 and 4 display the results from Equation (18) for different optical depths and system geometries. Figure 3 represents inclinations where the disk obscures the star, and light is absorbed and Figure 4 when there is no obscuration and we see only scattering plus the WD light. For observational tests, the region from 3000 \AA to 5000 \AA is the most interesting, because it shows a sharp change in the ratio between the target and the template which cannot be easily discarded as bad flux calibrations.

4. OBSERVATIONAL TEST

Our modeling gives rise to direct observational tests. We can test the effects of the disk in the near-UV and the optical, dividing the spectrum of the target by the template. In the optically thin

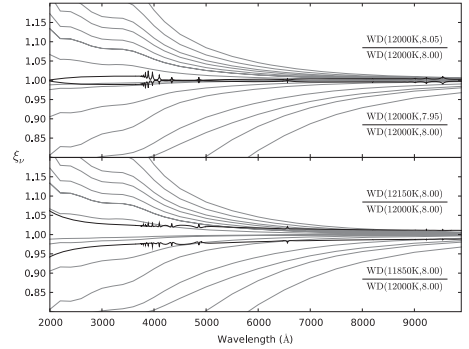


Figure 5. Comparison of the effects from debris disk obscuration and effects of small differences in T_{eff} and $\log g$ between the target and the template stars. The gray lines show the expected effects shown in Figures 3 and 4. In the upper panel, the black solid lines show the ratio of WD spectra with fixed T_{eff} and varying $\log g$. In the lower panel, we fixed $\log g$ and varied T_{eff} .

case, the result will be color dependent and can provide physical parameters for the disk structure.

The template star should be as similar to the target star as possible. Ideally, it would be the same WD without the obscuring disk. As that is not possible to have, we need a similar WD without any peculiarity in the spectrum. Any other WD will differ from the target star in T_{eff} and $\log g$ and this difference can make the division of the spectra resemble the expected disk effects.

In Figure 5, we present these effects using theoretical WD spectra from Koester (2008). We assume a target star of $T_{\text{eff}} = 12,000$ K and $\log g = 8.0$, similar to G29-38 (Reach et al. 2009). In the upper panel, we keep T_{eff} fixed and vary $\log g$ by 0.05 dex and in the lower we keep $\log g$ fixed and vary T_{eff} by 150 K. According to Liebert et al. (2005), the uncertainties in temperature are of the order of $1.2\% \approx 150$ K and 0.038 in $\log g$. So, larger temperature or $\log g$ differences would be readily noticed. One can see from Figure 5 that modification of UV flux densities by disks that absorb or scatter light, as in Figures 3 and 4, can be distinguished from observational uncertainties in template stars.

The White Dwarf Catalog (McCook & Sion 1999) currently lists 12,456 stars. Therefore, it is not too hard to find a template star with a temperature similar to the target. As an example, G29-38 and Ross 548 have exactly the same temperature and $\log g$. One needs to be careful about this comparison as these values of T_{eff} and $\log g$ were obtained from different determinations. When comparing the target with the template it will be necessary to use T_{eff} and $\log g$ obtained from similar data and the same models.

4.1. Parameter Determination

It is difficult to compare directly the definition of p and τ_0 with the expected values for real disks. We use disk parameters obtained in earlier works to give observational expectations and also to help design future observations.

For disks, the fraction of the obscured to the total projected area, p (Equation (5)), varies between 0 when there is no obscuration and 0.5 for a disk which obscures half of the stellar surface. However, if the infrared emission region is not a disk but a shell around the star (Reach et al. 2005) p will be always 1.

Hence, this work provides an independent method for testing the disk hypothesis.

In addition to p , we can also determine τ_0 . Estimates for the expected values are more uncertain, but we can get a rough idea by using some mean values for the dust and disk properties. Krügel (2003) gives 2.5 g cm^{-3} as a typical value for the interstellar dust and we assume it as a good order of magnitude value for the dust in the disk. Jura et al. (2007b) constrain the disk mass of GD 362 between 10^{18} and 10^{24} g. Using typical disk sizes of $10 R_{\text{wd}}$ and $100 R_{\text{wd}}$ for the inner and outer disk radii, respectively, we get a range of τ_0 from 10^{-4} to somewhat greater than 1, depending on the disk mass and the type of dust (Dorschner et al. 1995). Therefore, the parameters used in Figure 3 are realistic.

The disk inclination angle can be inferred from the presence of a flux excess due to scattering into the line of sight. Figure 4 shows this for inclinations of 0° and 60° . Flux excess in near-UV has already been detected by Gänsicke et al. (2006) in SDSS J228+1040 and could be caused by light scattering. For larger inclinations there is a flux deficiency due to absorption and scattering out the line of sight, as shown in Figure 3 computed for $i = 85^\circ$. The dividing line between the first or the second case is $\sim 80^\circ$.

5. CONCLUSIONS

In this work, we introduce a new way of looking at the cause of IR excess in white dwarf stars. By looking in the near-UV and optical instead of IR we add a new constraint to test the disk hypothesis.

One important distinction of our method is the fact that the presence of disks would cause flux deficiencies in some systems and flux excess in others. We also point out that shells would only introduce flux deficiencies effects, and these effects would be detectable in all shells. If we find flux deficiencies in every star we observe this would strongly indicate the presence of shells rather than disks. Flux deficiencies in only some objects and flux excess in others corroborate the idea of a disk.

If we are convinced disk models are more adequate, detailed comparisons between disk models and data will provide disk

mass (Jura et al. 2007b), composition, optical depth and inclination relative to the line of sight.

The authors acknowledge financial support from CNPq-MCT/Brazil. We thank Paola D'Alessio, Detlev Koester, and Don Winget for helpful discussions, William Reach for providing data, and Shashi Kanbur for reading the manuscript. We are also grateful to Nikolai Voshchinnikov for his Mie-Theory program. Finally, we thank the anonymous referee for helpful comments on the paper.

REFERENCES

- Dorschner, J., Begemann, B., Henning, T., Jaeger, C., & Mutschke, H. 1995, *A&A*, **300**, 503
- Dupuis, J., Fontaine, G., & Wesemael, F. 1993, *ApJS*, **87**, 345
- Farihi, J., Zuckerman, B., & Becklin, E. E. 2008, *ApJ*, **674**, 431
- Gänsicke, B. T., Koester, D., Marsh, T. R., Rebassa-Mansergas, A., & Southworth, J. 2008, *MNRAS*, **391L**, 103
- Gänsicke, B. T., Marsh, T. R., & Southworth, J. 2007a, *MNRAS*, **380**, L35
- Gänsicke, B. T., Marsh, T. R., Southworth, J., & Rebassa-Mansergas, A. 2006, *Science*, **314**, 1908
- Graham, J. R., Reid, I. N., McCarthy, J. K., & Rich, R. M. 1990, *ApJ*, **357**, L21
- Jura, M. 2003, *ApJ*, **584**, 91
- Jura, M., Farihi, J., & Zuckerman, B. 2007a, *ApJ*, **663**, 1285
- Jura, M., Farihi, J., Zuckerman, B., & Becklin, E. E. 2007b, *AJ*, **133**, 1927
- Jura, M. 2008, *AJ*, **35**, 1785
- Kilic, M., Thorstensen, J. R., & Koester, D. 2008, *ApJ*, **689**, 45
- Koester, D. 2008, arXiv:0812.0482
- Koester, D., & Wilken, D. 2006, *A&A*, **453**, 1051
- Krügel, E. 2003, *The Physics of Interstellar Dust* (Bristol: The Institute of Physics), 2003
- Liebert, J. 1984, in *Future of Ultraviolet Astronomy based on Six Years of IUE Research*, ed. J. M. Mead, R. D. Chapman, & Y. Kondo (NASA CP-2349, Washington, DC: NASA), 93
- Liebert, J., Bergeron, P., & Holberg, J. B. 2005, *ApJS*, **156**, 47
- McCook, G. P., & Sion, E. M. 1999, *ApJS*, **121**, 1
- Paquette, C., Pelletier, C., Fontaine, G., & Michaud, G. 1986, *ApJS*, **61**, 197
- Reach, W. T., Kuchner, M. J., von Hippel, T., Burrows, A., Mullally, F., Kilic, M., & Winget, D. E. 2005, *ApJ*, **635**, 161
- Reach, W. T., Lisse, C., von Hippel, T., & Mullally, F. 2009, *ApJ*, **693**, 697
- von Hippel, T., & Thompson, S. E. 2007, *ApJ*, **661**, 477
- Zuckerman, B., & Becklin, E. E. 1987, *Nature*, **330**, 138

A.2 CATALOGS OF HOT WHITE DWARFS IN THE MILKY WAY FROM GALEX'S ULTRAVIOLET SKY SURVEYS. CONSTRAINING STELLAR EVOLUTION

Artigo publicado por Bianchi et al. (2010). Neste artigo colaborei criando novas rotinas no código do programa TRILEGAL para que o programa pudesse trabalhar com qualquer relação inicial-final de massa para anãs brancas. Além disso, atualizei todo o banco de dados referente aos traços evolutivos de anãs brancas com modelos mais recentes de L. Althaus. Também incluí modelos espectrais mais atuais calculados por D. Koester.

Outra contribuição importante, mas que não teve aplicação direta neste artigo, foi criar uma série de ferramentas computacionais para editar as tabelas de dados que o programa usa de entrada. Anteriormente este trabalho era “artesanal” pois exigia editar os traços evolutivos manualmente. Criei uma ferramenta gráfica que facilita bastante o processo e o torna mais preciso.

Catalogues of hot white dwarfs in the Milky Way from *GALEX*'s ultraviolet sky surveys: constraining stellar evolution

Luciana Bianchi,^{1*} Boryana Efremova,¹ James Herald,¹ Léo Girardi,²
Alexandre Zobot,³ Paola Marigo⁴ and Christopher Martin⁵

¹Department of Physics and Astronomy, Johns Hopkins University, 3400 N. Charles Street, Baltimore, MD 21218, USA

²Astronomical Observatory of Padova, INAF, Vicolo dell'Osservatorio 5, I-35122 Padova, Italy

³Universidade Federal da Fronteira Sul, Campus de Laranjeiras do Sul, Brazil

⁴Department of Astronomy, University of Padua, Vicolo dell'Osservatorio 3, I-35122 Padova, Italy

⁵California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA

Accepted 2010 October 16. Received 2010 August 3; in original form 2010 March 9

ABSTRACT

We present comprehensive catalogues of hot star candidates in the Milky Way (MW), selected from *Galaxy Evolution Explorer* (*GALEX*) far-UV (FUV; 1344–1786 Å) and near-UV (NUV; 1771–2831 Å) imaging. The FUV and NUV photometry allows us to extract the hottest stellar objects, in particular hot white dwarfs (WD), which are elusive at other wavelengths because of their high temperatures and faint optical luminosities. We generated catalogues of UV sources from two *GALEX*'s surveys: All-Sky Imaging Survey (AIS; depth AB magnitude $\sim 19.9/20.8$ in FUV/NUV) and Medium-depth Imaging Survey (MIS; depth $\sim 22.6/22.7$ mag). The two catalogues (from *GALEX* fifth data release) contain 65.3/12.6 million (AIS/MIS) unique UV sources with $\text{error}_{\text{NUV}} \leq 0.5$ mag, over 21 435/1579 deg^2 . We also constructed subcatalogues of the UV sources with matched optical photometry from Sloan Digital Sky Survey (SDSS; seventh data release): these contain 0.6/0.9 million (AIS/MIS) sources with errors ≤ 0.3 mag in both FUV and NUV, excluding sources with multiple optical counterparts, over an area of 7325/1103 deg^2 . All catalogues are available online. We then selected 28 319 (AIS)/9028 (MIS) matched sources with $\text{FUV} - \text{NUV} < -0.13$; this colour cut corresponds to stellar T_{eff} hotter than ~ 18000 K (the exact value varying with gravity). An additional colour cut of $\text{NUV} - r > 0.1$ isolates binaries with largely differing T_{eff} s, and some intruding quasi-stellar objects (QSOs; more numerous at faint magnitudes). Available spectroscopy for a subsample indicates that hot-star candidates with $\text{NUV} - r < 0.1$ (mostly 'single' hot stars) have negligible contamination by non-stellar objects. We discuss the distribution of sources in the catalogues, and the effects of error and colour cuts on the samples. The density of hot-star candidates increases from high to low Galactic latitudes, but drops on the MW plane due to dust extinction. Our hot-star counts at all latitudes are better matched by MW models computed with an initial-final mass relation (IFMR) that favours lower final masses. The model analysis indicates that the brightest sample is likely composed of WDs located in the thin disc, at typical distances between 0.15 and 1 kpc, while the fainter sample comprises also a fraction of thick disc and halo stars. Proper motion distributions, available only for the bright sample ($\text{NUV} < 18$ mag), are consistent with the kinematics of a thin-disc population.

Key words: catalogues – surveys – stars: evolution – white dwarfs – Galaxy: stellar content – ultraviolet: stars.

1 INTRODUCTION

The vast majority of stars (initial mass $\lesssim 8 M_{\odot}$) end their lives as white dwarfs (WD), after passing through the asymptotic giant

branch (AGB) and planetary nebula (PN) phases, in which they shed much of their mass. The ejected material enriches the interstellar medium (ISM) with newly synthesized nuclear products (mainly He, C, N and possibly O) to different extents, depending on the initial stellar mass and exact evolutionary path (e.g. Marigo 2001; Karakas 2010). Intermediate-mass stars are the main providers of carbon and nitrogen, whereas low-mass stars are the most relevant

*E-mail: bianchi@pha.jhu.edu

component for the mass budget of stellar remnants in galaxies. Most of the stellar mass is shed in the AGB and PN phases, but the evolution through these phases is still subject to considerable uncertainties, in particular regarding mass loss and the efficiency of the third dredge-up. Stars within an initial mass range of ~ 0.8 to $8 M_{\odot}$ end as WDs with a narrow mass range, mostly below $0.8 M_{\odot}$. It is important to understand how the mass of their precursors relates to the final WD mass, in order to understand the relative contribution of different stars to the chemical enrichment of elements such as He, C, N and O.

While the evolution of the WD progenitors in the main-sequence phase is fairly well understood and observationally constrained, the hot-WD population is hitherto quite elusive, owing to their small radius, hence low optical luminosity, and extremely hot temperatures, to which optical colours are insensitive (see e.g. Bianchi 2007; Bianchi et al. 2007a,b) as well as to their very short lifetimes on the constant-luminosity post-AGB phase. To make matters more difficult, the post-AGB luminosity at a given stellar temperature varies significantly according to the stellar mass, making it impossible to infer absolute luminosity from other physical parameters. The evolutionary time spent on the constant-luminosity post-AGB phase and on the cooling track is also a strong function of the mass (Vassiliadis & Wood 1994). Therefore, the exact relation between progenitor's initial mass and WD mass [initial-final mass relation (IFMR)] remains to date a crucial missing link in our understanding of stellar evolution and chemical enrichment of the Galaxy.

A characterization of the population of hot WDs in the Milky Way (MW) can reduce these uncertainties, and lead to a better understanding of processes that drive the chemical evolution of galaxies like the MW. UV photometry combined with optical measurements significantly increases the sensitivity to the hottest temperatures. For example, the colour difference between a $T_{\text{eff}} = 50\,000$ K and $20\,000$ K star is about 1.5 mag in FUV- g , but < 0.4 mag in $U - B$, and < 0.15 mag in $g - r$ which are comparable to photometric errors when large surveys are considered. The sensitivity gained by extending the measurements to UV wavelengths is more critical for discerning the hottest stars (see e.g. figs 5–7 of Bianchi et al. 2007a; Bianchi 2009).

The census and characterization of cool compact objects has significantly improved in recent years thanks to optical and IR surveys. The Eisenstein et al. (2006) catalogue from the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) fourth data release (DR4) contains 9316 spectroscopically confirmed WDs and 928 subdwarfs over an area of 4783 deg^2 ; about one fourth (2741) have $T_{\text{eff}} > 18\,000$ K as estimated by the SDSS pipeline automated spectral analysis. An additional $\sim 5\text{--}6000$ WD are expected from seventh data release (DR7; Kleinman, Nitta & Koester 2009). Seven ultracool WD were added to the census by Harris et al. (2008). Gontcharov et al. (2010) extracted from Two Micron All Sky Survey (2MASS), Tycho-2, XPM and UCAC3 catalogues combined 34 WDs, 1996 evolved ($11\,000 < T_{\text{eff}} < 60\,000$ K) and 7769 unevolved ($T_{\text{eff}} < 7000$ K) subdwarfs, using multi-colour photometry and proper motions of stars with $6 < K_s < 14$ mag. The current version (2008) of the McCook & Sion (1999) catalogue of spectroscopically confirmed WDs includes 10 132 entries (all types), a factor of 5 increase over a decade, with respect to the original (1999) version listing 2249 WDs. Venes et al. (2002) give a catalogue of 201 DA WDs, spectroscopically confirmed from the ~ 1000 H-rich DA WDs discovered in the 2dF QSO redshift survey; Croom et al. (2004) 2dF catalogue includes 2071 WDs over 2000 deg^2 . WDs in binaries from the SDSS were catalogued and studied by several authors, see e.g. Rebassa-Mansergas et al. (2010) and references therein, Silvestri

et al. (2007), Heller, Homeier & Dreizler (2009, WD-M star binaries) from spectroscopy; other authors used optical-IR photometry to search for binaries among the known WDs (e.g. Watcher et al. 2003; Tremblay & Bergeron 2007). Special classes such as CVs are addressed by other works (e.g. Szkody et al. 2009 and references therein; Gänsicke et al. 2009), while others studied in detail the very local population (e.g. Holberg, Oswalt & Sion 2002 discuss 122 objects within 20 pc from the Sun, which they estimate to be an 80 per cent complete sample within this distance, and which include some double-degenerate systems).

Finding the hottest, smallest stars, however, remained a challenge prior to the *GALEX* UV sky surveys, which provide deep sensitivity and large area coverage. For example, 105 were found in the original *EUVE* whole-sky survey, with small subsequent additions obtained by combining *EUVE* and *ROSAT* [see e.g. Dupuis (2002) for a review and discussion]. The *ROSAT* whole-sky survey produced 175 WD in X-rays, mostly DAs (Fleming et al. 1996, from *ROSAT* PSPC).

Such catalogues of confirmed or candidate WDs enable the study of these objects as astrophysical probes of stellar evolution, of MW structure, of the local neighbourhood, etc. Most importantly, comprehensive catalogues enable the selection of targets for follow-up spectroscopy, which then provides the detailed physics of these objects, especially when extended to the UV and far-UV (FUV) wavelengths, as proven by the score of results enabled by *IUE*, *FUSE* and *HST* spectrographs.

Bianchi (2007, 2009) and Bianchi et al. (2007a, 2009a, 2005) have demonstrated the power of FUV and near-UV (NUV) measurements, afforded for the first time over large areas of the sky by *GALEX*, to unambiguously detect and characterize extremely hot stellar sources. Not only the UV wavelengths are more sensitive to the temperatures of hottest stars, but the combination of UV and optical colours also allows a better separation of different classes of astrophysical objects (e.g. Bianchi 2009 and references therein).

Our present work provides a selection of hot-star candidates from UV photometry; about 40 000 hot-star candidates with FUV, NUV photometric errors ≤ 0.3 mag (about 74 000 with photometric errors ≤ 0.5 mag), have also SDSS optical photometry. The majority are likely hot WD with $\log(g)$ between 7 and 9. The catalogue covers different latitudes and enables a first analysis of this stellar population with MW models. Larger catalogues of UV sources with and without optical SDSS match are also constructed, and made available as online products.

In Section 2, we describe the method used to construct 'clean' catalogues of unique UV sources from two *GALEX* surveys with different depths and coverage, and subsets of these catalogues with matched optical photometry, and we present the catalogues' characteristics. In Section 3, we extract samples of hot-star candidates, and analyse them with MW models in Section 4. Discussion and conclusions are given in Section 5.

2 THE UV SKY SURVEYS AND THE SOURCE CATALOGUES

2.1 The sky survey data

The Galaxy Evolution Explorer (*GALEX*) is imaging the sky in FUV ($1344\text{--}1786 \text{ \AA}$, $\lambda_{\text{eff}} = 1538.6 \text{ \AA}$) and NUV ($1771\text{--}2831 \text{ \AA}$, $\lambda_{\text{eff}} = 2315.7 \text{ \AA}$) simultaneously, with a field-of-view of $1:2$ diameter and a resolution of $4.2/5.3 \text{ arcsec}$ (FUV/NUV) (Morrissey et al. 2007). The images are sampled with 1.5 arcsec pixels. Nested surveys with different depth and coverage are in progress. The widest sky

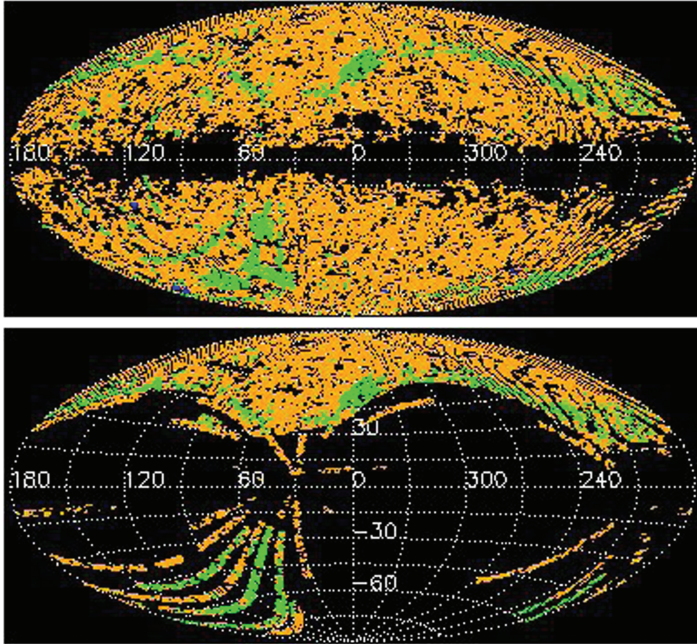


Figure 1. Top: sky coverage (in Galactic coordinates) of the *GALEX* data release GR5 showing the major surveys: AIS (orange), MIS (green) and DIS (blue). Bottom: the portion of the *GALEX* GR5 sky coverage for AIS and MIS overlapping with SDSS DR7.

coverage is provided by the All-Sky Imaging Survey (AIS) and the Medium [depth] Imaging Survey (MIS), that reach typical depths of 19.9/20.8 mag (FUV/NUV) and 22.6/22.7 mag (FUV/NUV), respectively, in the AB magnitude system. The Nearby Galaxy Survey (NGS; Bianchi et al. 2003; Bianchi 2009; Gil de Paz et al. 2007), with over 300 fields at MIS depth, targeted nearby, hence fairly extended, galaxies, therefore it has been excluded in the present work, lest some sources from galaxies ‘shredded’ by the pipeline intrude on our catalogue. See also Bianchi (2009, 2010); Bianchi et al. (2007a); Bianchi et al. (2010) for a general discussion of the content of the UV sky surveys.

In this paper, we use data from the *GALEX* fifth data release (GR5) AIS and MIS surveys, which include a total of 28 269 and 2161 fields, respectively. The data are taken from the Multimission Archive at the Space Telescope Science Institute (MAST) archive. We restrict the catalogues to sources within the central 1° diameter of the field (for good photometry and astrometry, and to exclude edge artefacts). With such restriction, and eliminating overlaps, these surveys cover a total unique area of 21 434.8 (AIS) and 1578.6 (MIS) deg^2 (Section 2.4). Section 2.2 describes the construction of the catalogue of unique *GALEX* sources. In order to separate the UV sources by astrophysical classes, we examine in this work the portions of the *GALEX* GR5 AIS and MIS surveys that are also included in the footprint of the SDSS DR7, which provides five optical magnitudes: *u g r i z* in addition to the *GALEX* FUV, NUV magnitudes. The overlap between *GALEX* GR5 and SDSS DR7 includes 10 316/1655 (AIS/MIS) *GALEX* fields, and the area

coverage of the overlap is 7325 (AIS) and 1103 (MIS) deg^2 . Details of the area calculation are provided in Section 2.4. The sky coverage of AIS and MIS in the *GALEX* data release GR5 and its overlap with SDSS DR7 are shown in Fig. 1.

2.2 The catalogue of unique UV sources

Here, we describe the procedure used to construct the catalogue of unique *GALEX* sources (i.e. eliminating repeated measurements). All catalogues described in this paper are made publicly available from our website <http://dolomiti.pha.jhu.edu/uvsky>, and from MAST at <http://galex.stsci.edu>, and as High-Level Science Products (<http://archive.stsci.edu/hlsp/>, in the ‘Catalogues’ section). Therefore, we provide here information on how they were constructed that will be relevant for potential users, as well as to others interested in constructing future versions of similar samples.

We extracted catalogues of *GALEX* sources from STScI MAST (www.mast.stsci.edu), at the CASJobs SQL interface (www.galex.stsci.edu). Sources were extracted from the table ‘photoobjall’, from the MIS and AIS surveys separately, with the criteria that the source distance from the field centre had to be ≤ 0.5 and the photometric error less than 0.5 mag in NUV. In other words, we initially included in our general *GALEX* source catalogue all NUV reliable detections, regardless of whether they have also an FUV detection. For our selection of hot-star candidates, we will eventually impose the additional criterion of good FUV photometry. The additional restriction of $\text{err}_{\text{FUV}} < 0.5$ mag significantly reduces the

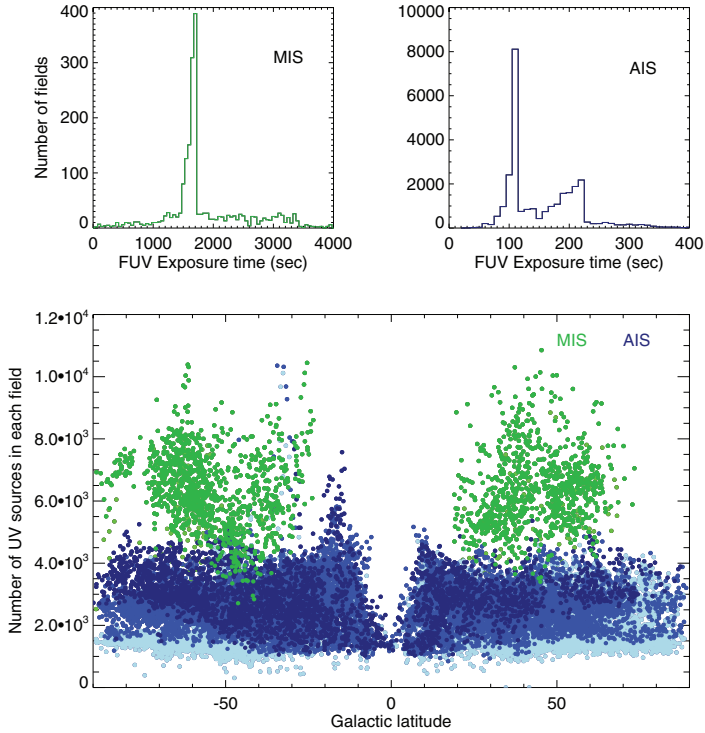


Figure 2. Top: distribution of FUV exposure times for AIS (10 s bins) and MIS surveys (50 s bins); a few fields have longer exposure times, off the scale of the plots. Bottom: number of UV sources (all UV detections, not just our selected hot stars) in each *GALEX* field (1° diameter), before merging the catalogues and removing overlaps. Three shades of blue (light/medium/dark) for AIS indicate exposure times of $<120/120\text{--}220/>220$ s, respectively, and lighter/darker green for MIS fields indicate FUV exposures less/more than 1200 s. Generally, the number of UV source detections in a field increases with depth of exposure, as expected, and as seen more distinctly for the AIS at the high latitudes, uncomplicated by dust extinction. A few fields, including some with short exposures, have overdensities. While the number of MW stars increases towards the MW disc, as shown by the AIS sources, at MIS depth most UV sources are extragalactic, hence show no correlation with Galactic latitude except for the foreground extinction. The sharp drop in the centre, due to dust extinction, defines the MW dust disc.

number of sources (by a factor of up to 10; see Table 2), with respect to the total number of NUV detections, and of course introduces a bias in the source catalogue, the hottest and bluest sources (the subject of this paper) being not affected but the redder sources being progressively eliminated, as discussed in Sections 2.5 and 3.3. For more discussions about statistical properties, and biases inherent to sample selections, see Bianchi et al. (2010).

A few observations planned as part of the MIS or AIS surveys actually partly failed, and resulted in one of the detectors (most often FUV) not being exposed (such observations are typically repeated later). The observations with one of the two bands having zero exposure time were eliminated from our catalogue, otherwise they will bias the statistics of FUV-detection over the total number of NUV detections, and the corresponding fields were not counted in the area calculation.

Fig. 2 shows the distribution of exposure times (FUV is shown, but NUV is generally equal or larger), for the AIS and MIS fields.

The typical exposure time for MIS is 1500 s, which is met or exceeded by the majority of fields. The AIS survey aims at exposure times of the order of ~ 100 s. We retained also fields with exposures shorter than typical. Therefore, while the typical depth of the two surveys (AIS and MIS) differ by ~ 2 mag, the exposure level is not strictly homogeneous across each catalogue.

Fig. 2 (bottom panel) shows the number of *GALEX* sources in each *GALEX* field. We colour-coded the fields by three ranges of exposure time for the AIS (two for MIS), since the number of sources detected above a given error-cut generally increases with exposure time. This plot is useful to check for fields with overdensities, since the surveys, the broad AIS in particular, include also some stellar clusters. In general, the spread in number of sources per field is just about a factor of 2 for MIS. A few AIS fields around latitude -30° have an overdensity of almost 1 dex; however the total number of AIS fields in each 10° -wide latitude bin (used in our analysis; see the next section) is very large, and a few overdensities do not affect

our analysis of stellar counts with MW models over wide areas. Fields with high density of sources, and in particular the stellar clusters included in the surveys, will be separately analysed elsewhere. They are included in our catalogue for completeness and for possible use by others, although customized photometry is desirable in very crowded fields (e.g. de Martino et al. 2008).

Nearby galaxies are generally observed as part of the ‘NGS’ survey which is excluded from our catalogue, but a few large galaxies are also in the footprint of AIS and MIS and bright knots of galaxies ‘shredded’ by the pipeline may enter the catalogue as separate sources (see Bianchi et al. 2007a). A few such sources may have $FUV - NUV < -0.13$ and appear point like in the SDSS catalogue, and therefore may enter our catalogue of hot-star candidates (Section 3), but they would not affect the statistical results. For other, more specific uses of our catalogue, they may be removed by checking against a list of nearby galaxies, as we did in Bianchi et al. (2007a). Using the ‘child’ flags from the SDSS pipeline, that track deblended sources, proved not to be useful in identifying and weeding out sources from ‘shredded galaxies’.

The searches and download of *GALEX* sources with the above criteria were done using the java *CASJobs* command-line tool (*casjobs.jar*). One problem we often encountered when using this tool to extract and download query results from the data base is that sometimes the download pipe gets broken prematurely, and the results are truncated without any warning being given. In order to verify that the output file contained all the results, a separate count query was run on the SQL server and compared to the number of output sources in the downloaded file each time. It was necessary to subdivide the search in small latitude strips due to various limits set by the *CASJobs* interface (e.g. query length, output file size), as well as to avoid the frequent problem of the long searches being interrupted.

The *GALEX* archive contains multiple observations of the same source, when some fields overlap or are repeated. Having all measurements of each source is useful for variability studies (which will be addressed in a forthcoming work) and for choosing the best measurement when several are available. For our present purpose we constructed from the total output a unique-source catalogue, in the following manner. *GALEX* sources were considered possible duplicates if they lied within 2.5 arcsec of each other. If two *GALEX* sources were within this distance, but had the same ‘photoextractid’ (i.e., they are both from the same observation), they were both considered unique. Otherwise, they were assumed to be multiple observations of the same source. We choose, to represent the unique source, the measurement with the longest *NUV* exposure time. In the case of equal exposure times, the observation where the source was closer to the field centre was chosen (i.e. the source with the smallest ‘fov_radius’ value from the ‘photoobjall’ table), as photometric quality is usually better in the central part of the field.

2.3 The matched UV-optical source catalogue

A portion of the *GALEX* survey areas is in the footprint of the SDSS DR7 (see Fig. 1, bottom panel), and for the UV sources in this area we constructed a catalogue of matched optical sources. We uploaded the coordinates of our *GALEX* unique sources into the SDSS SQL interface (version 3_5_16 rev 1.70, at casjobs.sdss.org) and queried for SDSS matches against the ‘photoprimary’ table (SDSS source catalogue that includes only unique sources) using an initial search radius of 4.2 arcsec. A match radius of 3 arcsec was eventually used in the final catalogue, as we shall see.

As with the *GALEX* searches, the SDSS searches were done in an automated way on 1° -wide Galactic latitude strips using the *casjobs* command-line tool. We found that there is currently a bug in the SDSS version of this tool (v0.03) that causes the last character of a file to be dropped when extracting query results. We compensated for this by writing our query to pad the end of the file with an additional character.

2.3.1 Multiple matches

A given *GALEX* source may have multiple SDSS matches within the search radius, given the higher spatial resolution of the SDSS (~ 1.4 arcsec). In such cases the *CASJobs* search returns multiple lines with the same *GALEX* source and the various SDSS matches. We ‘ranked’ the multiple SDSS matched sources based on the distance, with the closest SDSS source being retained as the ‘match’ for the *GALEX* source and the additional SDSS sources being noted. When using UV-optical colours for source classification, UV sources with multiple optical matches must be excluded, because, even though the closest optical source may be the actual counterpart, the UV photometry at the *GALEX* spatial resolution of ~ 5 arcsec may be a composite measure of two optical sources, and therefore the colour would not be meaningful. The fraction of UV sources with multiple optical matches, eliminated from the analysis sample, is then taken into account when estimating density of astrophysical sources ($\#$ per deg^2). This fraction is given in Table 2. Sources with multiple optical matches are listed separately in our hot-star catalogues, and are included with ‘rank’ > 0 in the total matched-source catalogue. The relative number of UV sources with multiple optical matches, shown in Fig. 3, increases towards low Galactic latitudes, as expected. The figure refers to our final catalogue with match radius of 3 arcsec, and point-like sources only: approximately 10 per cent of the UV sources have more than one optical counterpart, at intermediate and high Galactic latitudes, in

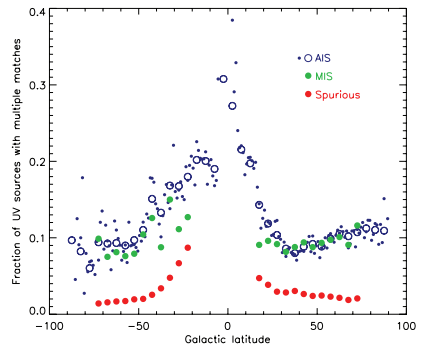


Figure 3. Fraction of UV sources having multiple optical matches within a 3 arcsec match radius, as a function of Galactic latitude. Green dots show MIS data, blue dots show AIS data, divided in strips of 1° (small dots), as well as averaged over 5° (blue circles). The increase towards the Galactic plane reflects the higher density of optical sources at low MW latitudes. The plot also shows a slight North–South asymmetry. The fractions shown are for point-like sources, with error cuts of 0.3 mag. The fraction increases if a larger match radius is used. The red dots are the incidence of spurious matches (see text).

agreement with our previous work on earlier data releases which covered mainly high Galactic latitudes (Bianchi et al. 2005, 2007a). The fraction increases to slightly over 20 per cent for latitudes $|b| \approx 10^\circ - 20^\circ$, reflecting the higher density of stars in the MW disc, and is still very uncertain at latitudes $|b| < 10^\circ$, where we have little area coverage. For a larger match radius (4.2 arcsec), the fraction of multiple matches increases significantly, relative to the total number of matches, and so does the incidence of spurious matches (Section 2.3.3), therefore we adopted a final match radius of 3 arcsec in our catalogue. The fraction is also higher if extended sources are included.

2.3.2 Other caveats

In the interest of others who may want to apply the same procedures, we also mention that, due to the large current area coverage and consequent large number of sources, when it is necessary to perform the searches on small contiguous portions of the sky (e.g. 1° strips), it may happen that the coordinates of a *GALEX* UV source fall in one strip (close to the latitude limit), and the SDSS match falls in the next latitude range, due to a small difference in coordinates. Such cases are included in the final catalogues in the latitude range which is appropriate according to the position of the *GALEX* source. Care should also be taken when using the Galactic coordinates as returned by the *GALEX* data base, as those coordinates differ by $\lesssim 0.5$ arcsec from those derived by converting the *GALEX* RA, Dec. coordinates to Galactic coordinates using standard astronomical packages (e.g. WCSTools from the Smithsonian Astrophysical Observatory). These differences probably arise because the *GALEX* data base stores Galactic coordinates using real data types, while using double precision data types to store RA and Dec. values. Therefore, sorting *GALEX* search results based on the Galactic coordinates returned by the data base may give different results than using WCSTools to derive those coordinates from the *GALEX* RA and Dec.

Another contingency that must be tested for, in the above procedures, is whether a given SDSS source matches multiple *GALEX* sources. This can occur if an SDSS source lies somewhere in between two *GALEX* sources which were deemed unique. In this case, the match query returns a match of each of the *GALEX* sources with the same SDSS object. We retain the match with the *GALEX* source which is the closest to the SDSS source, and eliminate the other. This occurs rarely.

2.3.3 Spurious matches

The probability of spurious matches was estimated as follows. We randomly selected 30 per cent of the coordinates from our matched *GALEX*-SDSS catalogues (in separate 5° bins of Galactic latitude), and searched the SDSS data base against coordinates offset by 0.5 arcmin from those of the real sources. The spurious match rate, shown in Fig. 3 (red dots), is the number of incidences where one or more matches were found (within a search radius of 3 arcsec) divided by the number of uploaded coordinates. As for the multiple matches, it is higher towards the Galactic plane, where the stellar density increases and therefore also the probability of random matches within a given radius. The rate is of the order of a few per cent at high and intermediate latitudes. However, matches that are positional coincidences are likely to have odd colours and the fraction may be lower in selected analysis samples.

2.3.4 Comparison with other catalogues

We point out, in the interest of users of our catalogues, that there are several differences from other basic matched source catalogues posted on MAST. Most notably, we include only the central 1° diameter portion of the field, therefore we conservatively eliminate all edge sources (mostly defects or bad measurements but also some good sources), but we retain all good portions. Secondly, we consider all existing measurements for each source, from which the best is chosen. For example, the matched catalogue described by Budavari et al. (2009) instead eliminates overlap by reducing each *GALEX* field to a hexagon (selection of primary). In this procedure, the vertices of the hexagons include sources near the edge (i.e. possibly also sources with poor photometry, and artefacts). Moreover, since the hexagons are fixed at nominal positions, but the actual pointings may differ, unnecessary gaps between fields (which may not exist in the actual observations) are introduced, as the authors point out. Our partition, described in Section 2.4, and following Bianchi et al. (2007b), avoids such problems and enables better and more homogeneous photometry quality, as well as easy and precise calculations of the unique-area coverage for our *GALEX* surveys, and of overlap area with any other survey, consistent with the actual source catalogue rather than with nominal field centres. This is preferable for our analysis. Such differences may cause samples selected from different matched catalogues, to differ slightly.

2.4 Area coverage

In order to derive the density of sources extracted from our catalogues, we computed the total areas of unique coverage, taking into account overlap between fields, in the *GALEX* GR5, and then the area overlapping with SDSS DR7, following the method of Bianchi et al. (2007b). Since we restricted the catalogues to sources within the central 1° of the *GALEX* field, for each field we considered an effective radius of 0.5 . Our code scans the entire sky and calculates the unique area covered by the *GALEX* fields, and the portion of this area covered also by the SDSS. First, the whole sky is divided in small, approximately square, tassels, along Galactic longitude and latitude. We used steps in l, b of $0.05/0.1$ for MIS/AIS, respectively. Then, we find the distance between the centre of each tassel in our whole-sky grid and the centre of each *GALEX* field, and sum the areas of the tassels that are within half degree of a field centre, avoiding to count the same tassel twice, which eliminates overlap between fields.

The error in the estimated area depends on the step used to calculate the grid of tassels (tassel size), and the number of tassels. The area of each tassel decreases at high latitudes (the step in l, b is kept constant over the whole sky), hence the statistical error due to the tassels along the field's edge (i.e. tassels that fall partly inside and partly outside the 1° circle of a *GALEX* field) varies with the location of the fields, both with latitude and with the relative location of the field centre to a grid step. Such errors cancel out statistically for a large number of fields. For a very small area however, i.e. for a few fields, it is desirable to use smaller tassels. We estimate the uncertainty by computing the areas several times, each time offsetting the positions of the *GALEX* field centres by about half the size of a tassel, in both latitude and longitude directions. The resulting uncertainty is $\lesssim 1$ deg², for our total area and the areas of each latitude bin.

In order to calculate the area of overlap between the *GALEX* MIS and AIS surveys and SDSS DR7, we initially matched the centres of all tassels included in our *GALEX* coverage (MIS and AIS) to the SDSS DR7 footprint: the areas of tassels deemed within the SDSS footprint were summed to obtain the area coverage of our matched source catalogues. However, we discovered an issue in the SDSS data base DR7 footprint that prevented its use for calculating the overlap areas. The output returned from the SDSS data base footprint query is currently somewhat incorrect, perhaps due to some SDSS fields which appear included in the DR7 footprint in the data base (therefore counting towards area coverage in any estimate), however do not have sources in the ‘photoprimary’ table or corresponding images because the observation failed or was marked as bad for some reason. We have consulted several experts of the SDSS data base, but we found no way so far to identify such fields specifically. When we plotted on the sky the SDSS matched sources (obtained from the SDSS ‘photoprimary catalogue’), and the sky-tassels deemed by the footprint query to be within the footprint, we noted some not irrelevant areas of mismatch (most notably, in the latitude strip 50°–60°. South we found the largest ‘false positive’ area, about 17.5 deg² in total; the discrepancies are much smaller at other latitudes). We attempted to perform the footprint query on the SDSS data base using different syntaxes. Specifically, a basic all-inclusive footprint SQL search returns several ‘false-positive’ answers (i.e. several contiguous areas that the data base considers within the footprint, have no SDSS sources), hence the area based on such outputs would be overestimated with respect to the source catalogue; a more detailed footprint query, confining the search to ‘PRIMARY’ footprint area, returns both false-positives and false-negatives. We finally could not use the SDSS footprint query, and wrote a separate code to independently search, for our entire *GALEX* sky coverage, sub-areas with and without SDSS sources; we considered the areas devoided of any SDSS sources as outside the SDSS footprint.¹ This procedure was complicated because (1) in order to decide whether a tassel contained SDSS sources, we had to consider SDSS sources of any colour, not just our hot-star catalogue (which includes the rarest stars in the sky, hence some tassels may actually not have any hot star even though they are located within the footprint), and (2) we had to consider much larger sky-tassels than our original grid, to avoid false-negatives, and then iterate within the ‘positive’ tassels with a progressively finer grid (down to 0.05 deg², about 1/16th of a *GALEX* field), to confine the uncertainty of the area estimate. It is important for our analysis, which compares density of sources (#/deg²) with model predictions, to estimate areas consistent with the source catalogue used, in this case the PRIMARY catalogue from the SDSS. We used our area estimates in the following analysis. We stress, for future reference, that there was no way to detect the inconsistency between catalogue and data base footprint other than by plotting the distribution of sources and footprint tassels on sky coordinates in various ways. This is a desirable test on any such work.

The *GALEX* GR5 AIS and MIS sky coverage, and the *GALEX*-SDSS overlap area in the matched GR5×DR7 releases, restricting the *GALEX* field to 1° diameter and eliminating overlaps between *GALEX* fields, are given in Table 1, for the whole coverage and for separate ranges of Galactic latitude.

¹These regions may be ‘in’ the footprint for SDSS data base purposes, but they contribute no sources to the catalogue, hence counting them towards the area coverage would be inconsistent.

Table 1. Sky coverage for GR5 MIS and AIS, and GR5×DR7.

Latitude range	Area (deg ²)		$E(B - V)^a$	
	<i>GALEX</i> GR5	GR5+DR7	Mean	1 σ
MIS				
–90 to –80	29.4	0.0	n.a.	n.a.
–80 to –70	59.3	19.3	0.04	0.01
–70 to –60	257.4	99.2	0.03	0.01
–60 to –50	242.5	86.2	0.05	0.02
–50 to –40	150.5	120.4	0.06	0.02
–40 to –30	109.0	68.04	0.07	0.03
–30 to –20	27.4	25.5	0.08	0.02
–20 to –10	0.0	0.0	n.a.	n.a.
–10 to 0	0.0	0.0	n.a.	n.a.
0 to 10	0.0	0.0	n.a.	n.a.
10 to 20	5.8	5.0	0.04	0.01
20 to 30	89.1	85.5	0.04	0.01
30 to 40	210.3	203.2	0.04	0.02
40 to 50	161.3	157.1	0.03	0.02
50 to 60	175.7	173.0	0.04	0.01
60 to 70	58.1	58.1	0.03	0.01
70 to 80	2.8	2.8	0.02	0.00
80 to 90	0.0	0.0	n.a.	n.a.
Total	1578.6	1103.0	0.04	0.02
AIS				
–90 to –80	249.3	0.0	0.02	0.00
–80 to –70	714.0	99.6	0.03	0.01
–70 to –60	1137.4	128.4	0.03	0.01
–60 to –50	1490.2	223.4	0.05	0.02
–50 to –40	1752.0	306.8	0.07	0.03
–40 to –30	1910.2	268.8	0.09	0.06
–30 to –20	1616.3	167.7	0.10	0.06
–20 to –10	1015.9	100.9	0.17	0.10
–10 to 0	211.3	37.6	0.41	0.24
0 to 10	349.5	27.4	0.45	0.31
10 to 20	1487.0	156.3	0.12	0.14
20 to 30	2002.1	454.5	0.06	0.05
30 to 40	2115.2	917.9	0.05	0.02
40 to 50	1866.2	1174.7	0.03	0.02
50 to 60	1480.0	1221.2	0.03	0.01
60 to 70	1067.3	1067.3	0.02	0.01
70 to 80	738.0	738.0	0.02	0.01
80 to 90	233.2	233.2	0.02	0.01
Total	21434.8	7324.5	0.05	0.07

^a E_{B-V} values are computed from the Schlegel et al. (1998) maps for the centres of the *GALEX* fields, then averaged. They do not reflect an average Galactic trend, since they follow the specific distribution of fields shown in Fig. 1, which is rather non-uniform at low latitudes.

2.5 Catalogue statistics and effect of error cuts on the sample

Fig. 4 shows the UV magnitude distribution of our *GALEX* unique-source catalogue, and the effect of progressive error cuts in NUV, and in both NUV and FUV. While a progressively stringent error cut in one band (NUV) simply truncates the sample to a brighter magnitude limit, an additional error cut in FUV, which effectively raises the faint limit of the sample in this band, causes a relatively higher decrease of redder sources, and the histogram of sources distribution becomes double-peaked. The same effects are seen (right-hand panel) for the matched *GALEX*-SDSS sources catalogue. This catalogue can also be separated in point like and extended sources using the SDSS spatial information (~1.4 arcsec resolution). Such distinction shows that most of the faint-magnitude peak of the source distribution is due to extended sources, which are likely galaxies,

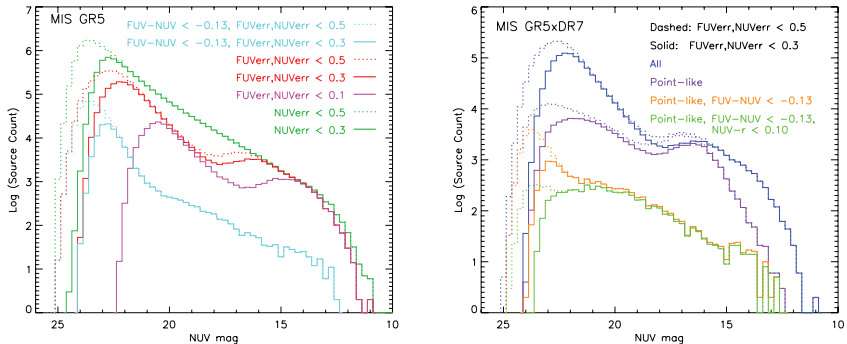


Figure 4. Distribution of UV sources in NUV magnitudes, and effects of error cuts and colour cuts. Left: the whole catalogue of *GALEX* unique sources (MIS), described in Section 2.2, with progressive error cuts in NUV, and in both FUV and NUV. A more stringent NUV error cut simply causes a brighter cut-off at the faint end, as expected, while the requirement of significant detection (or good photometry) also in FUV modifies the overall distribution (‘redder’ sources being eliminated), which becomes double-peaked. The distribution of the ‘bluest’ sources ($FUV-NUV < -0.13$), which include hot stars (this paper) and some QSOs (Bianchi et al. 2009a), is also shown. Right: NUV magnitude distribution of the matched UV-optical sources. Here, we also use the spatial information from the optical data, to separate point-sources (eliminating most galaxies, but not QSOs with a high contrast between the central source and the underlying galaxy). The point-like sources with $FUV-NUV < -0.13$ and FUV, NUV error ≤ 0.3 mag (solid orange line) are the hot-star candidate sample analysed in this paper, and the green histogram are the ‘single’ hot stars. The figure, with the analysis in Section 4, shows that a potential halo component ($NUV \sim 24-25$ mag) is eliminated by our error cut at the current survey’s depth; on the other hand, including objects with larger errors would cause our colour selection to include low- z QSOs.

as can be expected (e.g. Bianchi 2009). The most restricted sample in the right-panel histograms, the point-like matched sources with error ≤ 0.3 mag in both FUV and NUV, and $FUV-NUV < -0.13$, are the subject of this paper; it contains mostly hot-star candidates ($T_{\text{eff}} > \text{approximately } 18000 \text{ K}$), with some contamination by QSOs at faint magnitudes and red optical colours, discussed in Section 3.2 (see also Bianchi et al. 2009a).

The analysis of the hot-star sample with MW models (see later) shows that the magnitude limit introduced by our error cut of ≤ 0.3 mag eliminates mostly halo and thick-disc MW stars from the sample (between the green solid and dashed lines on the right-panel). On the other hand, including sources with larger photometric errors would introduce significant contamination of the sample by non-stellar objects (see Fig. 5).

More statistical analysis of the catalogues, and discussion of potential biases in flux-limited sample selection, is given by Bianchi et al. (2010).

3 SELECTION OF HOT STARS

The matched *GALEX*-SDSS sources in our catalogues are shown in colour-colour diagrams in Fig. 5 as density plots. Model colours for major classes of astrophysical objects are also shown to guide the eye in interpreting the distribution of sources. We refer to Bianchi et al. (2009a) and references therein for other similar figures and description of the model colours.

We selected hot stellar candidates by extracting the matched point-like sources with $FUV-NUV < -0.13$ (in the AB magnitude system), which corresponds to stars hotter than $\approx 18000 \text{ K}$, the precise T_{eff} depending on the stellar gravity, and on the model atmospheres adopted (discussed later).² This $FUV-NUV$ limit was cho-

sen to largely exclude all extragalactic objects, based on colours derived from canonical templates of QSOs and galaxies (e.g. Bianchi 2009 and references therein; see also Fig. 5).

As shown by Fig. 5 in this work, and by fig. 7 (lower panels) of Bianchi et al. (2007a), at AIS depth (~ 21 th mag) sources with $FUV-NUV < -0.13$ have very little contamination by extragalactic objects, but at fainter magnitudes a number of QSOs and galaxies with extremely ‘blue’ FUV-NUV colours is found. Bianchi et al. (2009a) have examined the nature of such uncommon QSOs, and their figs 1 and 2 show the location of these objects in the colour-colour diagrams. These QSOs have extremely ‘blue’ FUV-NUV (more negative than typical QSOs at any redshift), but optical colours typical of QSOs and galaxies. Therefore, they overlap, in UV-optical colour-colour diagrams, with the locus of hot stars with a cool companion, i.e. hot stars having very blue (i.e. negative) FUV-NUV colour but optical colours redder than what their FUV-NUV would imply for a single hot source. We discuss the QSO contamination in Section 3.2.

We restricted the catalogue to sources with photometric errors ≤ 0.3 mag in both FUV and NUV. Fig. 4, previously discussed, and Table 2 in this work show the effect of the error cuts on the sample’s statistics. We additionally use one optical band (r) to separate the hot sources in ‘single’ star candidates, having colour $NUV-r < 0.1$, and ‘binary’ candidates having $NUV-r > 0.1$. In more detail, the $NUV-r$ boundary between single and binary hot stars has a complex dependence on stellar T_{eff} and radii of the binary pair, which we will address in a different work. For example, a hot WD with an A-type companion, and pairs with small mass ratios,

²The measured colours also depend on extinction, however for a MW-type dust, with $R_V = 3.1$, and moderate reddening amounts, the *GALEX* FUV-NUV colour is basically reddening free. In fact, the higher selective extinction A_{λ}/E_{B-V} in the FUV range is approximately equalled by the effect of the broad 2175 Å feature in the NUV range (see Fig. 2 and Bianchi 2009). The absorption in each UV band, however, is much higher than in optical bands.

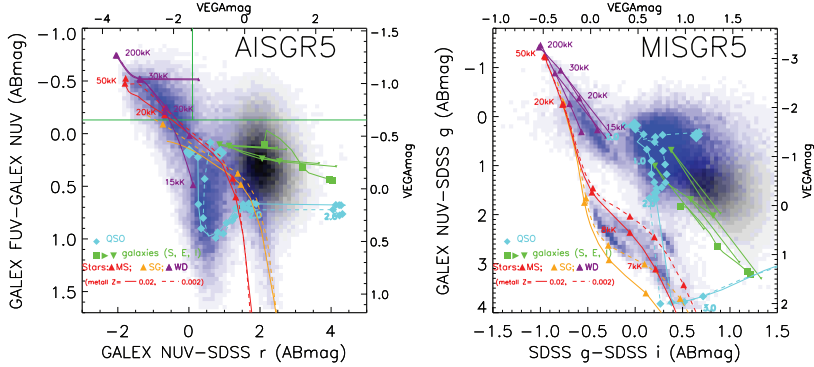


Figure 5. Colour–colour diagrams for the *GALEX* UV sources matched to SDSS sources, at AIS and MIS depth. Blue/black densities are point-like/extended sources, respectively. Model colours for stars (T_{eff} sequence, for different gravities), QSO (redshift sequence, cyan) and galaxies (age sequences, green) are shown. The two purple stellar sequences (label ‘WD’) in the right-side panel are for $\log g = 9.0$ and 7.0 . Although gravity cannot be separated well photometrically at high T_{eff} , the vast majority of hot stellar sources are clustered in between these two model sequences, and much fewer are seen along the $\log g = 5$ and 3 (red and yellow) sequences at hot temperatures, as expected. In the ≈ 2.5 mag shallower AIS survey the relative number of stars and extragalactic objects is comparable, while at MIS depth the latter dominate. From such diagrams the hot-star samples are selected (see text), with colour cuts shown by the green lines in the left-hand plot.

will fall in the colour selection of our ‘single’ hot-star sample. The adopted value is a useful cut to eliminate most extragalactic sources contaminating our FUV–NUV < -0.13 sample, as they have NUV– $r > 0.1$, however it is obviously an oversimplification for a detailed study of binaries. In sum, our so-called (for simplicity) ‘binary’ sample includes stellar pairs with a hot WD and a cooler star, and some QSOs; the ‘single’ sample includes all single stars and some binaries. We impose no error cut on the r magnitudes, in order to not limit the sample of the hottest WDs, which are faint at optical wavelengths. If the restriction of error ≤ 0.3 mag were imposed to the r band, the density of objects in the MIS sample would be reduced by about 30 per cent (*GALEX* is ‘deeper’ than SDSS for very hot stars of low luminosity, see Section 3.1); the loss would be much smaller for the brighter AIS sample.

The density of hot-star candidates is shown in Fig. 6 and will be discussed later. The magnitude distribution of the total hot-star candidate sample (FUV–NUV < -0.13) is shown with shadowed histograms in Fig. 8 and beyond, and the ‘single’ hot-star candidates (FUV–NUV < -0.13 and NUV– $r < 0.1$) with solid-colour histograms.

3.1 Hot stars not detected by SDSS

While the SDSS depth of $22.3/23.3/23.1/22.3/20.8$ AB magnitude in u, g, r, i, z provides a fairly complete match to the AIS UV source catalogue, the hottest, smallest stars detected in the MIS may fall below the SDSS limit. This can be guessed by comparing in Figs 8, 10, 12 the green-dashed histogram (matched *GALEX*–SDSS sources with FUV–NUV < -0.13) with the light-green filled-colour histogram (matched sources with FUV–NUV < -0.13 and NUV– $r < 0.1$, i.e. ‘single’ hot stars). The hottest single WDs will be faintest at optical wavelengths (e.g. a star with $\log g = 9$ and $T_{\text{eff}} = 50\,000/100\,000$ K would have FUV– $r = -2.33/-2.61$ in AB magnitude, according to our TLUSTY model grids). Therefore, hot WDs still detectable in UV at the depth of our MIS sample (see Fig. 4) may be below the SDSS detection limit, while hot WDs with an optically brighter

binary companion or QSOs, which have redder UV-optical colours, will be detectable also in the SDSS imaging. This explains why the density of MIS ‘single’ hot matched sources (light-green) drops at faint magnitudes earlier than the dashed-green histogram, the difference between the two being larger than what can be ascribed to QSO contamination (Section 3.2).

In order to estimate the incompleteness of faint hot-WD counts in our matched sample, we searched for *GALEX* MIS sources with FUV–NUV < -0.13 that are within the SDSS DR7 footprint, but do not have SDSS counterpart. We found ≈ 1500 such sources, having no optical match in our catalogue with a match radius of 3 arcsec (Section 2.3). We performed a number of tests to verify if these are real sources. We matched them against the SDSS catalogue, extending the match radius to 6 arcsec, and found 399 additional matches, 138 of them are classified as ‘point-like’ sources at the SDSS resolution. These mostly appear to be actual sources in the images, although we note that for faint sources, the SDSS classification of ‘extended’ and ‘point like’ is not always reliable, as shown by Bianchi et al. (2009a). It is expected that a small number of sources may have optical coordinates differing by more than 3 arcsec from the UV position; sometimes this is due to a nearby source not fully resolved. For the remaining 1100 UV sources with no SDSS match out to 6 arcsec, visual inspection of random subsamples revealed some to be part of extended cirrus emission, many seem likely sources, a few cases are parts of a shredded galaxy. The ‘kron radius’ from the *GALEX* pipeline gives an indication of the spatial extent of the source: 189 sources have kron radius larger than 3.5, hence are probably not stellar sources, but visual inspection suggests about 75 per cent of them to be real sources. Even visual inspection, however, is not always conclusive, for faint sources or complicated fields, and better resolution or deeper exposures would be needed for a final sample. In sum, a very large fraction of the 1500 objects unmatched within 3 arcsec are actual sources, and an undetermined fraction may be actual hot stars.

In spite of the large uncertainties, we added all these objects to the ‘single’ hot matched sources catalogue, and show the total as

Table 2 – continued

Latitude range	No. of GALEX sources		No. of GALEX sources		No. of GALEX sources		No. of matched sources		No. of point-like matched sources		with FUV–NUV ≤ -0.13		with FUV–NUV ≤ -0.13				
	err _{FUV,NUV} ≤ 0.5	err _{FUV,NUV} ≤ 0.3	err _{FUV,NUV} ≤ 0.5	Rank0	err _{FUV,NUV} ≤ 0.5	Rank1	err _{FUV,NUV} ≤ 0.3	Rank0	err _{FUV,NUV} ≤ 0.5	Rank1	err _{FUV,NUV} ≤ 0.5	Rank0	err _{FUV,NUV} ≤ 0.3	Rank1	err _{FUV,NUV} ≤ 0.5	Rank0	err _{FUV,NUV} ≤ 0.3
-65 to -70	1779025	267234	104406	3670	24373	1188	8059	514	28907	1114	2464	221	1070	102	350	141	99
-60 to -65	1823298	273723	54203	10650	34985	1981	11556	944	44240	1714	3466	342	1584	181	489	233	176
-55 to -60	2202422	309450	62380	12610	149424	6616	29732	819	50822	2148	3580	345	1700	168	537	294	214
-50 to -55	2221574	260072	55813	11764	137391	6620	21591	640	752	56334	2497	3270	348	1589	154	533	234
-45 to -50	2526007	271544	195821	10880	20985	2665	10396	1253	81131	4309	4433	562	2221	277	801	473	338
-40 to -45	2644017	259939	157644	12248	20715	3038	7274	1040	79249	5390	3708	680	1808	341	758	441	302
-35 to -40	2824496	243813	243682	15446	28209	3371	9899	1562	133778	7605	5717	831	2900	417	1208	725	501
-30 to -35	30225905	251126	171132	14681	14919	2977	15579	1395	152514	7969	4148	857	2175	454	938	570	394
-25 to -30	2725467	171367	119113	20491	15759	3593	6299	1665	159944	12263	5423	1154	2978	571	1330	829	611
-20 to -25	2565319	121358	158390	19012	7832	2255	3263	1116	13447	4060	922	2233	504	1037	650	476	291
-15 to -20	2294738	90915	104999	13902	4288	1362	2245	739	94135	10745	2685	665	1536	384	660	406	291
-10 to -15	1474126	54091	107441	14988	4086	1142	2582	762	102078	12821	3235	736	2048	511	607	350	231
-5 to -10	468735	20256	1719	15893	2690	834	224	547	147	15334	2358	707	158	441	102	77	39
0 to -5	81792	5544	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5 to 0	112359	9822	673	324	4730	816	364	140	263	120	4577	774	340	133	241	113	37
10 to 5	896414	41563	67009	10668	4191	1170	2914	871	64784	9577	3683	921	2520	682	285	169	86
15 to 10	2209741	93883	133415	20698	6792	1979	4160	1267	124034	17107	5085	1207	3230	806	758	458	301
20 to 15	2785094	137819	248149	22946	22199	3385	9760	1708	192683	16088	8372	1376	4610	747	1398	892	688
25 to 20	3078141	180485	482621	34646	50125	5965	19504	2777	328234	21367	14284	2013	7510	1020	2539	1604	1230
30 to 25	3074765	199400	565885	34039	59037	6033	20866	2622	336893	18763	14374	1854	7217	885	2777	1683	1308
35 to 30	3068226	221555	50831	11949	770294	40366	91294	7455	30887	3131	420587	20138	18413	1879	9082	840	3615
40 to 35	2827184	215451	911569	43682	109497	8095	35499	3333	459207	20279	19085	1846	9697	822	3899	2278	1774
45 to 40	2867019	241576	1149694	53336	144002	107402	45305	4158	490863	21484	21555	2157	10284	980	4171	2345	1858
50 to 45	2589087	237387	1187271	53682	158334	10737	47012	4333	455468	19597	21918	2243	10131	1013	4017	2119	1679
55 to 50	2183650	191294	49051	1135384	51155	165181	11031	48979	4336	414632	18158	2136	9994	973	3845	1979	1556
60 to 55	2031169	227445	8489	1207517	51165	187254	12923	56759	3371	390611	17457	21534	2264	9850	1071	3576	1838
65 to 60	1617230	193927	1020	1058375	50788	173459	12127	52661	5039	332166	15743	91066	2203	8630	1048	3063	1531
70 to 65	1419335	168945	927973	42394	151376	10316	44148	4136	278120	12937	16547	1808	7447	822	2578	1325	1022
75 to 70	1204662	135313	792486	37015	121558	8221	34147	3190	227147	10912	13190	1494	5749	675	2127	1033	792
80 to 75	860091	88480	28665	563957	27906	78969	5847	21026	2238	155680	8158	8662	1069	3668	475	1370	645
85 to 80	471126	59667	310436	15381	53200	3836	14757	1510	18785	4318	5673	638	2445	290	842	401	307
90 to 85	164322	20454	795	107786	5417	1330	5094	523	27164	1384	1682	212	754	102	267	138	119
-90 to 0	65266291	5808556	1253280	290790	13704403	7533888	1868661	149944	590692	64510	5926762	340811	286779	35621	139046	17696	21606

Note: The columns ‘rank0’ give the number of UV sources with one SDSS counterpart (within the match radius of 3 arcsec), and ‘rank1’ of those with multiple optical matches. UV sources with multiple matches may have composite UV colours, therefore are excluded from the analysis sample; their exclusion is accounted for by correcting the density of sources by (rank1/(rank0+rank1)). The fraction from Columns 16–17 (from which our analysis sample is extracted) is plotted in Fig. 3. Numbers in Columns 18, 19 and 20 include only ‘rank0’ sources.

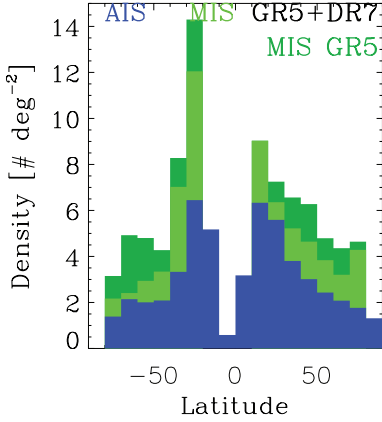


Figure 6. Density of ‘single’ hot stars at different Galactic latitudes (all magnitudes combined, green for MIS, blue for AIS). The stellar counts are not corrected for MW extinction, which is more severe at low latitudes, and causes the sharp drop seen on the MW plane. The bright-green histogram is the *GALEX*-SDSS matched MIS single hot-star candidates, the dark-green histogram includes also hot UV sources with no optical match, within the SDSS footprint (see text). The ranges 10° – 20° N and 70° – 80° N have only 6 and 3 deg^{-2} MIS coverage in the matched footprint, therefore the statistical significance is much less than in other bins.

filled-dark-green histograms in Figs 6, 8, 10, 12. They must be considered a very generous upper limit, and only a reminder that the light-green histograms suffer from incompleteness for hot stars with NUV fainter than ~ 22 mag.

3.2 Purity and completeness of the sample

In order to estimate the probability that the photometrically selected hot-star candidates actually are hot stars, and the possible contamination of the sample by other types of objects, we examined the subsamples of our catalogues for which SDSS spectra exist. Out of 9028 MIS-matched sources with $\text{FUV}-\text{NUV} < -0.13$ and FUV , NUV error ≤ 0.3 mag, 810 have SDSS spectra, 104 of which are sources with $\text{NUV}-r > 0.1$, i.e. in the ‘binaries’ *locus*. Of these ‘binary’ candidates with existing spectra, 58 are spectroscopically classified by the SDSS pipeline as stars, four as galaxies, 42 as QSOs. Therefore, almost half of the MIS sources with $\text{FUV}-\text{NUV} < -0.13$ and $\text{NUV}-r > 0.1$ could be QSOs (as found also by Bianchi et al. 2007a), and half could be hot stars with a cool companion. In more detail, QSO numbers increase at fainter magnitudes, and have $\text{FUV}-\text{NUV}$ colours closer to our limit (-0.13) than the hot WD (Bianchi et al. 2009a). Because stars and QSO counts vary with magnitude in different ways, and especially because this statistic can be highly biased by the SDSS selection of spectroscopic targets, which is of course unrelated to our present selection, and because the spectroscopic survey does not reach the depth of the MIS photometric survey, we refrain from assuming a correction for the fraction of extragalactic objects in the binaries sample based on current data.

A much higher purity is found for the ‘single’ hot-star candidates ($\text{FUV}-\text{NUV} < -0.13$ and $\text{NUV}-r < 0.1$). Out of 4924 in the MIS sample, 706 have spectra, 703 of which are classified as stars,

and two as galaxies. Only one is classified as QSO by the SDSS spectroscopic pipeline, but it is actually a hot WD, as shown by Bianchi et al. (2009a). This implies a purity of almost 100 per cent for the ‘single’ hot-star candidates, down to the magnitude limit of the SDSS spectroscopy at least. Again, we stress, however, that the spectroscopic subset is serendipitous for our purpose, but not necessarily unbiased.

In the AIS sample, out of 28 319 total hot-star candidates (21 606 of which with $\text{NUV}-r < 0.1$), 4448 (3737) have spectra, classified as 4075 (3721) stars, 309 (nine) QSOs, and 59 (seven) galaxies; corresponding to 91.6 per cent (99.6 per cent for ‘single’ hot-star candidates) purity. The higher content of stellar sources in the AIS sample, even for the ‘binaries’, is due to the brighter magnitude limit.

A crude, more direct indication that there is contamination by extragalactic sources in the ‘binary’ hot-star *locus* is that the fraction of ‘binaries’ ($\text{NUV}-r > 0.1$) among the hot sources is about 25 per cent for the AIS and 45 per cent for the MIS. We note that the AIS value of 25 per cent is not reflecting the fraction of actual binaries, because the pairs whose components have similar T_{eff} are included in the ‘single’ colour cut, and on the other hand, AIS ‘binaries’ may also contain QSOs.

In view of the contamination by QSOs in the ‘binary’ hot-star sample, in the following analysis with MW models we will consider the counts of ‘single’ hot-star candidates, and assume a canonical binary fraction of 30 per cent in the models.

3.3 Characteristics of the Hot-Star Candidate Catalogue

The number of hot sources selected (point like, with error ≤ 0.3 mag in FUV and NUV , and $\text{FUV}-\text{NUV} < -0.13$; see Section 3), and of the subset with $\text{NUV}-r < 0.1$ (‘single’), is given in the last two columns of Table 2. Stellar counts as a function of magnitude will be analysed in the following sections. Fig. 6 shows the density of ‘single’ hot-star candidates (all magnitudes combined) as a function of Galactic latitude. The density increases by over a factor of 7, from the poles towards the Galactic plane. Owing to the MW extinction, the counts are a lower limit at all latitudes, but especially near the Galactic disc. Therefore, the variation with latitude shown by this figure is less than the actual one. For the MIS, the density of hot stars in the matched sample (light-green histogram) is incomplete due to the SDSS limit (Section 3.1). The dark-green histogram shows the MIS ‘single’ hot-star candidates including the hot *GALEX* sources without optical match. Sources with $\text{NUV}-r > 0.1$ are not shown due to the QSO contamination (Section 4.3); adding the stellar binaries in this colour range would increase the number density but not change the trend.

In the next section, we analyse the density of hot stellar candidates as a function of magnitude; the samples are divided in strips of 10° Galactic latitude, in order to examine the structure of this MW stellar component.

4 ANALYSIS, COMPARISON WITH MILKY WAY MODELS

From the point of view of stellar evolution, the sample presented in this paper includes essentially two kinds of evolved stellar objects: the post-AGB stars that have just expelled their envelopes and are crossing the HR diagram towards higher T_{eff} s at constant luminosity, on their way to become PNe nuclei, and the hot WDs which are fading both in T_{eff} and in luminosity. Post-AGB stars are very elusive because they evolve very fast, on time-scales of the order

of 10^3 – 10^5 yr (Vassiliadis & Wood 1994). Hot WDs evolve with longer time scales, but at significantly fainter luminosities. Both are elusive at all wavelengths except the UV. Our hot-star census based on the UV sky surveys provides the first opportunity to examine a comprehensive, unbiased sample of such objects. Our hot post-AGB and WD candidate sample extends over a significant sky coverage, and clearly presents a disc-like distribution, concentrated towards the Galactic disc (Fig. 6). Such sample will be analysed in the context of a model for the MW geometry below.

4.1 Constraining Milky Way models

In this section we analyse the number counts and sky distribution of our hot-star candidates, using the TRILEGAL stellar population synthesis code (Girardi et al. 2005). TRILEGAL creates mock catalogues of stars belonging to the MW, and then distributes them along the line-of-sight. It extracts the simulated stars from extended libraries of evolutionary tracks and synthetic stellar spectra, assuming reasonable prescriptions for the distributions of ages, masses and metallicities of the MW stellar components: thin and thick discs, halo and bulge. We note here that the bulge component does not contribute almost any source to our hot-star sample, and is therefore not shown in the plots of our model results.

The thin-disc density, ρ_{thin} , decreases exponentially with the galactocentric radius, R , and as a squared hyperbolic secant function in the direction perpendicular to the plane, z :

$$\rho_{\text{disc}} = C \exp(-R/h_R) \text{sech}^2(2z/h_z). \quad (1)$$

The scalelength is set to $h_R = 2800$ pc, whereas the scaleheight increases with the population age t as

$$h_z(t) = 95 (1 + t/(4.4 \text{ Gyr}))^{1.67}. \quad (2)$$

Such an increase is necessary to describe the observed increase of the velocity dispersion W with age (see e.g. Holmberg, Nordström & Andersen 2009).

The thick disc follows the same functional form but with both scale parameters fixed as $h_R = 2800$ pc and $h_z = 800$ pc. The constants C , for the thin and thick discs, are adjusted so that the surface thin-disc density is equal to $59 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$, whereas the local thick disc density is $0.0015 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$. The halo is modelled as an oblate spheroid following a deprojected $r^{1/4}$ law, with a local density of $0.00015 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$. Finally, the Sun is located at $R = 8700$ pc, $z = 24.2$ pc.

The default parameters for the geometry of the MW components in TRILEGAL are calibrated to reproduce the star counts in a local sample extracted from the *Hipparcos* catalogue, and in several multi-band catalogues including the shallow, all-sky 2MASS, and a few deep surveys such as EIS-deep and DMS (Girardi et al. 2005). For regions out of the Galactic plane, i.e. for $|b| > 10^\circ$, errors in the star counts predicted by TRILEGAL are typically of about 10 to 20 per cent down to $K \sim 14$ (Girardi et al., in preparation).

The reddening is taken into account in the MW models as follows. Along a given line-of-sight, the value of $E(B - V)$ at infinity is taken from the Schlegel, Finkbeiner & Davis (1998) maps. The total extinction is then distributed along the line-of-sight as if it were generated by an exponential dust layer with scaleheight h_z^{dust} ; its default value is $h_z^{\text{dust}} = 110$ pc. In this way, the closest simulated stars are not reddened, whereas those at distances of a few hundred parsec are reddened by the full amount predicted by the Schlegel et al. (1998) maps.

We use a new version of TRILEGAL, which has been modified for the purposes of this analysis in several ways; most of these

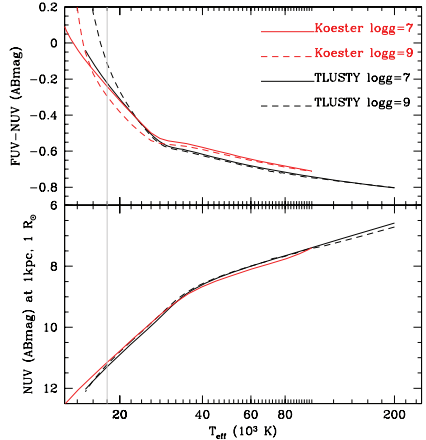


Figure 7. Comparison of model magnitudes (NUV) and colour (FUV-NUV) of stars with $\log(g) = 7.0$ and 9.0 , of varying T_{eff} . Model magnitudes are constructed from our grid of pure-H TLUSTY NLTE model spectra and from Koester (2008) LTE models. The latter include convection, which TLUSTY (ver198) does not. Our colour cut of $\text{FUV}-\text{NUV} < -0.13$ corresponds to $T_{\text{eff}} \approx 18\,800/17\,200$ K ($\log(g) = 9.0/7.0$) in the TLUSTY models, and to $T_{\text{eff}} \approx 18\,000$ K in solar Kurucz-model colours with $\log(g) = 5.0$ (not shown). While TLUSTY and Koester model colours with $\log(g) = 7.0$ agree quite well for T_{eff} up to $26\,000$ K, the two grids are discrepant by ~ 0.15 mag for $\log(g) = 9.0$, where the Ly α wings are broad enough to enter the *GALEX* FUV band when convection is taken into account. The situation reverses at hotter T_{eff} s. A colour cut at $\text{FUV}-\text{NUV} < -0.5$ benefits from less scatter among model grids, which we could take as a measure of less uncertainty, however the resulting sample (the very hottest stars) would be drastically reduced, and so the statistical significance.

modifications will be detailed in a subsequent paper (Zabot et al., in preparation). Post-AGB stars, PNe nuclei and WDs of types DA and DB have been included using the evolutionary tracks from Vassiliadis & Wood (1994) and Althaus, Serenelli & Benvenuto (2001) and Althaus et al. (2005), together with the Koester (2008) synthetic spectra. In the present version we have considered only the DAs, since they are the dominant type among hot WDs (Hansen & Liebert 2003). The fraction of DBs is known to increase significantly for WDs cooler than $12\,000$ K, thanks to convection in the He layers (Bergeron, Ruiz & Leggett 1997; Hansen & Liebert 2003). Such cool WDs, however, are not included in our selection of sources. The TRILEGAL code uses the Koester (2008) grids to assign magnitudes to the theoretical stars. In Fig. 7 we show a comparison with magnitudes calculated from TLUSTY models, and in Fig. 8 we compare stellar counts obtained by selecting model stars by T_{eff} and by synthetic colours, in order to illustrate the sometimes neglected effect of the model-atmosphere uncertainties.

Following our preliminary findings of discrepancies between predictions and hot-star counts based on earlier data releases (Bianchi et al. 2009b), the TRILEGAL code has been modified to also allow the choice of IMF independent from the prescription adopted for the previous evolutionary phases. In this way, the mass distribution of the WDs does not need to follow the constraints imposed by the previous TP-AGB tracks, which come from Marigo & Girardi (2007, hereafter MG07).

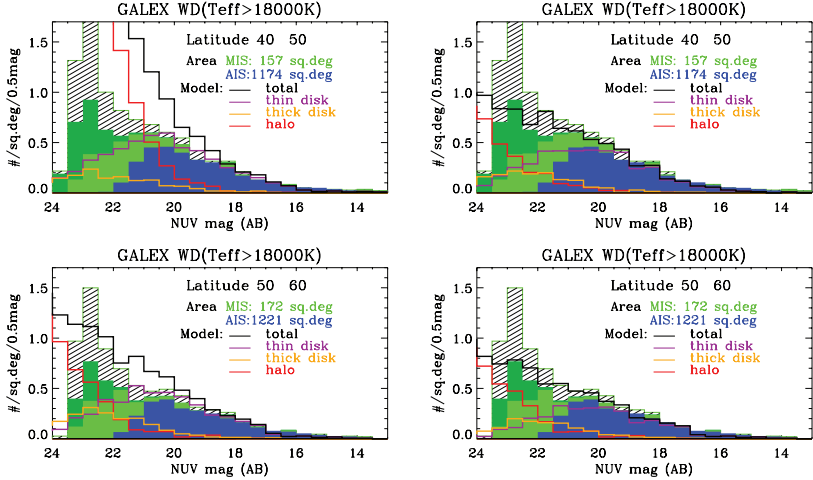


Figure 8. Modelling WD counts: the effect of the IFMR. The density of hot-star candidates at two sample latitudes (10° -wide strips) are shown, with model predictions (halo, thin- and thick-disc components, and total). The models in the top-left panel are computed with the TRILEGAL default IFMR (MG07) and the others with W2000 IFMR. The thick disc and halo counts become significant at magnitudes fainter than ~ 19 , and ~ 20 , for these two IFMR, respectively. Models with W2000 IFMR match better the data down to magnitudes ~ 20 – 21 , below which the AIS becomes incomplete. In the top and bottom-right panels the model counts are obtained selecting stars with $T_{\text{eff}} > 18000$ K in the model calculations, and in the bottom-left panel selecting stars by colour cut ($FUV - NUV < -0.13$) with TRILEGAL's transformation from T_{eff} to magnitudes, from the same calculations. The comparison illustrates the uncertainties introduced by the transformation of the isochrones into magnitudes via model atmospheres. The filled-green histograms are GALEX MIS hot 'single' sources with SDSS match (light green), and including sources with no SDSS detection (dark green).

Model predictions for sample Galactic latitudes are shown in Fig. 8, computed with default TRILEGAL parameters for the MW geometry and the default IFMR from MG07, as well as the Weidemann (2000) (hereafter W2000) IFMR. We show the thin-disc, thick-disc, and halo stellar components, as well as the total predicted counts. The IFMR from MG07 largely overpredicts faint star counts, while the W2000 IFMR produces an overall better match with the observed counts, at all Galactic latitudes (see also Fig. 10), and was therefore adopted in all our calculations that follow. Given the relevance of the IFMR in the context of stellar evolution, we explain in the next section how it affects the hot-star count predictions, which can be tested by our data.

4.2 The initial–final mass relation

While the MW geometry has been derived by previous studies of low-mass stars, the IFMR is one of the least constrained factors in our understanding of stellar evolution, in spite of its importance for determining the yield of chemical elements, and ultimately the Galaxy chemical evolution. The reasons for this uncertainty include insufficient statistics of post-AGB stars. The final WD mass is confined to a very small range (~ 0.5 – $1.0 M_\odot$) compared to the ~ 0.8 – $8 M_\odot$ range of their main-sequence initial masses, and the post-AGB evolutionary time-scale varies steeply within the small WD mass range. The luminosity remains constant over a large range of T_{eff} (up to > 100000 K), and again depends on the remnant mass, making it much harder to establish their distance and absolute luminosity than for main-sequence stars.

Therefore, the mismatch between model predictions computed with TRILEGAL's default parameters and observed stellar counts (Fig. 8, top-left panel), also previously noted by Bianchi et al. (2009b), prompted us to explore different IFMRs in TRILEGAL. Although other factors, such as the WD birthrate, or the assumed MW extinction model, or a different geometry may also affect model predictions, the IFMR is a most critical aspect for modelling hot-WD counts, and was therefore explored in this first analysis. The geometry is better constrained by low-mass stars (e.g. Girardi et al. 2005), which are more numerous, and their counts based on optical-IR bands are less affected by extinction than a UV-based catalogue. The right-hand panels of Fig. 8 show that the W2000 IFMR produces a better match of the model calculations with the observed stellar counts than the MG07 IFMR, and this trend is seen at all Galactic latitudes.

These two IFMRs are illustrated in Fig. 9, together with additional IFMRs recently derived by Ferrario et al. (2005) and Kalirai et al. (2008) from extensive high signal-to-noise ratio spectroscopy of WDs in Galactic open clusters. Despite the uncertainties related to the age-dating of the clusters, their field contamination, and the possible dependences on metallicity, they are somewhat similar to the W2000 semi-empirical IFMR. The MG07 IFMR, instead, is derived from theoretical evolutionary tracks and, as shown in the figure, yields significantly higher final masses for all $M_{\text{ini}} < 2 M_\odot$.

In order to understand why the model-predicted hot-WD counts depend on the IFMR, let us first consider the distribution of WD masses in present-day surveys of the solar neighbourhood. Empirical determinations have always concluded that the WD mass distribution presents a strong peak at low masses, with a maximum

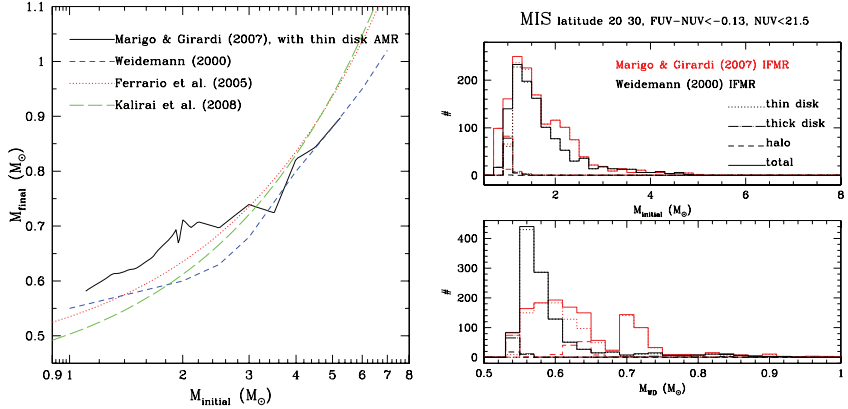


Figure 9. Left: some of the IFMRs implemented in TRILEGAL, and tested in this work. The MG07 IFMR depends on metallicity, so that different age-metallicity relations (AMR) will sample it in different ways; the curve shown here is for the Rocha-Pinto et al. (2000) AMR, which is used to model the MW thin disc in TRILEGAL. Other IFMRs are the semi-empirical one from W2000, and the purely empirical ones by Ferrario et al. (2005) and Kalirai et al. (2008). Right: the distribution of initial and final WD masses (top and bottom panels, respectively) derived from TRILEGAL models using the MG07 (red lines) and W2000 (black lines) IFMR. The different lines illustrate the contributions from the different MW components, for one sample latitude, down to $NUV = 21.5$.

close to 0.55 or $0.65 M_{\odot}$ and a well-defined tail of more massive WDs, as well as a faint low-mass tail believed to be either observational errors or the result of binary evolution (e.g. Bergeron, Saffier & Liebert 1992; Bragaglia, Renzini & Bergeron 1995; Madej, Nalezyty & Althaus 2004; Liebert, Bergeron & Holberg 2005; Kepler et al. 2007; Hu, Wu & Wu 2007; Holberg et al. 2008).

The origin of this peaked mass distribution can be readily derived from basic population synthesis theory (see Marigo 2001; Ferrario et al. 2005). Given a volume-limited sample containing stellar populations of all ages between $T = 0$ and $T = 10$ Gyr, the distribution of WD initial masses will be given by

$$N(M_{\text{ini}}) \propto \phi_M(M_{\text{ini}}) \psi[T - \tau_{\text{H}}(M_{\text{ini}})] \tau_{\text{WD}}(M_{\text{ini}}), \quad (3)$$

where ϕ_M is the IMF, $\psi[T - \tau_{\text{H}}]$ is the star formation rate at the time of stellar birth $T - \tau_{\text{H}}$, and τ_{H} and τ_{WD} are the main sequence and WD lifetimes, respectively. The first two terms in the right-hand side of this equation represent the production rate (or, alternatively, the ‘death rate’) of evolved stars with different masses, in number of stars per unit time. Considering a Salpeter (1955) IMF, $\phi_M \propto M_{\text{ini}}^{-2.35}$, and a reasonably constant star formation rate ψ over the galaxy history; the equation above indicates a marked peak of the production rate at the minimum initial mass for the formation of a WD, which is about $1 M_{\odot}$ for a galaxy age of $T = 10$ Gyr. For higher initial masses, the production rate should fall as $M_{\text{ini}}^{-2.35}$. This behaviour will be shared by any galaxy model with nearly constant star formation, independently of its IFMR.

Assuming a constant and monotonic IFMR, $M_{\text{WD}}(M_{\text{ini}})$, the WD mass distribution is given by

$$N(M_{\text{WD}}) \propto \left(\frac{dM_{\text{WD}}}{dM_{\text{ini}}} \right)^{-1} N(M_{\text{ini}}), \quad (4)$$

therefore, for almost-linear and linear IFMRs like the W2000, Ferrario et al. (2005), and Kalirai et al. (2008) ones, the WD production rate is still expected to behave like a power law peaked at the smallest masses. This smallest mass corresponds to a WD mass of $\sim 0.55 M_{\odot}$ (see Fig. 9).

The WD lifetime τ_{WD18k} , defined as the total time after the AGB in which the star will be hotter than 18000 K, is longer for WDs of higher mass, because, although they evolve much faster in the constant-luminosity phase, they reach higher T_{eff} than lower-mass WDs, and spend a longer time in their WD cooling track before fading below the $T_{\text{eff}} = 18000$ K limit. Models using different IFMRs simply associate the final masses, hence also these τ_{WD18k} lifetimes, to different initial masses, without affecting the WD production rate. The end result in terms of mass distribution $N(M_{\text{ini}})$ (see equation 4) is that smaller WD masses will weigh the distribution towards shorter τ_{WD} , hence decreasing the numbers of observed WDs with $T_{\text{eff}} > 18000$ K. This effect explains the higher number of hot WDs predicted by the MG07 IFMR with respect to the W2000 IFMR (Fig. 8). In fact, as can be inferred from Fig. 9, the W2000 IFMR gives significantly lower WD final masses (hence shorter τ_{WD18k}) for the interval of initial masses between 0.6 and $\sim 2 M_{\odot}$. Because of the IFM being skewed towards lower masses, these objects represent numerically the majority within the whole mass range.

Fig. 9 (right-hand panel) shows the distribution of initial and final WD masses derived from TRILEGAL for a sample latitude, using either the MG07 or W2000 IFMR. It shows that most of the hot WDs observed by *GALEX* are expected to derive from low-mass stars, with initial masses below $\sim 2 M_{\odot}$. Moreover, it indicates that the bulk of observed WDs have low masses, typically $0.55 \lesssim M_{\text{WD}} \lesssim 0.6 M_{\odot}$ in the case of the W2000 IFMR. There is no direct confirmation of this particular prediction, although it is in line with WD mass determinations derived from spectroscopic surveys of more limited samples (e.g. Bergeron et al. 1992; Bragaglia et al. 1995; Madej et al. 2004; Liebert et al. 2005; Kepler et al. 2007; Hu et al. 2007; Holberg et al. 2008).

In the calculations with MG07 IFMR the distribution of predicted WD masses is quite different from the W2000 case, with a broad mass distribution extending from 0.55 to $0.65 M_{\odot}$, followed by a sort of gap, and a second peak of WD masses located slightly above

$0.7 M_{\odot}$. These features reflect the positive slope of this IFMR up to $M_{\text{ini}} \lesssim 2 M_{\odot}$, and its plateau at $M_{\text{WD}} \simeq 0.7 M_{\odot}$ for $2 \lesssim M_{\text{ini}} \lesssim 3.5 M_{\odot}$ (see Fig. 9, left). Another particularity of this IFMR is the high masses (about $0.64 M_{\odot}$) predicted for the WDs belonging to the halo and thick disc. This prediction conflicts with recent mass determinations of WDs in old star clusters, which indicate values close to $0.53 M_{\odot}$ (Kalirai et al. 2008, 2009). A similar trend is seen at different latitudes.

Overall, an IFMR such as that of W2000 produces predicted counts closer to the observed numbers, at bright magnitudes where our sample is complete, and at the same time mass distributions in agreement with those derived from spectroscopy of nearby WDs. These aspects underscore the difficulties of deriving the IFMR from theoretical evolutionary tracks of AGB stars, even when these tracks are directly calibrated with observations of AGB stars in the Local Group, as is the case of MG07. This work, and future analyses planned on a wider sky area to explore concurrently the effects of the MW dust geometry, suggests that a deeper investigation of AGB evolution is necessary, especially concerning the theoretical prescriptions for mass loss, to reconcile constraints provided by WDs in our Galaxy and those provided by AGB stars in nearby galaxies.

We finally note that even models calculated with W2000 IFMR tend to predict more faint-star counts than our ‘single’ WD sample (Fig. 10). The mismatch is significant if we consider the red model lines (model stars selected by their synthetic FUV-NUV colour), which should be the most consistent with the observed sample selection, to the extent that the model atmospheres used by TRILEGAL are correct. Therefore, we explored also the case of a Kalirai et al. (2008) IFMR: the predicted counts are lower at faint magnitudes (especially the halo component fainter than $\text{NUV} \sim 22$), as expected from Fig. 9 (left), while still generally in line with the bright star counts. Because of the incompleteness of our sample at magnitudes fainter than ~ 21 , and other factors that cannot be conclusively constrained with the current sample, we defer more quantitative conclusions which rests on a comparison of faint stars to a future work, and we adopt in this work the W2000 IFMR, that matches well the bright star counts, to explore other effects.

4.3 Milky Way geometry

As explained above the default parameters in the TRILEGAL code, in particular the MW geometry, were defined from previous analyses of stellar counts from several surveys, performed with this code. Particularly important in this context were the 2MASS star counts, which are sensitive to the low-mass stars ($< 0.8 M_{\odot}$). These low-mass stars do not overlap with the mass range of the hot-WD progenitors (about $0.8\text{--}8 M_{\odot}$), however they are very numerous and long-lived, and are little affected by uncertainties in stellar evolutionary models. Therefore, we should expect the geometry to be well constrained by previous works, except for the limited extent of the previous surveys.

The agreement between our data and model predictions (with W2000 IFMR) is generally good at bright magnitudes, where our sample is complete. In more detail, we should also explore the dependence of observed and predicted stellar counts with longitude. The effect is more prominent towards the Galactic plane, therefore we examined latitudes between 20° and 30° North and South, and computed models with evenly spaced coverage along these strips. The models predict, as expected, different counts towards the Galaxy centre and anti-centre, shown in Fig. 11. The coverage of our present GALEX-SDSS matched catalogue at low latitudes is

still too sparse for a conclusive comparison, which will be instead attempted by matching the AIS data with GSC2, and with the increased MIS coverage expected in the GALEX ‘Extended Mission’ phase.

Finally, because our UV-optical matched samples are complete to UV magnitudes brighter than $\sim 20\text{--}21$, therefore mostly sensitive to the thin-disc population (Figs 8 and 10), and because the models with default MW geometry slightly overpredict the stellar counts at low (especially Northern) Galactic latitudes, we explored different geometries of the thin disc with TRILEGAL. In particular, in Fig. 12 we show the effect of adopting more strongly peaked density distributions at the Galactic plane: either the simple vertical exponential law, $\propto \rho^{z/h_z}$ [which has been adopted in many MW models, starting from the classical Bahcall & Soneira (1980, 1984)’s], or the simple hyperbolic secant law, $\text{sech}(2z/h_z)$. The results confirm that the default geometry adopted by Girardi et al. (2005) and in this work, i.e. the squared hyperbolic secant law, provides the closest prediction to the observed counts. The same distribution does also provide a good match to star counts of ‘normal stars’ in 2MASS and in the local *Hipparcos* sample (Girardi et al. 2005). The slight overprediction and underprediction of hot-star counts at certain latitudes may also be due to extinction by interstellar dust, which may be either patchy (as in fact it is) or have a slightly different distribution than assumed. These remaining discrepancies and the effects of dust distribution may be addressed with a wider MIS coverage in the future.

4.4 The kinematic of Milky Way stars

The plots of stellar density versus Galactic latitude presented in the previous sections clearly indicate that we are looking at a population of objects for which the mean distance is larger than the mean scaleheight on the thin disc. At typical distances of a few hundred parsec, there will be no parallax measurements for such stars. The most direct distance information we can find for them is related to their proper motions.

The table ‘USNO’ in the SDSS data base contains proper motions for SDSS objects made after recalibrating USNO-B1.0 (Munn et al. 2004) against SDSS astrometry. The systematic errors are quoted to less than 1 mas year^{-1} . The UCAC3 proper motion catalogue is strongly incomplete for our sample, owing to its magnitude limit of $f_{\text{mag}} \sim 17$ (which roughly corresponds to $r \sim 17$). In fact, we checked and found that just a handful of our hot-WD candidates are present in UCAC3.

Fig. 13 presents the histograms of proper motions, μ , for the hot stars in the $20\text{--}30\text{N}$ strip of MIS, and for three different cuts in NUV magnitude. The observed distributions are compared with those predicted from the TRILEGAL models, computed for the same area and for the W2000 IFMR. The model distributions are derived as follows. The observed velocity ellipsoids ($\sigma_U, \sigma_V, \sigma_W$) of each Galaxy component are taken from the literature. Each simulated star is then given a random space velocity that follows the Schwarzschild distribution for this ellipsoid. Space velocities are then corrected for the solar motion (cf. Dehnen & Binney 1998) and projected on the sky using the transformations derived from *Hipparcos*. The final results are simulated proper motions and radial velocities. We adopt an age-dependent velocity ellipsoid for the thin disc, derived from the Geneva-Copenhagen Survey of Solar neighbourhood (Holmberg et al. 2009). For the thick disc and halo, velocity ellipsoids are taken from Layden et al. (1996). These prescriptions provide a first-order description of the general distributions of proper motions and radial velocities, but are not expected to describe the details of the local velocity streams, nor the effects caused by disc shear in the more

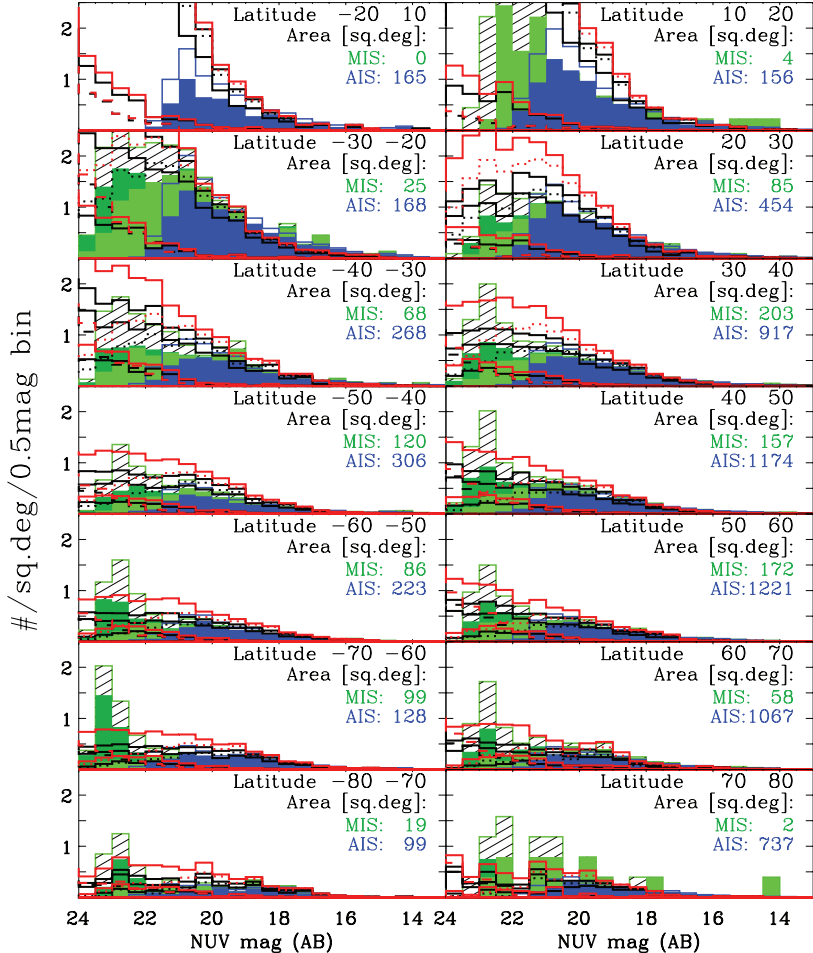


Figure 10. Density of hot stars, separated in 10° ranges of Galactic latitude. The area coverage for AIS and MIS, indicated on each panel, varies significantly among latitudes, and the statistics are better where the coverage is large. TRILEGAL model counts, computed with W2000 IFMR, are shown with lines for thin disc (dotted), thick disc (dash-dotted) and halo (dashed), as well as total (solid line). The black lines are model stars selected by $T_{\text{eff}} > 18000$ K (upper line: total, lower line: single model stars); the red lines are stars selected from the same models by colour cut ($FUV - NUV < -0.13$) as explained in Fig. 8. The match is good overall, at bright magnitudes, but better at Northern high latitudes and Southern low latitudes (except for $|b| < 20^\circ$). The dashed green-outlined histograms include both single and binary MIS hot-star candidates (the latter including also QSOs at faint magnitudes). The solid-colour histograms are the ‘single’ hot-star candidates ($NUV - r < 0.1$). The models were computed covering the centres of the *GALEX* MIS fields in each latitude strip, except for the lowest latitudes ($|b| < 20$) where the TRILEGAL models are computed following the distribution of the AIS fields, because MIS has little or no coverage. The large difference between North and South $20^\circ - 30^\circ$ latitudes, seen both in observations and predictions, is due to the MIS-SDSS overlap including more directions towards the Galactic centre in the South, and away from it in the North; the longitude dependence is illustrated in Fig. 11.

distant stars. Moreover, we do not simulate measurement errors in the proper motions. More details will be given elsewhere.

The upper panel of Fig. 13 (right) compares the observed and model distributions for a bright WD sample, with a cut at

$NUV < 18$ mag. There is quite a good agreement both in the numbers and distributions of proper motions. The agreement in the numbers derives from the fact that the photometry is quite complete, and just 4 per cent of this bright subsample does not have a

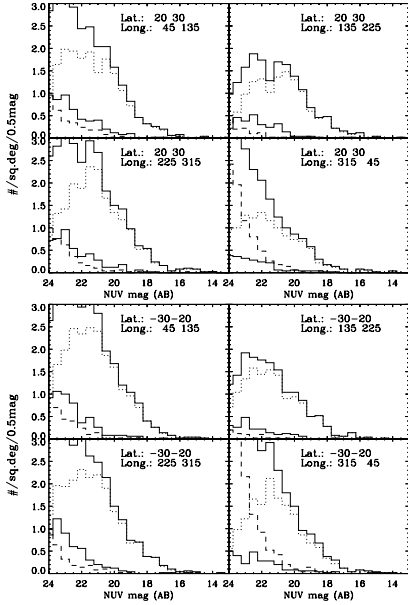


Figure 11. Model-predicted counts at latitudes between 20° and 30° North, and South, for four symmetric longitude quadrants. Model calculations were performed in 1° fields evenly distributed in longitude, and combined in 90° sections, to illustrate the dependence of the model-predicted hot star counts on longitude. The strongest differences are seen between centre and anti-centre directions, as expected, and the North–South asymmetry is most prominent in directions towards the Galactic centre. Lines show thin disc (dotted), thick disc (dash-dotted), halo (dashed) and total counts (solid).

proper motion listed in USNO-B. This means that both photometry and proper motion information are very complete in this case, and quite similar to the ones expected for a thin-disc population.

The middle and bottom panels of Fig. 13 (right) compare the observed and simulated μ distribution for fainter samples, with cuts at $\text{NUV} < 19.5$ and $\text{NUV} < 21.5$ mag, respectively. It shows that these samples become incomplete, first in the proper motions at $\text{NUV} = 19.5$, and then in photometry at magnitudes $\text{NUV} = 21.5$. Note, for instance, the increasing fraction of stars without proper motion measurement in USNO-B, which goes from 13 to 54 per cent from $\text{NUV} < 19.5$ to $\text{NUV} < 21.5$.

From this comparison we conclude that our hot WDs do follow the kinematics expected for the thin disc, even if the proper motion information is severely incomplete for the faintest WD candidates.

Distance distributions predicted by the same models are shown in Fig. 13 (left). This plot indicates that the brightest (and complete) MIS sample of $\text{NUV} < 18$ mag is likely made of WDs located in the thin disc at typical distances between 0.15 and 1 kpc in the latitude range 20° – 30° North. The fainter sample could instead contain a significant fraction of stars at distances larger than 2 kpc, comprising also a small fraction of thick disc and halo WDs. Note, however, that this distribution of distances is inferred from models, and we presently have no data to verify the distances of our sample stars, but for the proper motions already depicted in Fig. 13 (right); future

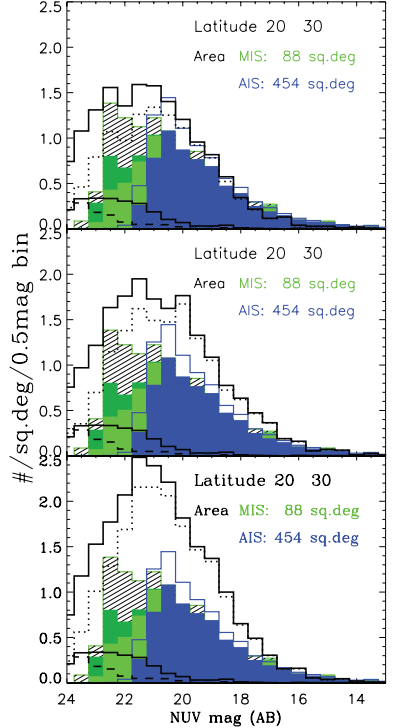


Figure 12. Thin-disc description. In view of the fact that our present data are most sensitive to the thin-disc population, we compare model results computed with three different thin-disc geometries: in the top panel the TRILEGAL default geometry, in the middle panel an exponential (option 1) and in the bottom panel a z sech (option 2) description (see text). The top panel, with the default geometry description given in equations (1) and (2), gives the closest results to the observed counts, confirming previous findings by Girardi et al. (2005). This option was adopted in all our model calculations shown. Colours and symbols as in Fig. 10.

work will address identification of thick disc and halo objects with follow-up spectroscopy. The distance distribution is fairly similar at other latitudes.

Finally, Fig. 14 presents the expected distributions of radial velocities for the latitude 20 – 30 N sample, from the models, and the radial velocities derived from SDSS spectra, available for a subsample of our hot-star catalogue (Section 3.2). This is a biased subset because the choice of SDSS spectroscopic targets is obviously unrelated to our selection of hot stellar objects. The worse effect, however, making the comparison inconclusive, is the large errors in velocity determinations from the SDSS pipeline (see Fig. 14, right).

5 CONCLUSIONS AND SUMMARY

From *GALEX*'s data release GR5 we constructed catalogues of unique UV sources (i.e. eliminating repeated observations), and subcatalogues with matched SDSS optical photometry. We

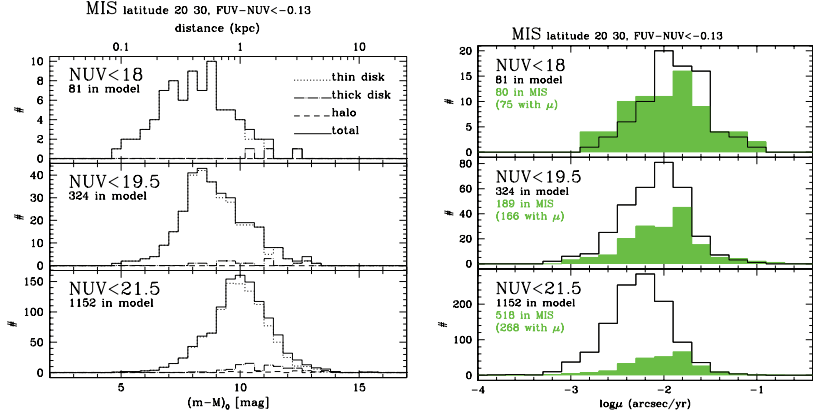


Figure 13. Left: distance distributions predicted by our TRILEGAL models for the hot stars in the 20–30 N strip of MIS, and for three different cuts in NUV magnitude. This plot indicates that the brightest (and complete) MIS sample of $\text{NUV} < 18$ mag is likely made of WDs located in the thin disc at typical distances between 0.15 and 1 kpc (in this latitude range). The faintest samples could instead contain a significant fraction of stars at distances larger than 2 kpc, comprising also a small fraction of thick disc and halo WDs. Right: distribution of proper motions (amplitudes): observed distribution (green solid histograms) are compared to model predictions (continuous lines), computed for the same area. The numbers in each panel indicate the NUV magnitude cut, the number of predicted hot stars in MIS and of those which have proper motion information from USNO-B.

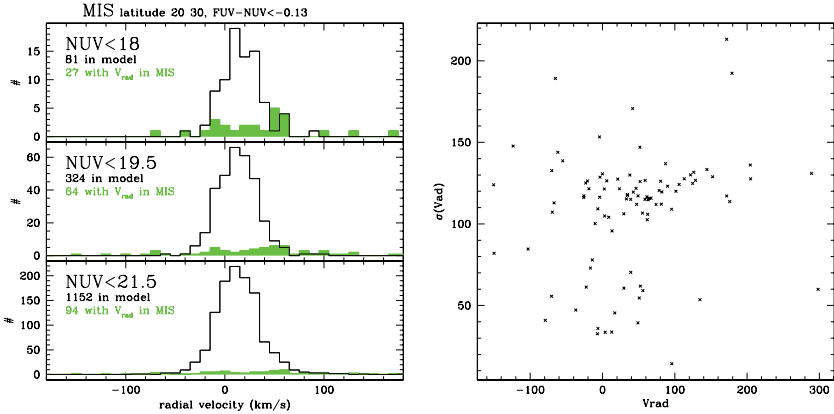


Figure 14. Distribution of velocities (left) from the SDSS spectroscopic pipeline for the subsample of MIS hot stars with spectra. The comparison is inconclusive because of the large errors (often larger than the values) in the pipeline velocity measurements, shown in the right-hand panel.

extracted catalogues of hot-star candidates ($\text{FUV} - \text{NUV} < -0.13$), mostly comprising hot WDs. Over 38 000 such sources with photometric error ≤ 0.3 mag have SDSS photometry (~ 74 000 with UV photometric error ≤ 0.5 mag), excluding UV sources with multiple optical matches, that are between ~ 8 to 30 per cent of the total. The *GALEX* surveys AIS and MIS cover different latitudes at their respective depths (~ 21 and ~ 23 AB magnitude), enabling a first quantitative analysis of the hot-WD stellar population with MW models. Current descriptions of MW stellar components (halo, thin and thick disc) are mostly based on stellar counts of low-mass ($< 0.8 M_{\odot}$) stars (2MASS, shallow but all-sky, plus a few deep but

area-limited surveys). We explored in this work different thin-disc geometries and different IFMR. *GALEX* provides an unprecedented census of the evolved descendants of $0.8\text{--}8 M_{\odot}$ stars, and the analysis of our current hot-WD sample places some constraints on the IFMR, one of the crucial ingredients to understand the chemical enrichment of the ISM.

The brightest (and complete) sample is likely made of hot WDs located in the thin disc at typical distances between 0.15 and 1 kpc. The faintest samples could instead contain a significant fraction of stars at distances larger than 2 kpc, comprising also hot WDs in the thick disc and halo. This work is based on the analysis of

matched GALEX-SDSS sources, and the SDSS magnitude limit prevents the analysis of thick-disc and halo components. Hot WDs are, however, detectable at such larger distances at MIS depth (see dark-green histograms in Figs 8 and 10, and Section 3.1), and will be investigated in a future work with deeper optical data.

Model predictions of hot-star counts at different latitudes, computed with currently accepted MW geometry, and assuming W2000 IFMR, match the data quite well at intermediate latitudes and bright magnitudes, but are somewhat discrepant at low latitudes and faint magnitudes. There is a slight but systematic North–South asymmetry, and MW models with canonical geometry for stars and dust match better the data at Southern low latitudes, and at Northern high latitudes, indicating that the dust distribution on the MW disc may also be better constrained by our data than was previously possible. The dust distribution will be investigated with the future more extended sky coverage from the ongoing GALEX mission. However, the observed asymmetry may also be due to the longitude dependence of the stellar populations, as our present matched-sources sample covers unevenly North and South Galactic latitudes (Fig. 1). Our MIS matched-sources sample is incomplete at magnitudes fainter than about ~ 21.5 due to the SDSS limits for the hottest sources. At all latitudes, and at magnitudes where the samples are complete, MW model predictions of hot WD counts computed with IFMRs favouring lower final masses match the GALEX hot WD counts significantly better than the IFMR currently postulated by MG07 from AGB stars data. This result contributes an important constraint to stellar evolution in the final phases which drive the yield of chemical elements.

5.1 The implications for stellar evolution

What are the implications of constraining the IFMR for the galaxy chemical evolution? The IFMR contains the record of the nucleosynthesis history during the TP-AGB phase, as well as determines the contribution of AGB stars in terms of dark remnants. The IFMR and the final yield of chemical elements are significantly affected by the occurrence (or not) of the so-called ‘third dredge-up’. At each dredge-up episode the core mass is reduced by an amount $\Delta M_{\text{dredge}} = \lambda \Delta M_{\text{c, TP}}$, where λ is the classical efficiency parameter, and $\Delta M_{\text{c, TP}}$ denotes the mass growth of the core during the preceding interpulse period.

In the extreme case where $\lambda \sim 1$, no increment of the C–O core is predicted. As a consequence, for low-mass stars not experiencing the third dredge-up ($\lambda = 0$, $M < M_{\text{min}}^{\text{dredge}}$), the remnant mass scales directly with the duration of the TP-AGB lifetime, while for stars in which the third dredge-up takes place ($\lambda > 0$, $M \geq M_{\text{min}}^{\text{dredge}}$) this simple proportionality is replaced by a more complex interplay between core growth, dredge-up and mass loss. For such more massive stars ($M \geq M_{\text{min}}^{\text{dredge}}$, where $M_{\text{min}}^{\text{dredge}} \approx 1.0\text{--}1.5M_{\odot}$, depending on metallicity and model details) the final mass and the chemical yields are related as we will briefly discuss below (see Marigo & Girardi 2001 for more details).

For the generic element k , the corresponding AGB yield is defined as

$$M_y^{\text{AGB}}(k) = \int_{\tau_{\text{AGB}}} [X_k(t) - X_k^0] \dot{M}(t) dt, \quad (5)$$

where X_k^0 is the initial abundance at the epoch of star formation, $X_k(t)$ is the value at time t and $\dot{M}(t)$ is the current mass-loss rate.

Let us first consider, in the IFMRs in Fig. 9, the part for $M_{\text{mi}} < M_{\text{min}}^{\text{dredge}}$. The chemical yields produced by these stars (mainly ^{13}C , ^{14}N and ^4He) are determined by the first dredge-up, and the cool-bottom process (Boothroyd & Sackmann 1999) or thermohaline mixing (Charbonnel & Zahn 2007) operating during the RGB, as no subsequent dredge-up events take place on the AGB according to the standard stellar evolution theory. For these low-mass stars, the AGB yield, defined by equation (5), simplifies as $M_y^{\text{AGB}}(k) = [X_k^{\text{RGB}} - X_k^0] \Delta M_{\text{AGB}}^{\text{ej}}$, where X_k^{RGB} is the surface abundance left after the RGB phase, and $\Delta M_{\text{AGB}}^{\text{ej}}$ is the total amount of mass ejected on the AGB. In turn, the expelled mass is related to the final mass through $\Delta M_{\text{AGB}}^{\text{ej}} = M_{\text{AGB},0} - M_{\text{final}}$, where $M_{\text{AGB},0}$ denotes the stellar mass at the onset of the AGB phase. The final masses of these stars with $M_{\text{mi}} < M_{\text{min}}^{\text{dredge}}$ can be reduced by simply invoking more efficient mass loss along the AGB. Their chemical yields would increase correspondingly, since less envelope mass will be locked in the central core following the outward displacement of the H-burning shell, so that $\Delta M_{\text{AGB}}^{\text{ej}}$ will be larger. For instance, for an AGB mass of $M_{\text{AGB},0} = 1.2 M_{\odot}$, a final mass $M_{\text{final}} = 0.55 M_{\odot}$ versus $M_{\text{final}} = 0.60 M_{\odot}$ would imply an increase of the AGB chemical yield by $(0.60 - 0.55)/(1.2 - 0.60) \approx 10$ per cent, as well as a larger total chemical yield, including the RGB wind contribution.

For $M_{\text{initial}} \geq M_{\text{min}}^{\text{dredge}}$, in addition to the first dredge-up (and possibly second dredge-up on the early-AGB), the chemical yields include also the enrichment, mainly in ^4He and primary ^{12}C , produced by the He-shell flashes and brought up to the surface by the third dredge-up, and the enrichment of ^{14}N produced by the hot-bottom burning process occurring in the most massive AGB stars ($M_{\text{initial}} \gtrsim 4.0\text{--}4.5 M_{\odot}$). Again, smaller final masses are reached when higher mass-loss rates occur, and/or deeper dredge-up (i.e. larger λ). These two factors may affect the chemical yields in opposite ways. On one hand, a high mass loss limits the number of dredge-up episodes, hence lowering the chemical yields; on the other hand, a deeper dredge-up conveys larger amounts of carbon and helium to the surface layer, which are then ejected. In addition, mass loss and dredge-up efficiency are actually inter-related, a larger surface C abundance generally favouring stronger dust-driven mass loss in C stars (e.g. Mattsson et al. 2008), while a significant reduction of the mass of the envelope may decrease its penetration (i.e. lower λ) during the third dredge-up (see e.g. Karakas, Lattanzio & Pols 2002). In sum, a higher mass expelled does not directly imply that such material is relatively more enriched of processed elements.

An IFMR similar to Weidemann (2000) weighs the final masses towards lower values than e.g. the IFMR of MG07 in the range $M_{\text{initial}} \lesssim 3.0 M_{\odot}$, while the two relations essentially agree at higher M_{initial} . For $M_{\text{initial}} \lesssim M_{\text{min}}^{\text{dredge}}$, forcing the theoretical IFMR to converge on a W2000-type IFMR by assuming a higher mass loss would produce a modest increase of the chemical yields from these objects (because more mass is ejected), compared to the MG07 IFMR case. As for the initial mass range $M_{\text{min}}^{\text{dredge}} \leq M_{\text{initial}} \leq 3.0 M_{\odot}$, a higher mass loss (necessary to reach a smaller final mass, as suggested by our WD counts) may reduce the number of dredge-up episodes on the TP-AGB and this may lead to a lower yield of processed material. In other words, constraining the IFMR translates into constraining the total mass lost in the AGB phase. The chemical composition of the ejecta from these stars, however, is also critically sensitive to the depth of the third dredge-up, which can be calibrated by measurements of abundances in PNe (Marigo et al. 2003) and by a better estimate of the duration of the AGB phase at different metallicity (Marigo et al., in preparation).

5.2 Future work

With the current MIS coverage (1103 deg^2 overlapping with SDSS photometry in GR5), we compared with MW models stellar counts summed in 10° latitude strips, combining all longitudes in order to obtain acceptable statistics. In order to disentangle geometry of the stellar populations, dust extinction and stellar evolution in more detail, we need to also analyse the longitude dependence of stellar counts, as demonstrated by Figs 10 and 11. We will explore dust effects in the MW disc by matching the AIS with GSC2, for a larger sky coverage (see Bianchi et al. 2010). The density of hot stars (the rarest in nature) is very low, and large area coverage is needed for good statistics.

The MW halo and thick disc components, however, become significant at UV magnitudes fainter than about 21, therefore require a wider MIS coverage (planned in the *GALEX* Extended Mission phase) to be usefully constrained (see Figs 1, 8 and 10), and deeper optical surveys.

Finally, hot WDs in binaries, again elusive at optical wavelengths, are uniquely and unambiguously revealed and characterized by the *GALEX* UV sky survey, matched to optical surveys. These binaries sample different types of stellar pairs (different T_{eff} ranges) than those detected and characterized by optical surveys, thanks to the UV photometry (e.g. fig. 6 of Bianchi et al. 2007b). Because our current photometric selection includes contamination by extragalactic objects in the ‘binary’ locus, and on the other hand the binaries do not significantly change the distribution of stellar counts, which was the subject of the present analysis, the binary candidates will be investigated in a future work.

5.3 Final remarks: the online catalogues

The present catalogue of ‘single’ hot-star candidates has a high purity, as estimated from the serendipitous (but not unbiased) spectroscopic SDSS coverage. While we expect most of the hottest sources to be high gravity objects (CSPN, subdwarfs or WD), we did not apply any cut in gravity, therefore main-sequence stars and supergiants hotter than $\sim 18000 \text{ K}$ are also included in our catalogues. Their number is very small compared to the evolved stars, however their inclusion in the catalogue makes it more generally useful.

Finally, we remind future users of our catalogues that *GALEX* UV sources with more than one optical counterpart were excluded from the analysis of the hot-star sample (and should be excluded from any sample based on photometric colour selection), but their fraction can be corrected statistically using Table 2. They are included (flagged with ‘rank’ = 1) in our online catalogues. A few per cent of the matched sources may be spurious matches (Fig. 3) but these would mostly have random UV-optical colours. The hot-star candidates with $\text{NUV} - r > 0.1$ includes also some extragalactic objects, the relative fraction is magnitude and latitude dependent.

The source catalogues (*GALEX* unique sources, *GALEX*-SDSS matched sources, hot-stars samples) are available in electronic form only, from the author’s web site (<http://dolomiti.pha.jhu.edu/uvsky>) where files description can be found, and will be also posted on MAST (<http://galex.stsci.edu> and <http://archive.stsci.edu/hlsp/>). A statistical analysis and discussion of properties, useful to potential users of our (and similar) catalogues for understanding completeness and biases of any sample selection, is given by Bianchi et al. (2010).

ACKNOWLEDGMENTS

Data presented in this paper were obtained from the Multimission Archive at the Space Telescope Science Institute (MAST). STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS5-26555. Support for MAST for non-*HST* data is provided by the NASA Office of Space Science via grant NAG5-7584 and by other grants and contracts.

GALEX is a NASA Small Explorer, launched in 2003 April. We gratefully acknowledge NASA’s support for construction, operation, and science analysis of the *GALEX* mission, developed in cooperation with the Centre National d’Etudes Spatiales of France and the Korean Ministry of Science and Technology. LB and JH acknowledge partial support from FUSE GI grant H901 (NASA NNX08AG97G). AZ acknowledges financial support from CNPq-MCT/Brazil. LG acknowledges partial funding from contract ASI-NAF/I/016/07/0. We are very grateful to A. Thakar for discussions of many issues regarding the SDSS data base, and to L. G. Althaus, A. Kanaan, S. O. Kepler, and D. Koester for providing their WD models.

REFERENCES

- Althaus L. G., Serenelli A. M., Benvenuto O. G., 2001, *MNRAS*, 323, 471
- Althaus L. G., García-Berro E., Isern J., Córscico A. H., 2005, *A&A*, 441, 689
- Bahcall J. N., Soneira R. M., 1980, *ApJS*, 44, 73
- Bahcall J. N., Soneira R. M., 1984, *ApJS*, 55, 67
- Bergeron P., Saffer R. A., Liebert J., 1992, *ApJ*, 394, 228
- Bergeron P., Ruiz M. T., Leggett S. K., 1997, *ApJS*, 108, 339
- Bianchi L., 2007, in Gómez de Castro A. I., Barstow M. A., eds, *UV Astronomy: Stars from Birth to Death*. UCM, Madrid, p. 65 (<http://www.ucm.es/info/nuva>)
- Bianchi L., 2009, *Ap&SS*, 320, 11
- Bianchi L., 2010, in Shustov B., Gómez de Castro A. I., Sachkov M., eds, *Ap&SS (special issue ‘The UV Universe 2010’)*, in press
- Bianchi L., Madore B., Thilker D., Gil de Paz A., Martín C., The *GALEX* Team 2003, in Livio M., Brown T., eds, *The Local Group as an Astrophysical Laboratory*. STScI Publ., Baltimore, p. 10
- Bianchi L. et al., 2005, *ApJ*, 619, L27
- Bianchi L. et al., 2007a, *ApJS*, 173, 659
- Bianchi L. et al., 2007b, in Gómez de Castro A. I., Barstow M. A., eds, *UV Astronomy: Stars from Birth to Death*. UCM, Madrid, p. 95 (<http://www.ucm.es/info/nuva>)
- Bianchi L., Hutchings J. B., Efreмова B., Herald J., Bressan A., Martín C., 2009a, *AJ*, 137, 3761
- Bianchi L., Efreмова B., Herald J., Girardi L., 2009b, in Van Steenberg M. E., Sonneborn G., Moos H. W., Blair W. P., eds, *AIP Conf. Ser. Vol. 1135, Future Directions in Ultraviolet Spectroscopy*. Am. Inst. Phys., New York, p. 326
- Bianchi L. et al., 2010, in Shustov B., Gómez de Castro A. I., Sachkov M., eds, *Ap&SS (special issue ‘The UV Universe 2010’)*, in press
- Boothroyd A. I., Sackmann I.-J., 1999, *ApJ*, 510, 232
- Bragaglia A., Renzini A., Bergeron P., 1995, *ApJ*, 443, 735
- Budavari T. et al., 2009, *ApJ*, 694, 1281
- Charbonnel C., Zahn J.-P., 2007, *A&A*, 467, L15
- Croom S. M., Smith R. J., Boyle B. J., Shanks T., Miller L., Outram P. J., Loaring N. S., 2004, *MNRAS*, 349, 1397
- de Martino C., Bianchi L., Pagano I., Herald J., Thilker D., 2008, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, 79, 704
- Dehnen W., Binney J. J., 1998, *MNRAS*, 298, 387
- Dupuis J., 2002, in Howell S. B., Dupuis J., Golombek D., Walter F. M., Cullison J., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 264, Continuing the Challenge of*

- EUV Astronomy: Current Analysis and Prospects for the Future. *Astron. Soc. Pac.*, San Francisco, p. 15
- Eisenstein D. J. et al., 2006, *ApJS*, 167, 40
- Ferrario L., Wickramasinghe D., Liebert J., Williams K. A., 2005, *MNRAS*, 361, 1131
- Fleming T. A., Snowden S. L., Pfeffermann E., Briel U., Greiner J., 1996, *A&A*, 316, 147
- Gänsicke B. T. et al., 2009, *MNRAS*, 397, 2170
- Gil de Paz A. et al., 2007, *ApJS*, 173, 185
- Girardi L., Groenewegen M. A. T., Hatziminaoglou E., da Costa L., 2005, *A&A*, 436, 895
- Gontcharov G. A., Bajkova A. T., Fedorov P. N., Akhmetov V. S., 2010, preprint (arXiv:1003.3456)
- Hansen B. M. S., Liebert J., 2003, *ARA&A*, 41, 465
- Harris H. C. et al., 2008, *ApJ*, 679, 697
- Heller R., Homeier D., Dreizler S., 2009, *A&A*, 496, 191
- Holberg J. B., Oswalt T., Sion E. M., 2002, *ApJ*, 571, 512
- Holberg J. B., Sion E. M., Oswalt T., McCook G. P., Foran S., Subasavage J. P., 2008, *AJ*, 135, 1225
- Holmberg J., Nordström B., Andersen J., 2009, *A&A*, 501, 941
- Hu Q., Wu C., Wu X., 2007, *A&A*, 466, 627
- Kalirai J. S., Hansen B. M. S., Kelson D. D., Reitzel D. B., Rich R. M., Richer H. B., 2008, *ApJ*, 676, 594
- Kalirai J. S., Saul Davis D., Richer H. B., Bergeron P., Catelan M., Hansen B. M. S., Rich R. M., 2009, *ApJ*, 705, 408
- Karakas A. I., 2010, *MNRAS*, 403, 1413
- Karakas A. I., Lattanzio J. C., Pols O. R., 2002, *Pub. Astron. Soc. Australia*, 19, 515
- Kepler S. O., Kleinman S. J., Nitta A., Koester D., Castanheira B. G., Giovannini O., Costa A. F. M., Althaus L., 2007, *MNRAS*, 375, 1315
- Kleinman S. J., Nitta A., Koester D., 2009, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 172, 2020
- Koester D., 2008, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, 75, 282
- Layden A. C., Hanson R. B., Hawley S. L., Klemola A. R., Hanley C. J., 1996, *AJ*, 112, 2110
- Liebert J., Bergeron P., Holberg J. B., 2005, *ApJS*, 156, 47
- McCook G. P., Sion E. M., 1999, *ApJS*, 121, 1
- Madej J., Nalezty M., Althaus L. G., 2004, *A&A*, 419, L5
- Marigo P., 2001, *A&A*, 370, 194
- Marigo P., Girardi L., 2001, *A&A*, 377, 132
- Marigo P., Girardi L., 2007, *A&A*, 469, 239 (MG07)
- Marigo P., Bernard Salas J., Pottasch S. R., Tielens A. G. G. M., Wesselius P. R., 2003, *A&A*, 409, 619
- Mattsson L., Wahlin R., Höfner S., Eriksson K., 2008, *A&A*, 484, L5
- Morrissey P. et al., 2007, *ApJS*, 173, 682
- Munn J. A. et al., 2004, *AJ*, 127, 3034
- Rebassa-Mansergas A., Gänsicke B. T., Schreiber M. R., Koester D., Rodríguez-Gil P., 2010, *MNRAS*, 402, 620
- Rocha-Pinto H. J., Maciel W. J., Scalo J., Flynn C., 2000, *A&A*, 358, 850
- Salpeter E. E., 1955, *ApJ*, 121, 161
- Schlegel D. J., Finkbeiner D. P., Davis M., 1998, *ApJ*, 500, 525
- Silvestri N. M. et al., 2007, *AJ*, 134, 741
- Szkody P. et al., 2009, *AJ*, 137, 4011
- Tremblay P. E., Bergeron P., 2007, *ApJ*, 657, 1013
- Vassiliadis E., Wood P. R., 1994, *ApJS*, 92, 125
- Vennes S., Smith R. J., Boyle B. J., Croom S. M., Kawka A., Shanks T., Miller L., Loaring N., 2002, *MNRAS*, 335, 673
- Wachter S., Hoard D. W., Hansen K. H., Wilcox R. E., Taylor H. M., Finkelstein S. L., 2003, *ApJ*, 586, 1356
- Weidemann V., 2000, *A&A*, 363, 647 (W2000)

This paper has been typeset from a \LaTeX file prepared by the author.

A.3 GALEX CATALOGS OF UV SOURCES: STATISTICAL PROPERTIES AND SAMPLE SCIENCE APPLICATIONS: HOT WHITE DWARFS IN THE MILKY WAY

Artigo publicado por Bianchi et al. (2011). Minha contribuição neste artigo foi a mesma que no artigo Bianchi et al. (2010).

GALEX catalogs of UV sources: statistical properties and sample science applications: hot white dwarfs in the Milky Way

L. Bianchi · J. Herald · B. Efremova · L. Girardi ·
A. Zabot · P. Marigo · A. Conti · B. Shiao

Received: 20 October 2010 / Accepted: 23 December 2010
© The Author(s) 2011. This article is published with open access at Springerlink.com

Abstract We describe the content and properties of UV source catalogs from GALEX's All-Sky Imaging Survey (AIS, 5σ depth $\approx 19.9(\text{FUV})/20.8(\text{NUV})$ mag, in the AB system) and Medium-depth Imaging Survey (MIS, 5σ depth $\approx 22.6(\text{FUV})/22.7(\text{NUV})$ mag), constructed by Bianchi L., et al.: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* (2010, in press). The catalogs contain 65.3/12.6 million (AIS/MIS) unique UV sources with photometric error in NUV less than 0.5 mag, over 21 435(AIS)/1579(MIS) square degrees. Matched optical data from GSC-II provide additional B , R , I photometry for the brightest sources, and SDSS provides $u g r i z$ photometry over 7325(AIS)/1103(MIS) square degrees overlap areas. We discuss statistical properties that are relevant for understanding sample selection biases and completeness, in potential science applications of these catalogs. The FUV (1344–1786 Å) and NUV (1771–2831 Å) photometry uniquely enable selection of the hottest stellar objects, in particular hot white dwarfs (WD), which are elusive at optical wavelengths because of their hot temperatures and faint luminosities. From the GALEX-SDSS matched sources we

selected $\sim 40\,000$ Milky Way (MW) stars hotter than about 18 000 K ($\text{FUV-NUV} < -0.13$). Their density increases towards low Galactic latitudes, but drops in the MW disk due to dust extinction. The hot-WD density at different Galactic latitudes, analyzed with Milky Way models, constrains the Initial-Final Mass Relation (IFMR), relevant for understanding the yield of chemical elements from intermediate-mass stars and the chemical enrichment of the Galaxy.

Keywords Astronomical Data Bases: catalogues · Stars: white dwarfs · Stars: evolution · Galaxy: stellar content · Ultraviolet: stars · Galaxies: Milky Way

1 Introduction

A new paradigm for astrophysical research in recent decades, leading to significant discoveries, has come from extensive surveys at all wavelengths, made possible by large collecting-area ground-based telescopes, advances in large-format, efficient detectors, and the possibility of mining huge databases with versatile browsing tools. While current and future ground-based surveys (e.g. SDSS, Pan-STARRS, LSST), as in most other wavelength domains, improve on previous catalogs, the space Ultraviolet regime remained basically unexplored in survey mode until the launch of GALEX (Galaxy Evolution Explorer, Martin et al. 2005) in 2003. Over the last five years, GALEX has filled this gap, significantly widening the discovery space in multi-wavelength studies, and uniquely enabling selection and characterization of some classes of objects, and discovery of new classes, elusive or undistinguishable at other wavelengths.

We describe current GALEX catalogs of UV sources, and illustrate some of their properties that will aid selection of

L. Bianchi (✉) · J. Herald · B. Efremova
Department of Physics & Astronomy, Johns Hopkins University,
Baltimore, MD, USA
e-mail: bianchi@pha.jhu.edu

L. Girardi
INAF-Padua Observatory, Padua, Italy

A. Zabot
Universidade Federal da Fronteira Sul, Santa Catarina, Brazil

P. Marigo
Department of Astronomy, Padua University, Padua, Italy

A. Conti · B. Shiao
Space Telescope Science Institute, Baltimore, MD, USA

samples for varied purposes by the astrophysical community. Such UV source catalogs are a resource for a number of science investigations, as well as for planning follow-up programs with instruments at any wavelengths and especially with currently available UV instruments (e.g. HST STIS and COS, WFC3) and future UV missions on large scale (e.g. WSO, Shustov et al. 2009) and small scale like UVIT on ISRO Astrosat, rocket flights (e.g. McCandliss et al. 2005) and long-duration-flight balloons.

2 The GALEX Ultraviolet Sky Surveys. Coverage and characteristics

GALEX is providing wide-field (1.2° diameter) imaging in two Ultraviolet (UV) bands simultaneously: FUV ($\lambda_{\text{eff}} = 1539 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 1344\text{--}1786 \text{ \AA}$) and NUV ($\lambda_{\text{eff}} = 2316 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 1771\text{--}2831 \text{ \AA}$), with a resolution of $4.2/5.3''$ (FUV/NUV) (Morrissey et al. 2007). GALEX performs nested surveys with differing sky coverage and depth (see Bianchi 2009 for a summary). Here we describe the source content of the two most extended (over sky area) surveys, the AIS (All-sky imaging survey) and MIS (Medium-depth Imaging survey). Deeper surveys extend the space volume, by reaching distant objects, but are necessarily more restricted in area coverage. GALEX was launched in April 2003 and operated with two detectors until 2009. Currently (2010) the FUV detector is non-operational, and the sky surveys are continuing in the NUV band.

The GALEX data are publicly available through MAST (www.galex.stsci.edu); presently the sixth public data release (GR6) is under way. From the MAST archive, one can download both calibrated images and catalogs of pipeline extracted photometric sources (see Conti et al. 2011 this book, for a description of the GALEX database). In this paper we discuss catalogs of ‘unique’ GALEX sources from data release #5 (GR5), which is entirely available and includes most observations with both FUV and NUV detectors, in order to illustrate effects of color (FUV-NUV) sample selections and error cuts, and the statistical properties of the UV sky (initially explored by Bianchi et al. 2005, 2007, 2009a, 2009b, 2010; Bianchi 2009).

2.1 Catalogs of UV sources

Figure 1 shows the sky coverage of GALEX’s AIS and MIS surveys for GR5, in Galactic coordinates. In this paper we analyze the catalogs constructed by Bianchi et al. (2010) from the GALEX GR5 database. We refer to that paper for extensive details and for technical caveats, useful to those who may want to construct similar catalogs. Here we only briefly summarize how the catalogs were constructed, in order to discuss properties not previously addressed, that are

of general interest for scientific applications of these catalogs.¹

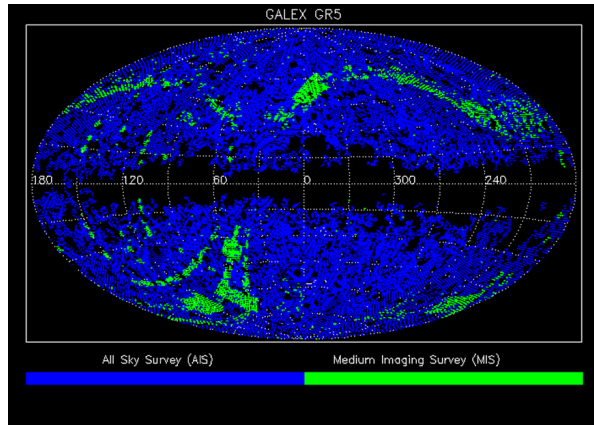
The MAST GALEX database includes all observations, and a source may have multiple measurements if it lies on overlapping areas of contiguous fields, or when the observations are repeated. Such repeated measurements of the same source enable serendipitous variability searches, and indeed the current GALEX observations schedule is planned such to space out some of the deepest exposures, when possible, in order to maximize potential time-domain science, at no expense of additional exposure time-domain science. However, for the purpose of analyzing the content of the UV-source catalogs, we need to eliminate repeated measurements. Bianchi et al. (2010)’s catalogs of unique sources were constructed with the following criteria:

- They include only sources from observations when both detectors were on: occasionally one of the two detectors (most often FUV) was off, and including such data would bias statistical analyses of sources by FUV-NUV colors.
- They include sources within 0.5° from the field center (a very conservative way to eliminate edge and rim artifacts, and to include good photometry). Such restriction eliminates also some true sources near the field’s edge, however their astrometry and photometry would be less accurate (which may cause e.g. loss of sources in matching with other catalogs). Note that users interested in a specific small region of the sky may find it preferable to download the entire source list from a GALEX observation, and check manually for the quality of the sources near the edge (where elongated shapes of point sources lead to less accurate position and photometry).
- Duplicates were eliminated, considering a measurement ‘duplicate’ if closer than $2.5''$ to another source *and* from a different field/observation. In such cases, the measurement with the longest exposure time was retained, and in case of equal exposure, the one from the observation where the target was closer to the field center.
- The wider catalogs include all sources with photometric error in NUV $m_{\text{errNUV}} \leq 0.5$ mag, regardless of whether they are also detected in FUV.

With the above restrictions, out of ~ 200 million entries in the GALEX photometric database, the catalogs of ‘unique’ UV sources include 65.3M (AIS) and 12.6M (MIS) sources for GR5, with area coverages of 21 435 (AIS) and 1 579

¹The catalogs are available from the author’s web site at <http://dolomiti.pha.jhu.edu/uvsky>, and will soon be linked from the MAST database as value-added GALEX products, and as high-level science products.

Fig. 1 Sky coverage of GALEX fifth data release AIS (blue) and MIS (green) surveys in Galactic coordinates



(MIS) square degrees (after excluding overlap, see Bianchi et al. 2010 for area calculation).

2.2 Statistical properties

In any analysis of astrophysical samples, it is important to understand completeness and selection biases. The typical exposure times of AIS and MIS are ≈ 100 and 1500 s respectively (but see Fig. 2 of Bianchi et al. 2010 for actual exposure times distribution). AIS reaches typical 5σ magnitudes of 19.9(FUV)/20.8(NUV) mag (AB magnitude system), and MIS of 22.6(FUV)/22.7(NUV) mag. Because UV wavelengths are very sensitive to extinction by interstellar dust, the actual depth for a given exposure time varies with location on the sky, the absorption being especially severe on the Milky Way (MW) disk (see Figs. 2 and 6 of Bianchi et al. 2010). Anyway, these general magnitude limits show that for equal exposure time, the FUV 5σ limit is brighter than the NUV limit in the regime where the source counts are higher than the sky background (e.g. AIS), consistent with the fact that shorter wavelength photons are harder to detect. However, for an exposure of ~ 1500 s the same magnitude limit is reached in both bands, because the sky background (about $10\times$ higher countrate in NUV than in FUV, also owing to the zodiacal light contributing much of the NUV sky counts) becomes relevant relative to the source countrate. For longer integrations, the FUV magnitude limit may become slightly deeper than NUV.

This “cross-over” of FUV and NUV effective depth, at UV-magnitudes fainter than 23, due to relative sky vs source counts,² causes some interesting effects in sample selec-

tions, which are further complicated by the different nature of UV sources in the sky predominating in different magnitude ranges. It is worth examining some of these trends which affect analyses based on source counts. The UV-source catalogs contain both stellar (MW) and extragalactic objects (galaxies and QSOs). In general, we may say both become much rarer at bluer FUV-NUV colors: hot stars are rarer than cooler, low-mass stars, and so on. This is reflected by the fact that, when we restrict the catalogs described in Sect. 2.1 to sources with photometric error ≤ 0.5 mag in both FUV and NUV, we retain about 5.8M(AIS) and 3.0M(MIS) sources, i.e. a fraction of about 10–20% of the total NUV-sources (Table 1).

It is interesting to further examine the variation of these average fractions (FUV detections over total NUV detections) with magnitude, and with Galactic latitude where the opposite effects (on source counts) of interstellar extinction and stellar density, both increasing towards the MW plane, combine. Figure 2 shows the fraction of sources detected in both FUV and NUV, over total NUV-detections, as a function of Galactic latitude. Although some latitudes have very little area coverage and poor statistics, there is a clear trend of the fraction to drop towards low latitudes. One may think at first that this reflects the interstellar extinction increasing at low latitudes, and affecting the FUV wavelengths more. This is mostly not the case; we recall that, although the selective-extinction A_λ does increase towards short wavelengths, the GALEX FUV-NUV color is almost reddening-free, for moderate extinction amounts and for “typical MW dust” ($R_V = 3.1$), because the broad NUV

²Using a typical countrate of 1000 cts/s for FUV, and 10000 cts/s for NUV (total counts, Morrissey et al. 2007), we estimate that the sky

brightness over the approximate area of a point source is FUV ~ 24.8 –25.7 mag and NUV ~ 23.6 –24.5 mag.

Table 1 UV source catalogs

Latitude [deg]		area ^a [sq. deg.]	# sources err _{NUV} <0.5 mag	# sources err _{FUV,NUV} <0.5 mag	# blue ^b err _{FUV,NUV} <0.5 mag	# blue ^b err _{FUV,NUV} <0.3 mag	# matches GSC-II (rad = 3'')
AIS							
-90	-80	249.3	826362	137185	26951	5422	440341
-80	-70	714.0	2326390	378273	74772	14670	1241044
-70	-60	1137.4	3602323	540957	107768	20979	1898093
-60	-50	1490.2	4423999	569522	118193	24374	2378119
-50	-40	1752.0	5170024	531483	118853	27564	2916337
-40	-30	1910.2	5847401	494939	108340	28077	3541723
-30	-20	1616.3	5290786	292725	69303	23488	3579275
-20	-10	1015.9	3768865	145006	33457	15774	2847270
-10	0	211.3	550527	25800	3534	1845	341335
0	10	349.5	1008773	51385	5728	2856	685642
10	20	1487.0	4994835	231702	45038	18337	3583106
20	30	2002.1	6152906	379885	83678	23873	4033350
30	40	2115.2	5895410	437006	101768	22450	3514476
40	50	1866.2	5456106	478963	112433	20434	3073487
50	60	1480.0	4214819	446739	99119	17120	2317636
60	70	1067.3	3036565	362872	77432	13284	1653003
70	80	738.0	2064753	223993	49663	7470	1100107
80	90	233.2	635448	80121	17250	2773	338143
-90	90	21434.8	65266292	5808556	1253280	290790	39482488
MIS							
-90	-80	29.4	244482	65865	8748	2162	91810
-80	-70	59.3	506726	141739	17005	4041	181443
-70	-60	257.4	2208613	623419	69126	17542	708703
-60	-50	242.5	1877510	472030	62736	16935	677001
-50	-40	150.5	1038628	226618	34806	9376	411794
-40	-30	109.0	862096	162931	23612	6998	412264
-30	-20	27.4	262708	38027	6433	2106	152042
-20	-10	0.0	0	0	0	0	0
-10	0	0.0	0	0	0	0	0
0	10	0.0	0	0	0	0	0
10	20	5.8	43887	8626	997	304	24335
20	30	89.1	630735	138846	17057	4454	302480
30	40	210.3	1649769	356621	49273	13271	687277
40	50	161.3	1348909	314522	42522	11320	545052
50	60	175.7	1422683	341003	40449	10007	569293
60	70	58.1	477213	123567	14439	3615	178931
70	80	2.8	23953	6405	678	136	7754
80	90	0.0	0	0	0	0	0
-90	90	1578.6	12597912	3020219	387881	102267	

^aFor calculations of area coverage (taking into account overlap among fields) see Bianchi et al. (2010)^b# of GALEX sources with FUV-NUV < -0.13, with FUV and NUV photometric errors less than 0.5 mag (column 6) and 0.3 mag (column 7)

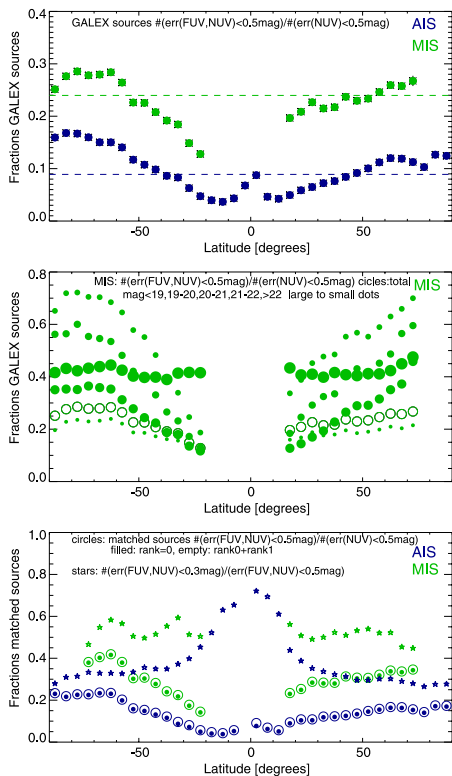


Fig. 2 *Top*: Number of GALEX sources (from the ‘unique’ GALEX source catalogs) with error cuts of ≤ 0.5 mag in both FUV and NUV, over the number of sources with $\text{err}_{\text{NUV}} \leq 0.5$ mag (regardless of FUV detection), in bins of 5-degree Galactic latitude. Note a slight North–South asymmetry, but we recall that the sky coverage is not uniform with longitude (Fig. 1), and the MW population (and dust) have also a longitude dependence. *Middle*: The same for the MIS sample, divided in magnitude bins (and total, empty circles). *Bottom*: The same fraction for the matched GALEX–SDSS sources (dots), and the effect of progressive error cuts (from ≤ 0.5 mag to ≤ 0.3 mag, in both bands, stars). MIS data are shown in green, AIS in blue

passband includes the strong 2175 Å feature (see Bianchi 2011). On the other hand, the fraction is higher for MIS than it is for AIS, at all latitudes. This partly relates to the shallower depth of FUV at bright magnitudes (AIS) discussed earlier, and to the sky countrate affecting more the NUV-band at faint magnitudes: both effects favour more relative FUV detections at faint magnitudes (for equal exposure time in FUV and NUV). The middle panel of Fig. 2 shows the same fractions, but separating the MIS sources in magnitude

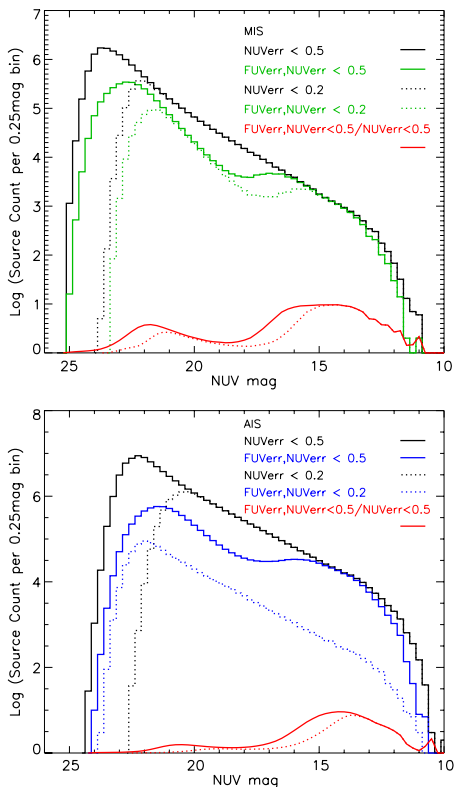


Fig. 3 NUV magnitude distribution of MIS sources: NUV-detections regardless of FUV detections (black), and sources with both FUV, NUV detections (green for MIS, blue for AIS). The red line is the ratio of the latter over the former. The dotted lines show the samples restricted by a 0.2 mag error cut

ranges. Sources brighter than ~ 19 th mag are not affected by latitude-dependent trends (but the MIS sky coverage does not extend to the MW plane, where the source counts steeply drop (see Fig. 2 of Bianchi et al. 2010), and this shows again the FUV–NUV color to be almost reddening-free. We recall that source counts increase towards fainter magnitudes, hence the MIS statistics is dominated by fainter sources. The faintest magnitude bin (the smallest dots) is the most numerous and drives the total statistics. The intermediate bins are harder to interpret, since the trends and absolute values of the fraction seem to reverse for sources fainter than 22nd mag. We think this is due to the previously mentioned sky-background countrate becoming significant, as well as (and perhaps more relevant) to different source classes being

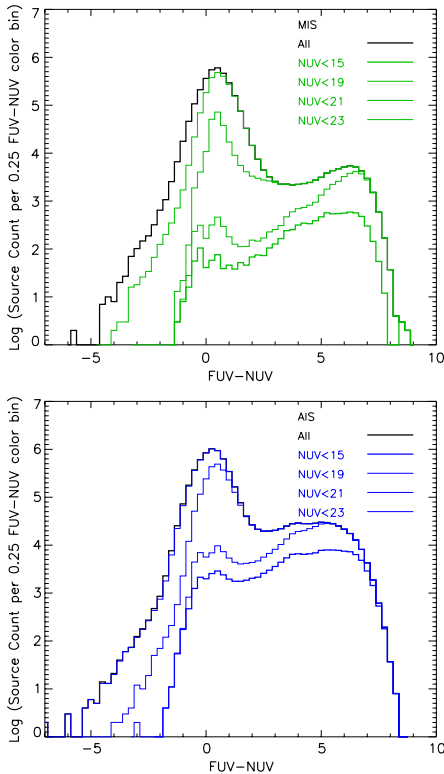


Fig. 4 FUV-NUV color distribution of MIS sources, with FUV, NUV error cuts of 0.5 mag and progressive magnitude cuts. The tail at unrealistic colors $FUV-NUV \ll -1$ consists of very faint sources with bad photometry, and perhaps some artifacts (which we expect to be irrelevant, due to the exclusion of the field's rim. Flags are included in the catalogs). Such tail is eliminated by error cuts, as expected

more or less numerous at various magnitudes, and having differing color distributions. For example, the FUV-NUV color of QSOs varies by as much as 0.9 mag (up to 1.8 mag, depending on Ly α strength) between redshift 0 and 1, due to Ly α going through the FUV passband between $z = 0.1$ and 0.4: Ly α is at the peak of FUV transmission for $z \sim 0.22$ and of NUV's transmission for $z \sim 0.8-1$ (see Bianchi et al. 2009a).

Figure 3 shows NUV-magnitude histograms of MIS and AIS sources, again comparing all NUV-detections with the number of sources significantly detected in both FUV and NUV (see Bianchi et al. 2010 for other histograms). It shows a marked magnitude dependence of the FUV-error cut ef-

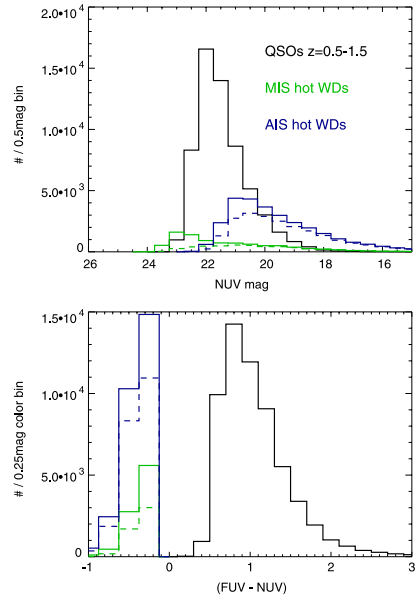


Fig. 5 Comparison of UV magnitude (*top*) and UV color distribution (*bottom*) of two very different specific samples of astrophysical objects: they have no overlap in color, owing to the intended sample selection, but the magnitude distributions overlap although with different relative shapes. *Solid and dashed green/blue* (MIS/AIS) lines are hot-star candidates from Bianchi et al. (2010), including and excluding binaries respectively (the 'binaries' sample has some contamination by extragalactic sources at faint magnitudes, the 'single' stellar sample has virtually no contamination). The QSO sample around redshift 1 is from Hutchings and Bianchi (2010)

fect, and confirms that the sample is dominated by different populations in different regimes, causing a double-peaked distribution when FUV error-cuts are imposed. This is illustrated also by Fig. 4, showing the FUV-NUV color distribution with progressive magnitude cuts (again it becomes double-peaked, the faint component being predominantly extragalactic). Finally, Fig. 5 shows two extremely different classes of astrophysical objects, hot WDs ($T_{\text{eff}} > 18000$ K), and QSOs with redshift range 0.5–1.5, selected from these catalogs (and analyzed by Bianchi et al. 2010, and Hutchings and Bianchi 2010 respectively). These examples, and the ensemble of Figs. 2 to 5, explain why applying FUV and NUV error restrictions can modify (bias) extracted samples in different ways in differing magnitude regimes, which should be taken into account in flux-limited sample analyses.

3 Matched UV-optical source catalogs

3.1 Matched GALEX-SDSS catalogs

In order to classify the UV sources by astrophysical classes, it is useful to match the UV catalogs with data at other wavelengths. Bianchi et al. (2010) matched their UV unique-source catalogs analyzed in Sect. 2.1 with the SDSS (Sloan Digital Sky Survey) database, which provides five optical bands, $u g r i z$, with magnitude limits of $\approx 22.3, 23.3, 23.1, 22.3$ and 20.8 ABmag respectively. Most UV sources have an SDSS counterpart, except for the bluest hottest WDs, where the MIS reaches deeper, and especially further out in the MW halo (see later). The bottom panel of Fig. 2 shows the statistical fractions of matched sources with both FUV and NUV detection over the total NUV-detected sources. These are very similar to the fractions in the original GALEX catalogs, since only the hottest sources (rare) are below SDSS detection.

Given the ~ 3 times higher spatial resolution of ground-based surveys, a GALEX source may have more than one optical counterpart within a given match radius: such cases are flagged in the catalog, because their GALEX magnitudes may be a composite of two nearby objects, hence their UV-optical colors misleading for physical classification. The matched catalogs were constructed with a match radius of $3''$, which was found a good compromise to minimize spurious additional matches, without unnecessarily losing true matches. Bianchi et al. (2010) estimated an incidence of spurious matches (positional coincidence) of the order of few percent, also latitude-dependent, as can be expected.

3.2 Matched GALEX-GSC-II Catalog

Although the SDSS has depth almost comparable to MIS, and sufficient to match all AIS sources, its restricted area coverage limits the possibility of analyzing the MW structure of UV-optical sources. Given the much larger sky coverage of GALEX AIS than SDSS, we also matched the shallower, wide-area AIS catalog with GSC-II (Lasker et al. 2008), in order to explore a longitude dependence of the local stellar populations (MW thin and thick disk). GSC2 provides up to three optical magnitudes, B_J , R_F , and I_N . The $B_J \sim 22$ mag “limit” for GSC-II quoted by Lasker et al. (2008) probably refers to the faintest end of the magnitudes range. From their Fig. 3 we infer a calibrated magnitude limit of $B_J \sim 20$ mag at a 80–90% completeness, which drops to less than 50% at $B_J \sim 21$ mag. The limit is brighter (or, the completeness lower) for the other bands, and the catalog includes only objects detected and measured at least on one IIIaF (R) or IIIaJ (B) or IV-N (I) plate. Therefore, we expect to have matches fairly complete down to $B \sim 20$ or so, but it is not possible to assess a consistent limit of GSC-II

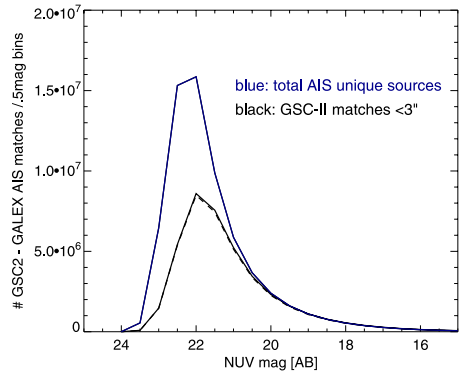


Fig. 6 NUV magnitude distribution of AIS sources matched to GSC-II (black solid line: all matches, black dashed-line: matches with only one optical counterpart). The blue line is the total AIS unique-source catalog

across the sky. We find a match in the GSC-II for about 60% of our AIS unique-UV sources (match radius = $3''$), with a slight variation among high latitudes ($\sim 55\%$ and 54% for $90\text{--}45^\circ$ North and South) and low latitudes ($\sim 64\%$ and 65% for $0\text{--}45^\circ$ North and South; for comparison, with a match radius of $5''$ these figures become $\sim 73\%$ and 74% , but the increase are mostly multiple and spurious matches, hence the purity decreases).

Figure 6 shows that indeed GSC-II incompleteness sets in at $NUV \sim 20$ in the matched catalog. One must recall that a given limit in one photometric band affects differently sources of different colors. For example, the limit in the optical catalogs causes the loss of the hottest sources first, in a given UV-magnitude bin.

3.3 Matches with other catalogs

We are in the process of matching Bianchi et al. (2010) UV source catalogs with other databases, such as 2MASS, USNO-B, and deeper optical catalogs that will become available. These catalogs will be added to the website as soon as they are validated and characterized.

4 Selection of hot MW stars and analysis with Milky Way models

4.1 Hot stars sample

One of the unique advantages of a FUV-NUV color is the selection of hot stellar sources (see Bianchi 2007). The GALEX–SDSS matched catalogs contain 28 319(AIS) and

9028(MIS) matched sources with $FUV-NUV < -0.13$ (including only sources with $merr_{FUV}, merr_{NUV} < 0.3$ mag, and excluding sources with multiple optical matches); this color cut corresponds to stellar $T_{\text{eff}} \gtrsim 18000$ K, the exact value varying with gravity (see Fig. 7 of Bianchi et al. 2010). An additional color cut of $NUV-r > 0.1$ isolates binaries with a hot star, and some intruding QSOs (more numerous at faint magnitudes), see Fig. 5 of Bianchi et al. (2010) and Figs. 3–5 of Bianchi (2009).

The hot-star sample includes mostly evolved stellar objects: post-AGB stars crossing the HR diagram towards higher T_{eff} 's at constant luminosity (becoming planetary nebulae nuclei), elusive because they evolve very fast, on time-scales of the order of 10^3 – 10^5 years, and hot white dwarfs which are cooling and fading in luminosity. These evolve on longer timescales, but at significantly fainter luminosities. Both are elusive at all wavelengths except the UV.

4.2 Analysis. The initial-final mass relation

Bianchi et al. (2010) analyzed the distribution of hot star density as a function of MW latitude, computing MW models with the TRILEGAL stellar population synthesis code (Girardi et al. 2005). The geometry of the MW components in TRILEGAL was calibrated from star counts in a local sample from the Hipparcos catalog, plus the shallow all-sky 2MASS, and a few deep surveys. Reddening is taken into account by distributing along each line of sight the total $E(B-V)$ estimated from the Schlegel et al. (1998) maps, assuming an exponential dust layer with scale height $h_z^{\text{dust}} = 110$ pc.

Figure 7 shows model predictions for thin disk, thick disk, and halo stellar components, as well as the total predicted counts, for a sample latitude range. Several ingredients in the model calculations, such as the WD birthrate, the assumed MW extinction model, and the geometry affect model predictions. A most critical assumption for modeling hot-WD counts is the Initial-Final Mass Relation (IFMR), to which our data are particularly sensitive. It was therefore explored first. An IFMR biased towards lower final masses, such as that of Weidemann (2000), produces a better match of the model calculations with the observed stellar counts than e.g. the Marigo and Girardi (2007) IFMR, which was calibrated from AGB stars analysis, but largely overpredicts faint hot-WD star counts (Fig. 7). This trend is seen at all Galactic latitudes (Bianchi et al. 2010): model predictions with an IFMR favouring low final masses match well the observed stellar counts at bright magnitudes, and intermediate latitudes, but are somewhat discrepant at fainter magnitudes, where the samples are however affected by the biases discussed in Sect. 2.2. Constraining the IFMR for intermediate-mass stars is relevant for understanding the yield of chemical elements (see Bianchi et al. 2010 for a discussion).

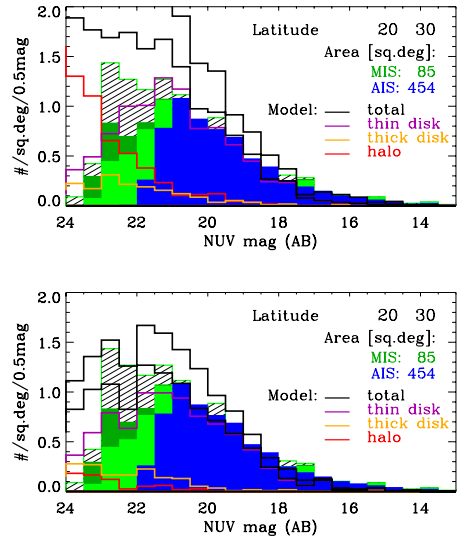


Fig. 7 Density of hot-WDs ($FUV-NUV < -0.13$) at latitudes $b = 20$ – 30°N : blue from AIS, green from MIS. The light-green histograms are “single” hot-WDs from MIS GALEX-SDSS matches, the dark-green are GALEX hot MIS sources within the SDSS footprint but with no SDSS match. Dashed-green histograms are matched GALEX-SDSS hot-WDs including single and binaries (the latter sample being contaminated by extragalactic objects). Model predictions (lines, for halo, thin and thick disk components, and total) are computed assuming the Marigo and Girardi (2007) IFMR (top) and Weidemann (2000) IFMR (bottom). Thick disk and halo counts become significant at magnitudes fainter than ~ 19 , and ~ 20 , for these two IFMR respectively. The higher of the two black lines includes counts for both single and binary stars, the lower black line only single stars (corresponding to the filled histograms of the data counts)

The brightest (and complete) sample mostly contains hot WDs in the thin disk at distances up to ~ 1 kpc. The faintest part of the sample may contain a significant fraction of stars more distant than 2 kpc, including hot WDs in the thick disk and halo: these components become significant at UV magnitudes $\lesssim 21$ (Fig. 7) and require UV surveys at the depth of MIS or fainter, and optical surveys deeper than SDSS.

Acknowledgements GALEX (Galaxy Evolution Explorer) is a NASA Small Explorer, launched in April 2003. We gratefully acknowledge NASA’s support for construction, operation, and science analysis of the GALEX mission, developed in cooperation with the Centre National d’Etudes Spatiales of France and the Korean Ministry of Science and Technology. Data presented in this paper were obtained from the Multimission Archive at the Space Telescope Science Institute (MAST). STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS5-26555. L.B., J.H. & B.E. acknowledge partial support from NASA grant NNX07AJ47G, A.Z. from CNPq-MCT/Brazil, L.G. from ASI-

INAF I/016/07/0. We are very grateful to Patrick Morrissey and Karl Forster for useful discussions.

Open Access This article is distributed under the terms of the Creative Commons Attribution Noncommercial License which permits any noncommercial use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original author(s) and source are credited.

References

- Bianchi, L., et al.: Mon. Not. R. Astron. Soc. (2010), doi:[10.1111/j.1365-2966.2010.17890.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17890.x)
- Bianchi, L.: *Astrophys. Space Sci.* **320**, 11 (2009)
- Bianchi, L., et al.: *Astron. J.* **137**, 3761 (2009a)
- Bianchi, L., Efremova, B., Herald, J., et al.: In: Van Steenberg et al. (eds.) *Future Directions in Ultraviolet Spectroscopy*. AIPC, vol. 1135, p. 326 (2009b)
- Bianchi, L.: In: Gomez de Castro, A., Barstow, M. (eds.) *UV Astronomy: Stars from Birth to Death*, p. 65 (2007). ISBN 978-84-7491-852-6
- Bianchi, L., et al.: *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **173**, 659 (2007)
- Bianchi, L., et al.: *Astrophys. J.* **619**, L27 (2005)
- Bianchi, L.: (2011), this book
- Conti, A., Bianchi, L., Shiao, B., et al.: (2011), this book
- Girardi, L., et al.: *Astron. Astrophys.* **436**, 895 (2005)
- Hutchings, J., Bianchi, L.: *Astron. J.* **140**, 1987 (2010)
- Lasker, B., et al.: *Astron. J.* **136**, 735 (2008)
- Marigo, P., Girardi, L.: *Astron. Astrophys.* **469**, 239 (2007)
- Martin, D.C., et al.: *Astrophys. J. Lett.* **619**, L1 (2005)
- McCandliss, S.R., et al.: *Proc. SPIE* **4**, 5488–6117 (2005)
- Morrissey, et al.: *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **173**, 682 (2007)
- Schlegel, D.J., et al.: *Astrophys. J.* **500**, 525 (1998)
- Shustov, B., Sachkov, M., Gomez de Castro, A.I., et al.: *Astrophys. Space Sci.* **320**, 187 (2009)
- Weidemann, V.: *Astron. Astrophys.* **363**, 647 (2000)