

---

# ESTUDIO DE NEBULOSAS PLANETARIAS CON EMISIÓN DIFUSA EN RAYOS X

---



Universidad de Granada



TESIS DOCTORAL

NIEVES RUIZ FERNANDEZ

*Departamento de Radioastronomía y Estructura Galáctica*

INSTITUTO DE ASTROFÍSICA DE ANDALUCÍA

CONSEJO SUPERIOR DE INVESTIGACIONES CIENTÍFICAS  
(IAA-CSIC)

Programa de Doctorado “*Métodos y Técnicas Avanzadas en Física*”

Enero 2014

Editor: Editorial de la Universidad de Granada  
Autor: Nieves Ruiz Fernández  
D.L.: GR 1862-2014  
ISBN: 978-84-9083-046-8



# ESTUDIO DE NEBULOSAS PLANETARIAS CON EMISIÓN DIFUSA EN RAYOS X

*Memoria que presenta para optar al título de Doctor en Astrofísica*  
NIEVES RUIZ FERNANDEZ

*Dirigida por el Doctor*  
MARTIN ANTONIO GUERRERO RONCEL

*Departamento de Radioastronomía y Estructura Galáctica*  
INSTITUTO DE ASTROFÍSICA DE ANDALUCÍA  
CONSEJO SUPERIOR DE INVESTIGACIONES CIENTÍFICAS  
(IAA-CSIC)  
Programa de Doctorado “*Métodos y Técnicas Avanzadas en Física*”

Enero 2014





*A mi hijo Samuel.  
Tú eres la estrella  
más brillante de mi Universo*

*“Nunca olvides que basta una persona o una idea  
para cambiar tu vida para siempre,  
ya sea para bien o para mal.”  
James Brown*



# Agradecimientos

Son muchas las personas a las que me gustaría agradecer su apoyo y ayuda de una u otra forma, a lo largo del tiempo transcurrido durante la elaboración de esta tesis. Sin ellos el trabajo no habría resultado tan grato como en realidad ha sido. Ha sido un largo camino hasta aquí, incluso a veces pensando en desistir, pero por fortuna, no ha sido así habiendo mucho que agradecer y muchos a quienes agradecer. Quiero expresar mi gratitud a todos los que, directa o indirectamente, han contribuido a la realización de este trabajo, incluyendo a los que me han dado la oportunidad de iniciar mis estudios de postgrado.

En primer lugar, quisiera dar profundamente las gracias a mi director de tesis, Martín A. Guerrero Roncel, científico titular del IAA, director y supervisor de este trabajo. Ciertamente esta tesis debe verse como producto de un trabajo compartido por ambos a lo largo de estos años. Su guía en estos mis primeros pasos en la investigación ha sido fundamental en la consecución de las metas impuestas así como en el verdadero conocimiento de mis propias posibilidades. Su ambición y motivación científicas han supuesto para mi un incentivo para llegar hasta aquí. Gracias por tu esfuerzo, dedicación, preocupación y sobre todo paciencia.

Es cierto. Siempre quise ser “Astrofísica”. Y sin duda lo he sido estos años gracias a mi familia, que con una confianza sin límites me alentó siempre a perseguir mis mas alocados sueños. Esta Tesis no es sino la mejor muestra de ello. Sin su apoyo y confianza todo esto hubiera resultado mucho más difícil, si no imposible. Les agradezco el esfuerzo que han hecho para que yo llegase hasta aquí y espero que se sientan de alguna forma recompensados. En especial a mi madre que siempre me apoyó incondicionalmente a lo largo de todos estos años, pese a que esta pasión suponía alejarme de ella y además con destino incierto. Gracias por darme tanto y exigir tan poco, por moldearme como persona y por intentar entenderme en los momentos mas delicados. Mi hermano, a quien con toda seguridad debo el hecho de haberme dedicado a esto, y con quien me asomé por vez primera a los secretos de la Astronomía. Y no puedo olvidarme de mi hermana, quien a su manera se ha preocupado por mi.

En el largo camino hasta aquí, no solo los misterios del Universo han ido desfilando ante mis ojos, sino también los de mi propia vida. Y no siempre como yo hubiera querido. Durante estos años nació mi hijo y perdí a mi padre. Dos hechos bastante diferentes, aunque el primero me dió las fuerzas para sobrellevar lo segundo. La vida sigue y yo se que allí donde esté estará orgulloso de mi.

Debo agradecer que poco después el destino pusiera en mi camino a Luis, mi mejor confidente y amigo, supone para mi la mayor motivación que es posible imaginar para continuar adelante. Sin duda es él la luz que ilumina mi camino en esta oscuridad que es la propia existencia. Él mejor que nadie sabe de mis triunfos y alegrías, pero también de mis miedos y fracasos, derrotas y frecuentes tropiezos, pues ha sido él quien ha compartido mas de cerca conmigo cada subir y bajar de estos últimos casi tres años. Ha sido el bálsamo necesario para recuperar la serenidad y las ansias de seguir adelante en los momentos mas difíciles del último



tramo de esta tesis, gracias a su gran apoyo, perseverancia y ánimo para seguir adelante. Gracias mi niño.

También tengo mucho que agradecer a aquellos buenos amigos que, por fortuna, me han acompañado a lo largo de mi vida o en distintos momentos de ella. Mi ilusión ha permanecido intacta todo este tiempo en buena medida gracias a muchos de ellos y de compañeros de profesión y despacho. Gabriella, italiana con “carácter”, pero con un gran corazón, Marcos, Alicia, Maya, Alberto, Fran, Mónica.....gracias.

Gracias a todos vosotros hay mucho, mucho de lo que agradecer y a quien agradecer. A buen seguro, no hubiera llegado tan lejos sin vuestro afecto y compañía. Por tanto, es mi deseo que penséis en esta tesis también, como algo genuinamente vuestro.

# Resumen

Las Nebulosas Planetarias (PNe, del inglés *Planetary Nebulae*) ocupan un importante lugar en el esquema de la evolución estelar, al final de la vida de las estrellas de masa baja e intermedia. Según el modelo de vientos en interacción (ISW, del inglés *Interacting Stellar Wind*), una PN resulta de la interacción entre el viento estelar rápido y ténue de la estrella central con el viento lento y denso de la progenitora en la fase de gigante. Una de las predicciones más importantes del modelo ISW de formación y evolución de PNe es la presencia de material a altas temperaturas atrapado en el interior de la cavidad central de la PN, lo que se conoce como “burbuja caliente”. La alta presión térmica de este gas puede tener importantes efectos en la estructura nebular, por lo que es de vital importancia determinar su masa y condiciones físicas (temperatura y densidad). Únicamente en rayos X puede ser detectado este gas caliente.

Con estas premisas, esta tesis ha abordado una serie de estudios observacionales del gas caliente en el interior de las PNe haciendo uso principalmente de observaciones en rayos X. En primer lugar se ha realizado una búsqueda de PNe en los archivos de *Chandra* y *XMM-Newton* que nos ha permitido buscar la emisión en rayos X en 79 PNe. La principal conclusión derivada de este análisis es que para que una PN sea detectable debe tener una baja extinción y estar situada a poca distancia.

A continuación hemos llevado a cabo un estudio completo de la estructura física de NGC3242, una PN con baja extinción y estructura de doble capa, haciendo uso de observaciones en rayos X, pero también en el rango espectral óptico. Este estudio nos ha permitido demostrar que el gas caliente empuja a una PN por un tiempo relativamente corto. En relación con la estructura nebular, la existencia de gas a muy altas temperaturas contenido en la “burbuja caliente” en contacto con la capa externa a menor temperatura hace suponer que, entre ambas capas, se desarrolle una interfase a temperaturas intermedias donde se producirán procesos físicos de conducción del calor del viento estelar chocado hacia la capa externa. Por medio de observaciones en rayos X y UV, hallamos tres PNe, IC 418, NGC 2392 y NGC 6826, en las que la “burbuja caliente” está asociada con una capa de conducción que se detecta en líneas UV de O VI, ya que este ión es abundante en plasmas con temperaturas de varios  $10^5$ K.

Finalmente, se ha estudiado Abell 30, una PN muy peculiar cuya estrella central ha experimentado la fusión violenta de helio en una fase tardía de su evolución. Material altamente procesado es lanzado a altas velocidades e interacciona con el viento estelar, pero en condiciones tan diferentes a las que se dan habitualmente en las PNe que permiten procesos alternativos para la producción de gas caliente emisor en rayos X, como procesos de intercambio de carga en el viento estelar.

Es esta, entonces, una tesis básicamente observacional, en la que datos obtenidos con *Chandra* y *XMM-Newton* se han usado para contrastar las predicciones de los modelos ISW de formación y evolución de PNe.



# Abstract

Planetary Nebulae (PNe) occupy an important locus in stellar evolution, the end of the life of low- and intermediate-mass stars. According to the interacting stellar winds model (*ISW*), a PN results from the interaction between the tenuous, fast current stellar wind with the dense, slow wind of the progenitor star ejected in previous evolutionary phases. One of the most basic predictions of the *ISW* model of formation and evolution of PNe is the presence of material at high temperatures trapped inside the central cavity of the PN, the so-called “hot bubble”. The high thermal pressure of this gas may have important effects in the nebular structure, so it is critical to determine its mass and physical conditions (temperature and density). This hot gas can uniquely be detected in the X-ray domain.

With this premise, this thesis has addressed several observational studies of the hot gas inside PNe using mostly X-ray data. First, we have performed a search for PNe in the *Chandra* and *XMM-Newton* archives that has allowed us to search for X-ray emission in 79 PNe. The main conclusion from this analysis is that for a PN to be detectable, it should have low extinction and be closer than 3 kpc.

Then, we have conducted a comprehensive study of the complete physical structure of NGC 3242, a double-shell PN with low extinction, using X-ray and optical observations. This study has allowed us to demonstrate that the hot gas pushes the expansion of PNe only for a relatively short time. In connection to the study of the nebular structure of PNe, the existence of gas at very high temperatures within the “hot bubble” in immediate contact with an external layer of cooler material suggests that an interface at intermediate temperatures may exist between the two layers. Different physical processes, such as heat conduction and mass evaporation, may occur in this layer. Through X-ray and UV observations, we have found three PNe, IC 418, NGC 2392, and NGC 6826, where the “hot bubble” is associated with a conductive layer detected in UV O VI lines –this ion is abundant in plasmas with temperatures of several  $10^5$  K–.

Finally, we have studied Abell 30, a peculiar PN whose central star experienced a violent very thermal pulse late during its post-AGB evolution. Highly processed material was released at high speeds and it is now interacting with the current stellar wind, but under physical conditions very different to those typical in PNe. As a result, alternative processes that allow for the production of hot X-ray-emitting gas such as charge-exchange reactions and processes of stellar wind mass-load may occur.

This is basically an observational work in which data obtained with *Chandra* and *XMM-Newton* have been used to contrast the predictions of the *ISW* models for the formation and evolution of PNe.



# Índice

|   |            |
|---|------------|
| <b>Agradecimientos</b>  | <b>VII</b> |
| <b>Resumen</b>  | <b>IX</b>  |
| <b>Abstract</b>   | <b>XI</b>  |
| <b>1. Introducción</b>  | <b>1</b>   |
| 1.1. Descripción de las nebulosas planetarias . . . . .                     | 1          |
| 1.2. Evolución de estrellas de masa baja e intermedia . . . . .             | 1          |
| 1.2.1. Estrellas progenitoras de PNe . . . . .                              | 2          |
| 1.2.2. Evolución estelar . . . . .  | 2          |
| 1.3. Modelos de formación de PNe . . . . .                                  | 4          |
| 1.3.1. Flujos colimados en PNe . . . . .                                    | 6          |
| 1.3.2. Morfología . . . . .   | 7          |
| 1.3.2.1. Clasificación Morfológica . . . . .                                | 8          |
| 1.3.2.2. Microestructuras . . . . .   | 9          |
| 1.3.3. Modelo ISW (Interacting Stellar Wind) . . . . .                      | 10         |
| 1.3.4. Modelo GISW (Generalized Interacting Stellar Wind) . . . . .         | 11         |
| 1.3.5. Espectros y SED ( <i>Spectral Energy Distribution</i> ) . . . . .    | 12         |
| 1.3.6. Distribución en la Galaxia de PNe . . . . .                          | 13         |
| 1.3.7. Propiedades de las estrellas centrales . . . . .                     | 14         |
| 1.4. Astronomía de rayos X (Origen y primeras observaciones) . . . . .      | 14         |
| 1.4.1. Observatorios: Einstein, ASCA, ROSAT, Chandra y XMM-Newton . . . . . | 16         |
| 1.4.1.1. Descripción de los detectores . . . . .                            | 16         |
| 1.4.1.2. Breve reseña de observatorios de rayos X . . . . .                 | 17         |
| 1.5. Fuentes de rayos X en el Universo . . . . .                            | 20         |
| 1.5.1. Emisión de rayos X en PNe . . . . .                                  | 24         |
| <b>2. Motivación y objetivos de esta Tesis</b>                              | <b>31</b>  |
| 2.1. Introducción . . . . .   | 31         |
| 2.2. Motivación y Objetivos . . . . .                                       | 31         |
| <b>3. Bases de datos de Nebulosas Planetarias en rayos X</b>                | <b>35</b>  |
| 3.1. Introducción . . . . .   | 35         |
| 3.2. Estructura de los Datos de Rayos X . . . . .                           | 37         |

|           |  |           |
|-----------|--|-----------|
| 3.2.1.    | Calibraciones . . . . .  | 37        |
| 3.2.1.1.  | Ajuste espectral . . . . .   | 38        |
| 3.2.1.2.  | Modelos de ajuste espectral . . . . .  | 39        |
| 3.3.      | Nebulosas Planetarias en los archivos de Chandra y XMM-Newton . . . . .      | 40        |
| 3.3.1.    | Búsqueda en el archivo de Chandra . . . . .                                  | 40        |
| 3.3.1.1.  | Descripción de la metodología empleada . . . . .                             | 41        |
| 3.3.1.2.  | Filtrado de periodos de alto fondo o alto background . . . . .               | 42        |
| 3.3.1.3.  | Detección de fuentes . . . . .   | 43        |
| 3.3.1.4.  | Extracción de espectros . . . . .  | 43        |
| 3.3.1.5.  | Detección de PNe en el archivo de Chandra . . . . .                          | 44        |
| 3.3.2.    | Búsqueda en el archivo de XMM-Newton . . . . .                               | 44        |
| 3.3.2.1.  | Descripción de la metodología empleada . . . . .                             | 46        |
| 3.3.2.2.  | Inicio de sesión con SAS . . . . .   | 47        |
| 3.3.2.3.  | Detección de PNe en el archivo de XMM-Newton . . . . .                       | 50        |
| 3.4.      | Resultados de PNe con detección en rayos X en Chandra y XMM-Newton . . . . . | 51        |
| <b>4.</b> | <b>Physical Structure of NGC 3242 . . . . .</b>                              | <b>59</b> |
| 4.1.      | Introduction . . . . .   | 59        |
| 4.2.      | Observations . . . . .   | 61        |
| 4.2.1.    | XMM-Newton X-Ray Observations . . . . .                                      | 61        |
| 4.2.2.    | Archival Narrow-band HST Imaging . . . . .                                   | 61        |
| 4.2.3.    | Medium-Dispersion Spectroscopy Observations . . . . .                        | 62        |
| 4.3.      | XMM-Newton Data Analysis . . . . .   | 62        |
| 4.3.1.    | Spatial Properties of the X-ray Emission from NGC3242 . . . . .              | 62        |
| 4.3.2.    | Spectral Properties of the X-ray Emission from NGC3242 . . . . .             | 65        |
| 4.3.3.    | Spectral Analysis . . . . .  | 65        |
| 4.4.      | Physical Structure of the Optical Shell . . . . .                            | 68        |
| 4.4.1.    | Bulk Physical Conditions . . . . .   | 68        |
| 4.4.2.    | Spatially Resolved Physical Conditions . . . . .                             | 69        |
| 4.5.      | Discussion . . . . .   | 73        |
| 4.6.      | Summary . . . . .  | 75        |
| <b>5.</b> | <b>Diffuse X-ray Emission from IC 418, NGC 2392, and NGC 6826. . . . .</b>   | <b>77</b> |
| 5.1.      | Introduction . . . . .   | 77        |
| 5.2.      | O VI Diagnostic of Hot Gas . . . . .   | 79        |
| 5.3.      | Chandra observations . . . . .   | 80        |
| 5.3.1.    | IC 418 . . . . .   | 80        |
| 5.3.2.    | NGC 2392 . . . . .   | 81        |
| 5.3.3.    | NGC 6826 . . . . .   | 82        |
| 5.4.      | Discussion . . . . .   | 82        |
| 5.4.1.    | Hot Bubbles of Planetary Nebulae . . . . .                                   | 83        |
| 5.4.2.    | NGC 2392 – Over-luminous for Its Wind . . . . .                              | 86        |
| 5.5.      | Summary and Conclusions . . . . .  | 87        |
| <b>6.</b> | <b>X-ray Emission from the Born-Again PN A 30 . . . . .</b>                  | <b>95</b> |

|           |  |            |
|-----------|--|------------|
| 6.1.      | Introduction . . . . .   | 95         |
| 6.2.      | Non-LTE Analysis of the CSPN of A 30 . . . . .                     | 97         |
| 6.3.      | Proper Motions of the H-poor Knots of A 30 . . . . .               | 100        |
| 6.4.      | X-ray Observations of A 30 . . . . .                               | 101        |
| 6.4.1.    | Spatial Properties of the X-ray Emission from A 30 . . . . .       | 103        |
| 6.4.2.    | Spectral Properties of the X-ray Emission from A 30 . . . . .      | 105        |
| 6.4.3.    | Spectral Analysis . . . . .  | 108        |
| 6.4.3.1.  | X-ray Emission Model for A 30 . . . . .                            | 108        |
| 6.4.3.2.  | X-ray Absorption Model for A 30 . . . . .                          | 108        |
| 6.4.3.3.  | Spectral Fits for Plasma Emission . . . . .                        | 111        |
| 6.4.3.4.  | Spectral Fits for Charge-Exchange Reactions . . . . .              | 113        |
| 6.5.      | Discussion . . . . .   | 113        |
| 6.5.1.    | Formation and Evolution of A 30 . . . . .                          | 114        |
| 6.5.2.    | Origin of the Diffuse X-ray Emission . . . . .                     | 115        |
| 6.5.2.1.  | Shocked and Mass-loaded Stellar Wind . . . . .                     | 115        |
| 6.5.2.2.  | Charge-exchange Reactions from Ablated Material . . . . .          | 116        |
| 6.5.3.    | Origin of the X-ray Emission at the CSPN of A 30 . . . . .         | 117        |
| 6.5.3.1.  | Photospheric Emission of the Hot CSPN . . . . .                    | 117        |
| 6.5.3.2.  | Shocks Within the Stellar Wind . . . . .                           | 117        |
| 6.5.3.3.  | Born-again Hot Bubble . . . . .                                    | 118        |
| 6.5.3.4.  | Charge-exchange Reactions . . . . .                                | 119        |
| 6.6.      | Conclusions . . . . .  | 119        |
| <b>7.</b> | <b>Conclusiones</b>  | <b>121</b> |
| 7.1.      | Búsqueda de nebulosas planetarias en archivos de rayos X . . . . . | 121        |
| 7.2.      | Estructura física de NGC 3242 . . . . .                            | 122        |
| 7.3.      | Emisión difusa en rayos X de IC 418, NGC 2392 y NGC 6826. . . . .  | 123        |
| 7.4.      | Renacimiento en rayos X de la PN Abell 30 . . . . .                | 124        |
| <b>A.</b> | <b>Observaciones en Chandra y XMM-Newton</b>                       | <b>127</b> |
| A.1.      | Búsqueda en el archivo de Chandra . . . . .                        | 127        |
| A.2.      | Búsqueda en el archivo de XMM-Newton . . . . .                     | 129        |
|           | <b>Bibliografía</b>  | <b>135</b> |





# Índice de figuras

|       |  |    |
|-------|--|----|
| 1.1.  | Diagrama HR de una estrella similar al Sol. . . . .  | 3  |
| 1.2.  | Cadena protón-protón ( <i>pp</i> ). . . . .  | 5  |
| 1.3.  | Secuencia de reacciones en el ciclo CNO . . . . .  | 5  |
| 1.4.  | Estructura esquemática de una estrella en la fase AGB . . . . .                            | 6  |
| 1.5.  | Fuerzas que intervienen en la deformación de la envoltura nebular. . . . .                 | 7  |
| 1.6.  | Algunos ejemplos de PNe. . . . .   | 9  |
| 1.7.  | Ilustración del modelo <i>ISW</i> . . . . .  | 10 |
| 1.8.  | Diagrama de niveles de energía del ion [O III] . . . . .                                   | 13 |
| 1.9.  | <i>Chandra</i> y sus componentes. . . . .  | 19 |
| 1.10. | CCDs en el instrumento ACIS a bordo de <i>Chandra</i> . . . . .                            | 20 |
| 1.11. | Esquema de la órbita de XMM-Newton . . . . .   | 21 |
| 1.12. | XMM-Newton y sus componentes . . . . .   | 22 |
| 1.13. | Campo de visión de EPIC-MOS y EPIC-pn respectivamente . . . . .                            | 23 |
| 1.14. | Mapa de las fuentes de rayos X detectadas en el universo. . . . .                          | 24 |
| 1.15. | Imagen <i>Chandra</i> del cometa LINEAR . . . . .  | 25 |
| 1.16. | Espectro del cometa C/1999 S4 ( <i>LINEAR</i> ) en el momento de su máximo brillo. . . . . | 26 |
| 1.17. | Perfiles radiales de densidad electrónica y temperatura . . . . .                          | 27 |
| 1.18. | Colisión entre un electrón y un protón. . . . .  | 28 |
| 1.19. | Espectro de emisión continuo de rayos X (bremsstrahlung). . . . .                          | 28 |
| 1.20. | Reacciones de intercambio de carga (CXRS) . . . . .  | 28 |
|       |  |    |
| 3.1.  | Curva de luz del background . . . . .  | 42 |
| 3.2.  | Regiones seleccionadas para fuente y background . . . . .                                  | 43 |
| 3.3.  | PSF teórica de A 30 versus NOVA . . . . .  | 49 |
| 3.4.  | Flujo de cuentas frente al número de PNe . . . . .   | 52 |
| 3.5.  | Detectabilidad de PNe según su distancia y extinción. . . . .                              | 53 |
| 3.6.  | Distancia y extinción de las PNe observadas en rayos X. . . . .                            | 58 |
|       |  |    |
| 4.1.  | Comparison of X-ray and Optical Images of NGC 3242 . . . . .                               | 63 |
| 4.2.  | Brightness profile of NGC 3242 . . . . .   | 63 |
| 4.3.  | Monte Carlo simulations of the <i>XMM-Newton</i> . . . . .                                 | 64 |
| 4.4.  | Background-subtracted spectra of NGC 3242 . . . . .  | 66 |
| 4.5.  | Temperature vs. column density . . . . .   | 67 |
| 4.6.  | <i>HST</i> WFPC2 narrow-band images and ratio maps . . . . .                               | 70 |
| 4.7.  | Surface brightness profiles of the inner and outer shells of NGC 3242 . . . . .            | 72 |

|       |   |     |
|-------|---|-----|
| 4.8.  | H $\alpha$ and He II surface brightness profile of NGC 3242 along PA=230° . . . . .         | 73  |
| 4.9.  | Electron density and thermal pressure radial profiles of NGC 3242. . . . .                  | 73  |
| 5.1.  | <i>FUSE</i> spectra . . . . .   | 88  |
| 5.2.  | Smoothed X-ray images and optical narrow-band images . . . . .                              | 89  |
| 5.3.  | <i>Chandra</i> and <i>HST</i> composite pictures of IC 418, NGC 2392 and NGC 6826 . . . . . | 90  |
| 5.4.  | <i>Chandra</i> ACIS-S S3 background-subtracted spectra . . . . .                            | 91  |
| 5.5.  | The observed properties of the X-ray emitting plasma . . . . .                              | 92  |
| 5.6.  | Comparisons of the X-ray plasma temperature with hot bubble radius of PNe . . . . .         | 93  |
| 6.1.  | KPNO H $\alpha$ , [O III] and <i>HST</i> WFPC2 [O III] images of A 30. . . . .              | 96  |
| 6.2.  | Spectral analysis of the central star of A 30. . . . .                                      | 99  |
| 6.3.  | Spectral energy distribution (SED) of the central star of A 30 . . . . .                    | 101 |
| 6.4.  | Residual maps hydrogen-poor bipolar knots of A 30. . . . .                                  | 102 |
| 6.5.  | Exposure-corrected <i>XMM-Newton</i> EPIC images of A 30. . . . .                           | 104 |
| 6.6.  | Comparison of narrow-band optical and X-ray images of A 30. . . . .                         | 106 |
| 6.7.  | Comparison of the EPIC-pn radial profiles of A 30 and Nova LMC1995. . . . .                 | 107 |
| 6.8.  | <i>XMM-Newton</i> EPIC and combined RGS1+RGS2 spectra of A 30. . . . .                      | 109 |
| 6.9.  | Background-subtracted spectra in A 30 and its diffuse emission. . . . .                     | 110 |
| 6.10. | Comparison of <i>HST</i> [O III] and <i>Spitzer</i> IRAC images . . . . .                   | 112 |
| 6.11. | Radius a function of wavelength. . . . .  | 118 |

# Índice de Tablas

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 3.1. | <i>Chandra</i> PNe with Detected X-ray Emission . . . . .                      | 45  |
| 3.2. | Miscellaneous Sources Detected by <i>Chandra</i> . . . . .                     | 45  |
| 3.3. | <i>Chandra</i> PNe Undetected X-ray Emission . . . . .                         | 45  |
| 3.4. | <i>XMM-Newton</i> PNe with Detected X-ray Emission . . . . .                   | 50  |
| 3.5. | Miscellaneous Sources Detected by <i>XMM-Newton</i> . . . . .                  | 51  |
| 3.6. | <i>XMM-Newton</i> PNe Undetected in X-ray Emission . . . . .                   | 54  |
| 3.7. | <i>XMM-Newton</i> PNe Undetected in X-ray Emission . . . . .                   | 55  |
| 3.8. | <i>Chandra</i> & <i>XMM-Newton</i> PNe with Detected X-ray Emission . . . . .  | 56  |
| 3.9. | <i>Chandra</i> & <i>XMM-Newton</i> PNe Undetected X-ray Emission . . . . .     | 57  |
| 4.1. | HST WFPC2 Observations of NGC 3242 . . . . .                                   | 62  |
| 4.2. | Line Strengths for NGC 3242 . . . . .  | 69  |
| 4.3. | Physical Conditions in NGC 3242 . . . . .                                      | 71  |
| 5.1. | Space Observations of IC 418, NGC 2392, and NGC 6826 . . . . .                 | 78  |
| 5.2. | X-ray Detections of Diffuse Emission from PNe with Bubble Morphology . . . . . | 81  |
| 5.3. | Properties of the stellar wind and diffuse X-ray emission of PNe . . . . .     | 83  |
| 6.1. | Parameters of the central star of A 30 . . . . .                               | 100 |
| 6.2. | Background-subtracted count rates and net count numbers . . . . .              | 103 |
| 6.3. | Best fit parameters for plasma emission models . . . . .                       | 111 |
| 6.4. | Best fit parameters for charge-exchange reaction models . . . . .              | 113 |
| A.1. | Observaciones en Rayos X de <i>Chandra</i> . . . . .                           | 128 |
| A.2. | Observaciones en Rayos X de <i>XMM-Newton</i> . . . . .                        | 131 |
| A.3. | Observaciones en Rayos X de <i>XMM-Newton</i> . . . . .                        | 132 |
| A.4. | Observaciones en Rayos X de <i>XMM-Newton</i> . . . . .                        | 133 |



# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Descripción de las nebulosas planetarias

El estudio de las PNe considera una de las etapas finales en la existencia de las estrellas de masa baja e intermedia. Desde el descubrimiento de la primera PN en 1764 por Charles Messier (apareciendo con el número 27 en el catálogo Messier publicado en 1784) hasta la actualidad, se han encontrado gran cantidad de estos fascinantes objetos, no sólo diseminados en nuestra Galaxia, sino también en galaxias cercanas. Las PNe deben su nombre más a motivos históricos que a científicos, ya que no guardan relación con los planetas. Dicho nombre fue dado por el astrónomo William Herschel, a quien, al observar una de estas nebulosas, su tono verdoso le recordó al de un planeta. En un trabajo posterior, el astrónomo anglo-alemán sugirió que las PNe eran excitadas por una estrella cercana. Con la construcción de nuevos y mejores telescopios, las nebulosas que estaban formadas por estrellas (o sea, las galaxias) fueron diferenciadas de aquellas constituidas por material gaseoso. Las PNe fueron distinguidas de otras nebulosas difusas debido a que tenían una estructura muy definida y que a menudo se asociaban con una estrella central. A mediados del siglo XX se reconoció la importancia de estos objetos no sólo en el contexto de la estructura galáctica, sino también en el campo de la evolución estelar.

A pesar de que han transcurrido más de dos siglos desde que se descubrieran y de que su número incrementa año tras año, hasta llegar a las 3000 PNe galácticas que se conocen actualmente (Miszalski et al., 2008; Boissay et al., 2012), estos objetos presentan aún grandes interrogantes. El espectacular avance que en los últimos años han experimentado las técnicas de observación así como la gran cantidad de observaciones llevadas a cabo en un amplio rango espectral han hecho posible la elaboración de modelos cada vez más detallados que nos han ayudado a entender mejor distintos aspectos de las PNe.

### 1.2. Evolución de estrellas de masa baja e intermedia

Las PNe representan una de las últimas fases de la evolución estelar de estrellas de masa baja e intermedia (ver en §1.2.1). La fase de PN se sitúa entre la rama asintótica de las gigantes (AGB, del inglés *Asymptotic Giant Branch*) y la de enana blanca (WD, del inglés *White Dwarf*). Las estrellas centrales de las PNe (CS, del inglés *Central Star*), compuestas principalmente de carbono y oxígeno, son los restos de los núcleos de sus progenitores AGB, las cuales se han desprendido de la mayor parte de su envoltura de hidrógeno a través de

procesos de fuerte pérdida de masa durante la fase AGB. La nebulosa en sí es la envoltura, principalmente de hidrógeno y helio, de la estrella AGB que es ahora ionizada por la estrella central.

### 1.2.1. Estrellas progenitoras de PNe

Debido a la fuerte pérdida de masa en la fase AGB, aquellas estrellas que en la secuencia principal tienen masas inferiores a  $8-10 M_{\odot}$  según composición química inicial, pueden perder completamente su envoltura de hidrógeno antes de que la masa del núcleo alcance el límite de Chandrasekhar de  $1.4 M_{\odot}$ . Las estrellas inicialmente más masivas que  $8-10 M_{\odot}$  acabarán su evolución como estrella de neutrones o agujero negro, a través de una explosión de supernova (SN).

Por otro lado, en las estrellas con masa menor a  $0.5 M_{\odot}$ , el núcleo de helio no se enciende y la evolución no prosigue. Además, hemos de tener en cuenta que el tiempo de transición entre la fase AGB y la de PN es fuertemente dependiente de la masa del núcleo, de modo que una estrella con poca masa en el núcleo aumentará su temperatura superficial tan lentamente que no llegará a ionizar la nebulosa circumestelar antes de que ésta se disipe. Por tanto, el límite inferior para formar una PN puede establecerse en  $0.8-1.0 M_{\odot}$ .

A estas estrellas, las que tienen masa entre  $0.8-1.0 M_{\odot}$  y  $8-10 M_{\odot}$  las denominaremos como estrellas de masa baja e intermedia y estas son las que forman PNe. Se estima que aproximadamente el 95% de todas las estrellas terminarán sus vidas como enanas blancas después de pasar por la fase de PN.

### 1.2.2. Evolución estelar

La formación de una PN es una corta etapa en la evolución de muchas estrellas. Estas pasan por varias fases durante su vida, pero su evolución se puede dividir fundamentalmente en dos etapas principales. Producción de energía en reacciones nucleares en la primera etapa, y contracción gravitatoria en la segunda. Para una estrella de masa baja e intermedia se sigue la evolución que se muestra en el diagrama de Hertzsprung-Russell (Figura 1.1). Podemos distinguir las siguientes fases:

- Secuencia principal (*MS*, *Main Sequence*): La estrella obtiene su energía de la fusión de hidrógeno en su núcleo. Esta etapa abarca aproximadamente el 90% de la vida de una estrella. Dependiendo de la temperatura en el núcleo de la estrella, la fusión del hidrógeno se producirá siguiendo la cadena protón-protón o el ciclo CNO.
    - *Cadena protón-protón (pp)*: Es nombrada así porque la primera reacción ocurre entre dos protones para formar un núcleo de deuterio  $^2\text{H}$ . Este reacciona a continuación con otro protón para formar  $^3\text{He}$ . Para completar el núcleo de  $^4\text{He}$  se puede proceder por tres ramas alternativas: *pp1*, *pp2*, *pp3*, las cuales arrancan con  $^3\text{He}$  (Figura 1.2)
    - *Ciclo CNO*: Llamado así por los elementos que intervienen. El ciclo CNO es mucho más dependiente de la temperatura que las cadenas *pp* y a temperaturas elevadas ( $2 \times 10^7$  K) pasa a ser dominante. Este ciclo requiere la presencia de algunos isótopos de C, N, y O. Aunque las cantidades totales de C, N y O se mantienen, una buena cantidad de C y O se convierte en N. La secuencia de reacciones se puede observar en la Figura 1.3
- Cuando el hidrógeno se agota en el núcleo y queda únicamente helio, la fusión del hidrógeno ocurrirá en una capa alrededor del núcleo.

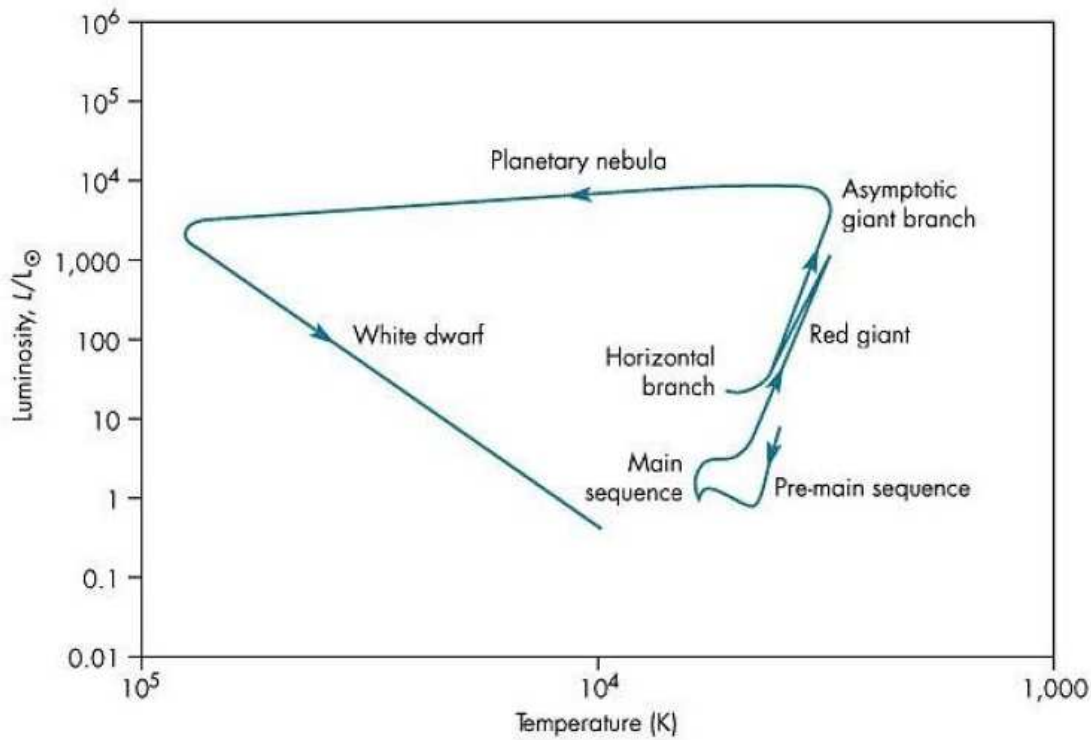
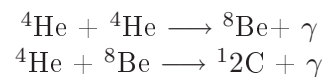
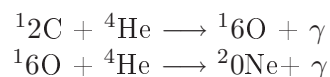


Figura 1.1: Diagrama HR mostrando la trayectoria evolutiva de una estrella similar al Sol.

- Rama de Gigantes Rojas (*RGB, Red Giant Branch*): Cuando la temperatura del núcleo alcanza aproximadamente los  $30 \times 10^6$  K se produce la ignición del helio. Esto se puede dar de varias formas dependiendo de la masa inicial de la estrella. Si la masa está entre  $2$  y  $3 M_{\odot}$ , la fusión del helio empieza gradualmente, pero si su masa es inferior a la del Sol, el núcleo se enciende rápidamente como en una explosión, en lo que se llama el *flash* o encendido de helio. La estrella se encuentra ahora en el extremo superior de la fase RGB tras aumentar súbitamente su luminosidad en un factor 100.
- Rama Horizontal (*HB, Horizontal Branch*): Después del *flash* de helio, el núcleo se estabiliza en una fusión continua del helio, al tiempo que cesa la fusión de hidrógeno en la capa externa del núcleo. La fusión del helio se produce en un proceso conocido como reacción triple- $\alpha$ . En esta reacción, tres núcleos de helio dan como resultado un núcleo de carbono. Esta reacción se encuentra formada en realidad por dos pasos, ya que un triple encuentro es bastante improbable.



Una vez que la abundancia de  $^{12}\text{C}$  es suficiente, capturas adicionales de partículas alfa ocurren simultáneamente de tal forma que se forman núcleos de  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$ .





- Rama Asintótica de Gigante (*AGB, Asymptotic Giant Branch*): Cuando el helio en el núcleo se agota, la estrella está formada por un núcleo degenerado de carbono y oxígeno, rodeado por una capa de helio y otra de hidrógeno, ambas activas, junto a una envoltura de hidrógeno inerte (ver Figura 1.4). Durante la mayor parte del tiempo, la estrella obtiene su energía de la fusión del hidrógeno. El producto de la fusión de hidrógeno se acumula en la capa de combustión de helio hasta que alcanza una masa crítica y se enciende “bruscamente” en lo que se conoce como un “pulso térmico” (*Thermal Pulse*). La energía creada ahí se libera a través de la capa de combustión de hidrógeno, dando lugar a su expansión, enfriamiento y al consiguiente cese de la fusión de hidrógeno. Cuando ésta vuelve a contraerse, se inicia de nuevo la fusión de hidrógeno y el aporte de helio hacia la capa interior, donde el proceso descrito se repite. Durante esta fase la estrella puede llegar a perder hasta  $4/5$  de su masa en un tiempo del orden de varios cientos de miles de años.
- Fase post-AGB y PN: La envoltura estelar es eyectada en un corto periodo de tiempo ( $\sim 10^4$  años) por medio de un viento estelar muy denso conocido como “superviento”. La estrella se contrae, su temperatura superficial aumenta y se mueve rápidamente hacia la parte izquierda del diagrama HR alcanzando temperaturas de hasta  $10^5$  K. Cuando la temperatura superficial de la estrella central alcanza los  $30 \times 10^6$  K, los fotones ultravioleta procedentes de ésta ionizan la envoltura gaseosa y se dice que ha comenzado la etapa de PN.
- Fase de Enana Blanca: La CS mantiene su emisión de energía a través de la fusión de hidrógeno en una capa superficial y evoluciona, con luminosidad constante, hacia altas temperaturas a través del diagrama HR. Cuando la envoltura de hidrógeno es consumida completamente por la fusión nuclear y la pérdida de masa, su luminosidad empieza a disminuir y la estrella central se enfría gradualmente hasta convertirse en enana blanca.

Las PNe devuelven al medio interestelar aquellos elementos formados en las reacciones nucleares que se desarrollaron en la estrella progenitora, lo que implica que las PNe tienen una importante influencia sobre la evolución química de la Galaxia. La cantidad de material nuclear procesado en las estrellas pasa al medio interestelar por supernovas y PNe y es aproximadamente igual durante el primer giga-año de la evolución galáctica. Pero luego el material eyectado por las PNe domina por aproximadamente un orden de magnitud (Rauch et al., 2000).

### 1.3. Modelos de formación de PNe

En los años 60 y 70 se tenía la idea de que las PNe se formaban a partir de las estrellas en la fase RGB (Gigantes Rojas) por una eyección instantánea de la envoltura de hidrógeno y no se creía en la existencia de objetos de transición.

Mientras una formación instantánea parecía obvia para la formación de PNe, el descubrimiento de pérdida de masa a gran escala en la AGB nos lleva a la importancia que tiene esta pérdida de masa en el origen de las PNe y la formulación del modelo de vientos estelares en interacción (ISW, *Interacting Stellar Wind*) (Kwok et al., 1978; Kwok, 1983).

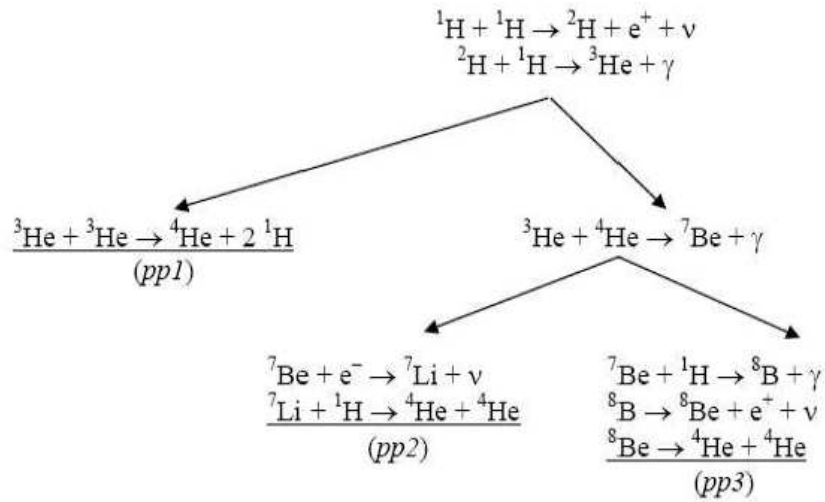


Figura 1.2: La cadena *pp1* es dominante a temperaturas de 10 a 14 MK. Por debajo de 10 MK la cadena produce poco  ${}^4\text{He}$ . La cadena *pp2* es dominante de 14 a 23 MK y la *pp3* cuando exceden los 23 MK.

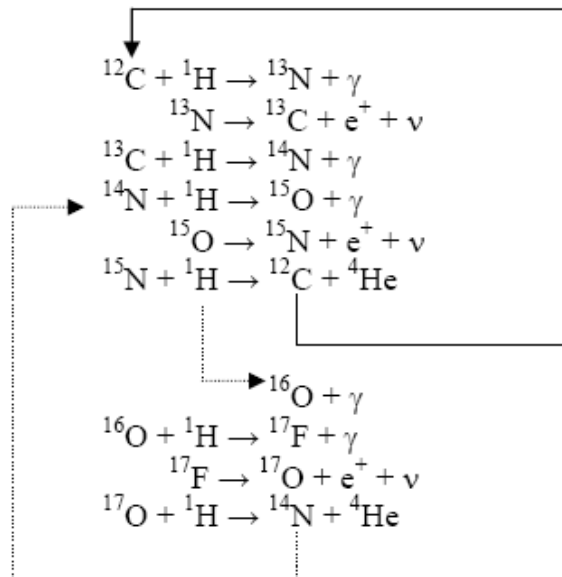


Figura 1.3: Secuencia de reacciones en el ciclo CNO

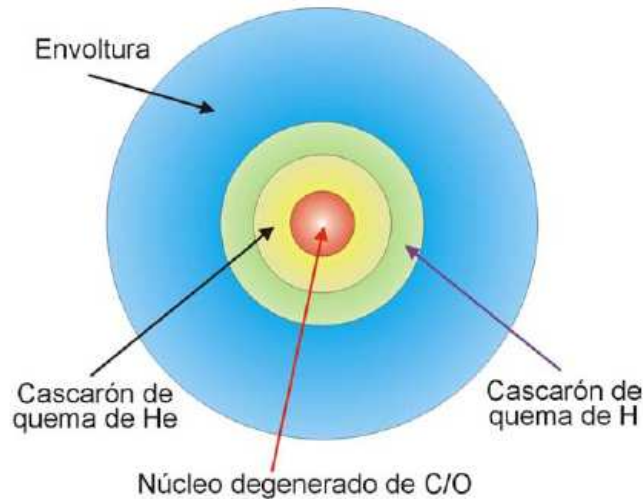


Figura 1.4: Estructura esquemática de una estrella en la fase AGB. El tamaño relativo de las diferentes capas no está a escala.

### 1.3.1. Flujos colimados en PNe

Un hecho que cambió drásticamente las ideas sobre la formación de PNe fue el descubrimiento de flujos o chorros colimados en PNe (Giesecking et al., 1985). La existencia de este tipo de eyecciones, comunes en objetos estelares jóvenes, resultó totalmente inesperada, puesto que no se conocía ningún agente capaz de lograr tan alto grado de colimación en un estado avanzado de evolución estelar. La alta resolución lograda con las imágenes del telescopio espacial Hubble (HST, *Hubble Space Telescope*) no ha hecho sino incrementar de forma continuada el número de PNe con flujos colimados conocidos, a lo que deben añadirse estudios de la cinemática con telescopios terrestres (Miranda y Solf, 1992).

Los flujos colimados en PNe (también llamados en ocasiones *Jets*) son pares de estructuras con simetría puntual y forma de condensación aislada o filamentosa, que muestran un espectro de emisión de baja excitación (cocientes  $[\text{NII}]/\text{H}\alpha > 1$ ) y alta velocidad ( $\approx 100 \text{ km s}^{-1}$ ), con alta colimación tanto espacial (anchura espacial  $\approx 1''$ ) como cinemática (dispersión en velocidades  $\approx 10 \text{ km s}^{-1}$ ). La incidencia de flujos colimados en PNe es creciente. Gonçalves et al. (2001) presentó una lista con más de 50 PNe susceptibles de poseer flujos colimados, todas ellas determinadas a partir de imágenes. Guerrero et al. (2002) publicó otra recopilación de 33 PNe en las cuales había evidencia espectroscópica de la existencia de flujos colimados. La ubicuidad de este tipo de estructuras ha llevado a algunos autores a formular la hipótesis de que las desviaciones de la simetría axial encontradas en numerosas PNe son producidas por la interacción de flujos colimados lanzados en fases tempranas de la evolución nebular con la envoltura en expansión de la nebulosa (Sahai y Trauger, 1998; Soker, 2002; Sahai, 2009).

La envoltura gaseosa liberada por la estrella progenitora está afectada por un conjunto de fuerzas (ver Figura 1.5) que, en gran medida, son las responsables de modelar su morfología. En particular, el campo magnético Galáctico podría ser el causante de la orientación preferencial de las PNe en la Galaxia WD08. Por otra parte, el medio interestelar circundante puede deformar la morfología de la PN de tal manera que la envoltura gaseosa esté totalmente

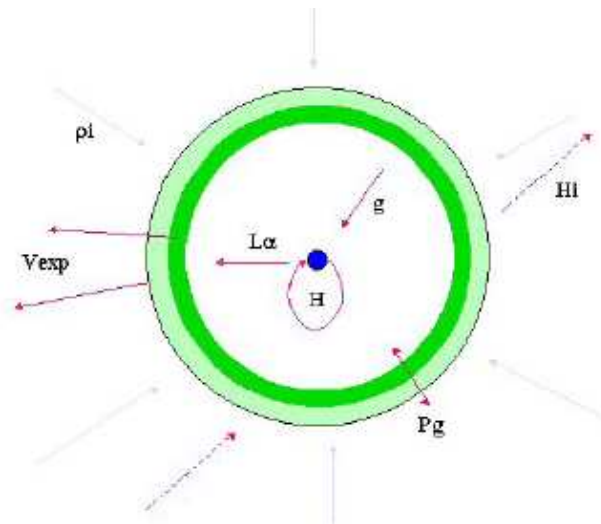


Figura 1.5: Esquema que muestra las fuerzas que intervienen en la deformación de la envoltura nebulosa.  $H_i$  representa el campo magnético Galáctico,  $\rho_i$  es la densidad del medio interestelar,  $P_g$  la presión del gas,  $H$  el campo magnético estelar,  $V_{exp}$  la velocidad de expansión,  $g$  la fuerza de gravedad estelar y  $L_\alpha$  la radiación ionizante.

descentrada con relación a la estrella que la eyectó (Tweedy y Napiwotzki, 1994; Villaver et al., 2004)

Los modelos de formación de PNe se han adaptado para reproducir también la morfología de los chorros. El origen de los flujos colimados es usualmente atribuido a la evolución de la estrella central en la PN en un sistema binario en el que se forma un disco de acrecentamiento tras la fase de envoltura común (Soker y Livio, 1994; Soker, 1998), o bien a la influencia de campos magnéticos (García-Segura, 1997; García-Segura et al., 1999). Dado que ambos mecanismos pueden cooperar en la formación de flujos colimados, existen también modelos donde la binariedad y los campos magnéticos son compatibles (García-Segura y López, 2000).

### 1.3.2. Morfología

Una complicación que hay que tener en cuenta al determinar la morfología de una PN es que ésta depende de la resolución espacial con la cual el objeto fue observado y de la longitud de onda utilizada. En otros casos una fortuita orientación relativa de una PN puede dar lugar a una clasificación morfológica errónea, como en las PNe tipo anillo (p.ej. SuWt 2, Jones et al. (2010)), que podrían ser en realidad PNe bipolares observadas en la dirección de la línea de visión. Para determinar unívocamente la estructura de la nebulosa, la información morfológica se combina con observaciones cinemáticas de las PNe, lo que permite confeccionar modelos tridimensionales de la distribución del gas, y contribuir de esta manera al entendimiento de los mecanismos de pérdida de masa por parte de la estrella progenitora (Miranda et al., 1999; Steffen y López, 2006).

El amplio rango dinámico de las imágenes observadas de PNe con detectores CCD han revelado una estructura muy rica. Además de la envoltura brillante, se pueden observar estructuras externas de bajo brillo superficial. Estas estructuras fueron etiquetadas como cáscaras

externas “Tipo I” y “Tipo II” por Chu et al. (1997) y “cáscara interna, intermedia y halo” por Guerrero et al. (2000).

En un modelo 1-D, el anillo puede ser identificado como la envoltura de alta densidad comprimida por la burbuja caliente, la cáscara como la extensión del frente de ionización, y el halo como el remanente del viento de la AGB. Estas estructuras pueden cambiar con el tiempo según la estrella evoluciona, por ejemplo, “la recombinación de halos” puede emerger cuando la luminosidad estelar está empezando a declinar Tylenda (1983).

Las clasificaciones de PNe vienen acompañadas frecuentemente de datos más precisos de la estructura de la nebulosa, con detalles tales como la presencia de chorros y estructuras filamentosas.

### 1.3.2.1. Clasificación Morfológica

Empezando con el trabajo de Curtis (1918), han existido muchos intentos de clasificación morfológica de las PNe. Sin embargo, todos los esquemas de clasificación sufren de los mismos problemas:

- Dependencia con la sensibilidad: una exposición profunda puede revelar estructuras más tenues, las cuales cambian la clasificación de las PNe. Por ejemplo, el cinturón de una nebulosa bipolar podría clasificarse como elíptica si los lóbulos bipolares son muy débiles para ser detectados. NGC 650-1, Sh 1-89 y SaWe 3 son algunos ejemplos donde su naturaleza bipolar fue descubierta como resultado de imágenes profundas con CCD.
- Dependencia con la línea de emisión observada: la morfología de las PNe observadas en líneas de diferentes iones no es necesariamente la misma, como resultado de la estructura de ionización y efectos de estratificación.
- Efectos de proyección: las clasificaciones morfológicas describen la estructura aparente bidimensional, y no las estructuras intrínsecas de las PNe.

La gran variedad de formas observadas en las PNe puede requerir distintos mecanismos para explicar estas morfologías. Primero, sin embargo, deben establecerse algunas clases comunes para distinguir entre estos mecanismos. De acuerdo con el catálogo de clasificación del IAC (Manchado et al., 1996) las formas morfológicas están divididas en las siguientes clases:

- (R) PNe redondeadas: sin ninguna desviación evidente de la simetría.
- (E) PNe elípticas: muestran una clara desviación de la simetría redonda, con dos ejes de simetría.
- (B) PNe bipolar: muestran una fuerte desviación de la simetría circular con dos lóbulos y un anillo que definen un eje de simetría.
- (Q) PNe cuadrupolar: con un anillo y dos pares de lóbulos.
- (PS) PNe con simetría de punto o central: muestran componentes morfológicas que son simétricas con respecto a su centro geométrico.
- (I) Irregulares

Un ejemplo de PN con simetría redonda y otra bipolar se muestran en la Figura 1.6.

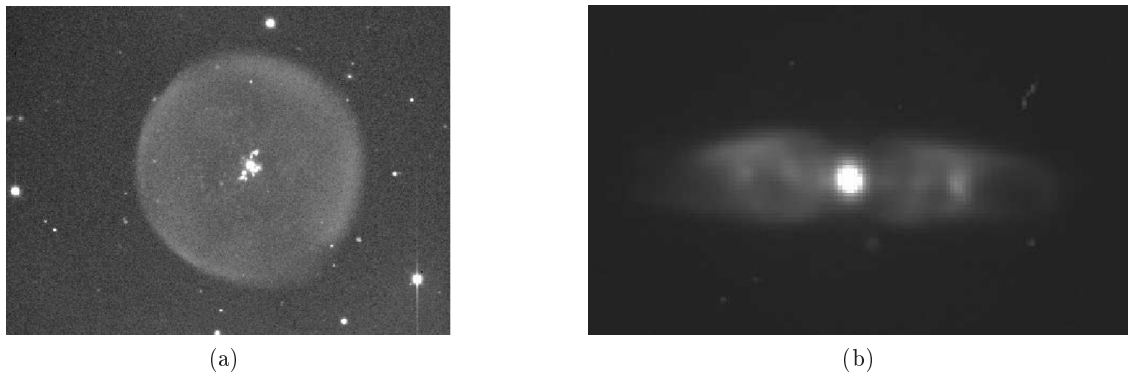


Figura 1.6: Algunos ejemplos de PNe. (a) **A 30** (*Abell 30*) con simetría redonda. (b) **M 2-9** (*Butterfly Nebula*) con simetría bipolar

### 1.3.2.2. Microestructuras

Observaciones recientes, en particular imágenes de alta resolución obtenidas con el HST (Gonçalves et al., 2001), han descubierto un número de microestructuras más allá de las estructuras básicas descritas arriba.

- **FLIERs y jets:** Los FLIERs son pares de pequeños y brillantes knots de gas de baja excitación encontrados a lo largo del eje mayor de las PNe (Balick et al., 1998) mientras que los jets son estructuras lineales (el término jet suele reservarse para aquellos casos en los que hay información cinemática). La existencia de estas componentes sugiere que el flujo podría ser colimado en lugar de esférico.
- **Flujos colimados:** algunas PNe tienen formas extremas bipolares o cilíndricas, sugiriendo que su morfología está formada por un flujo colimado.
- **Estructuras de punto simétricas:** pares de puntos simétricos de “knots” en una estructura en forma de S. En ocasiones se interpretan como BRETs (*Bipolar Rotating Episodic Jets*) que son flujos colimados bipolares de alta velocidad, con pérdida de masa de carácter episódico (e.g. KJPN8, Lopez et al. (1995); NGC 6884, Miranda et al. (1999)). Este tipo de morfología sugiere la existencia de más de un eje polar y el cambio en la dirección del flujo con el tiempo (e.g. NGC 2440, (Lopez et al., 1998); M1-37 y He2-47, (Sahai, 2000)).
- **Anillos y arcos:** Arcos de forma casi perfectamente circular y con una separación relativamente uniforme que envuelven la nebulosa central. Estas estructuras se originan en la fase AGB. La coexistencia de estas características perfectamente circulares con lóbulos bipolares sugiere que los arcos son proyecciones en el cielo de cascarones esféricos. Mecanismos posibles para la creación de tales arcos incluye inestabilidades dinámicas en el viento de la AGB (Deguchi, 1997), perturbaciones por una compañera binaria (Mastrodemos y Morris, 1999) y ciclos magnéticos (Soker, 2000; García-Segura et al., 2001).

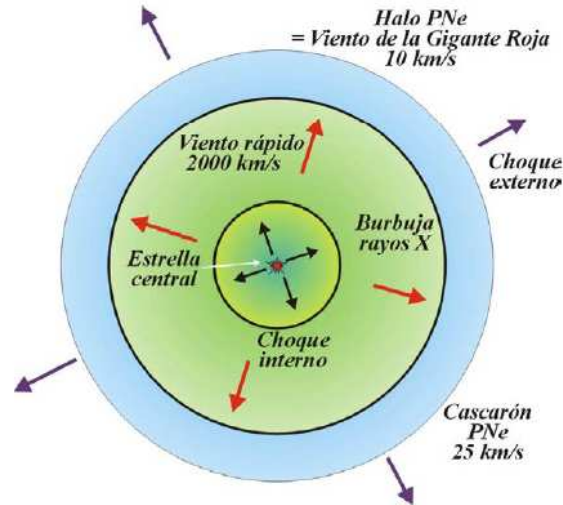


Figura 1.7: El viento estelar rápido se expande libremente hasta que alcanza el choque interno. La envoltura (cascarón PNe) se expande por la presión del gas a altas temperaturas que emite en rayos X.

### 1.3.3. Modelo ISW (Interacting Stellar Wind)

El modelo ISW de vientos estelares en interacción (del inglés, *Interacting Stellar Wind* descrito en §1.2) fue propuesto por Kwok et al. (1978). Es el modelo más aceptado hoy día para explicar la transición de estrella en fase AGB a PN. Según el modelo *ISW*, una PN es el resultado de la interacción entre dos vientos. El primero de ellos es un viento lento y denso que caracteriza la pérdida de masa en la fase AGB ( $v \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ,  $M \sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ) y que se mantiene activo hasta que la estrella expulsa totalmente sus capas más externas. El otro viento es posterior y procede del núcleo expuesto de la estrella, que inicia una eyección de masa rápida y tenue ( $v \sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$ ,  $M \sim 10^{-8} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ). Este viento actúa como un “quitanieves” cuando encuentra el material expelido anteriormente de la estrella. De la interacción de ambos vientos resulta la formación de un frente de choque, dando como resultado una envoltura de mayor densidad que se expande con una velocidad de  $\approx 30 \text{ km s}^{-1}$  y que es fotoionizada por la radiación ultravioleta procedente de la estrella central. Los electrones liberados interactúan con otros iones mediante procesos libre-libre y de recombinación en cascada, produciéndose radiación de menor energía que se detecta como la PN. Como el material externo tiene una densidad mucho menor y es superado por el brillo de la nebulosa interna densa, la envoltura es difícil de detectar. En la Figura 1.7 se ilustra esquemáticamente la formación de una nebulosa según este modelo.

Una PN es un sistema dinámico cuya evolución está estrechamente acoplada a la evolución de la CS a través del flujo del continuo estelar ionizante, de la pérdida de masa y velocidad del viento de la CS y la interacción del viento. La apariencia y estructura de una PN reflejan el acoplamiento dinámico y la evolución de la ionización de la nebulosa. La naturaleza dependiente del tiempo de la evolución de una PN fue incorporada en muchos de los tratamientos simétricamente esféricos del modelo *ISW*. Estos modelos revelan una estructura compleja de densidad, velocidad y temperatura según la nebulosa evoluciona, (Perinotto et al., 1998;

Villaver et al., 2004).

El modelo *ISW* supuso un gran avance, puesto que permitió relacionar las PNe con la fase previa de la evolución estelar, la fase AGB. Del mismo modo reproduce correctamente ciertas características de las PNe tales como la densidad o la velocidad de expansión, y explica coherentemente la formación de PNe con simetría esférica. La terminología más detallada de las PNe fue dada por Frank et al. (1990), quien unificó los términos “núcleo interno (inner core)”, “anillo brillante (bright rim)”, “cáscara (shell)”, “corona (crown)”, “borde (edge)”, “halo y halo iluminado en el limbo” para describir las características morfológicas observadas. Mientras tales estructuras de múltiples cáscaras son difíciles de entender en el modelo clásico, ellas pueden ser reproducidas cuando la evolución de la estrella central es incorporada en el modelo *ISW* (Mellema, 1994; Steffen et al., 1998; Corradi et al., 2000). Sin embargo, las imágenes de PNe, cada vez con mejor resolución espacial pusieron de manifiesto que las PNe con simetría esférica suponían una excepción, puesto que la mayoría de las PNe muestran una morfología elíptica o bipolar, con un eje de simetría claramente definido (ver imágenes de Balick (1987); Schwarz et al. (1992); Manchado et al. (1996)). Esto llevó a Bruce Balick en 1987 a presentar su generalización del modelo de *ISW* conocido como *GISW* (del inglés, *Generalized Interactive Stellar Winds*).

#### 1.3.4. Modelo *GISW* (Generalized Interacting Stellar Wind)

En el modelo *GISW*, Balick introdujo como novedad un gradiente de densidad en el viento lento, de tal modo que la pérdida de masa en la fase AGB no es isótropa, sino que se produce preferentemente en el ecuador. Este disco o toroide ecuatorial sería, pues, el encargado de desviar la eyección de materia, formando nebulosas con simetría axial, de morfología elíptica o bipolar según sea menor o mayor el contraste de densidad entre el ecuador y los polos. Las PNe esféricas representarían el caso de la eyección isótropa de la envoltura de la estrella gigante progenitora. Simulaciones puramente hidrodinámicas en el marco del modelo *GISW* (Icke et al., 1989; Mellema y Frank, 1995), asumiendo un perfil de densidad en el viento de la AGB dependiente de la latitud, reproducen satisfactoriamente la morfología a gran escala observable en PNe.

Varios modelos se han propuesto para explicar la simetría axial del viento AGB, aunque se pueden agrupar en dos tipos. Por un lado tenemos los modelos que consideran el efecto de la interacción entre las componentes de un sistema binario (Morris, 1987; Soker y Livio, 1994). En estos modelos, el sistema binario estaría compuesto por una estrella gigante y una compañera enana. El material expulsado por la gigante es atrapado en un disco de acrecimiento en torno a la estrella enana. El ritmo de pérdida de masa de la estrella gigante se hace tan alto que se forma un disco o envoltura común que circunda el sistema binario. El material acumulado en el plano de acrecimiento formaría el disco colimador de la estructura con simetría axial de la PN. El otro tipo de modelos se basa en la acción del campo magnético, considerando también la rotación estelar rápida (Rozyczka y Franco, 1996; García-Segura, 1997), de manera que se define un eje de simetría en la PN. Hay que decir que estos dos tipos de modelos no son excluyentes entre sí. Morfologías nebulares más complejas (simetría puntual, PNe cuadrupolares, jets o flujos colimados, etc) podrían ser potencialmente explicadas mediante una combinación adecuada de binariedad y campos magnéticos. Existen evidencias observacionales de la existencia del contraste de densidad en nebulosas protoplanetarias (PP-Ne), objetos en la transición de las fases AGB y PN e inmediatas predecesoras de las PNe (e.g., Sahai et al. (2008); Chesneau et al. (2007)). Imágenes recientes de NPPs han encontrado



que muchas de ellas poseen morfología bipolar. Algunas NPPs y PNe jóvenes tienen lóbulos altamente elongados, sugiriendo que el viento rápido está siendo colimado por un disco.

### 1.3.5. Espectros y SED (*Spectral Energy Distribution*)

Desde hace un tiempo relativamente corto se ha podido observar un número significativo de PNe en un amplio rango espectral, cubriendo desde los rayos X hasta radio, lo que ha permitido un estudio sistemático de su distribución de energía (SED, del inglés *Spectral Energy Distribution*). Una PN es un sistema formado por una estrella central, una nube de gas ionizado y una envoltura de polvo. El continuo de la estrella puede aproximarse por la emisión de un cuerpo negro a una temperatura que puede ir desde los 30.000 K a los 200.000 K. La emisión de la nebulosa ionizada está dominada por transiciones ligado-libre, libre-libre, continuo de dos fotones y líneas de emisión producto de la recombinación de iones excitados colisionalmente. Finalmente la emisión del polvo queda bien representada por un continuo térmico de  $\sim 100$  K.

El espectro óptico de una PN consiste de líneas de emisión y de un continuo. Este espectro refleja las condiciones físicas de la nebulosa, especialmente la temperatura y densidad electrónicas, la abundancia de los elementos y el campo de radiación de la estrella central. El espectro de líneas de una nebulosa de baja densidad, en particular de una PN, puede ser dividido en dos grandes grupos: a) aquellas líneas formadas por recombinación de iones a través de la captura de un electrón por un ion cargado positivamente; y b) aquellas líneas formadas por la excitación colisional de un átomo o ion (usualmente por un electrón) seguida por emisión espontánea. La absorción de líneas de radiación por parte de la nebulosa se considera despreciable para todos los niveles de energía  $n \geq 2$ , debido a la muy baja población de estos niveles en las condiciones nebulares.

El mecanismo más importante de formación de líneas de los elementos más pesados que el hidrógeno y el helio es la excitación colisional. Las líneas formadas por este proceso suelen ser tan intensas como las propias líneas del hidrógeno, a pesar de la abundancia muchísimo menor de los elementos involucrados, pues los procesos colisionales son usualmente algunos órdenes de magnitud más rápidos que los procesos de recombinación radiativa. Las líneas excitadas colisionalmente pueden ser tanto permitidas como prohibidas; estas últimas tienen una probabilidad de transición de 5 a 10 órdenes de magnitud inferior al de las líneas permitidas. Sin embargo, las líneas prohibidas dominan el espectro de una PN por dos razones: a) la configuración del nivel fundamental de muchos iones tiene niveles de energía separados por una pequeña diferencia (del orden de  $kT_e$ ), por lo que la radiación emitida se da fundamentalmente en la región del óptico y el ultravioleta cercano (ver Figura 1.8), en tanto que las transiciones permitidas son frecuentemente de mayor energía, lo que hace que aparezcan en el ultravioleta lejano; b) la densidad electrónica es tan baja que la desexcitación colisional es muy baja, permitiendo la desexcitación radiativa. Los elementos más abundantes, como el C, N, O, etc., y sus iones tienen transiciones permitidas lejos del nivel fundamental y no pueden ser excitados por choques de electrones. Sin embargo, estos mismos elementos tienen niveles energéticos con un mismo valor de  $n$ , pero con diferentes valores de  $l$ . Estos términos son estados metaestables muy bajos, generalmente divididos en varios niveles; las transiciones  $D \rightarrow P$  se llaman nebulares, las  $S \rightarrow D$  aurorales, y las  $S \rightarrow P$  transaurorales. Por ejemplo las transiciones del O III y el N II corresponden a la configuración  $PN^2$ , en tanto que las transiciones del O II y el N I corresponden a la configuración  $PN^3$ .

Los mismos procesos físicos que afectan a hidrógeno y helio también ocurren en elementos

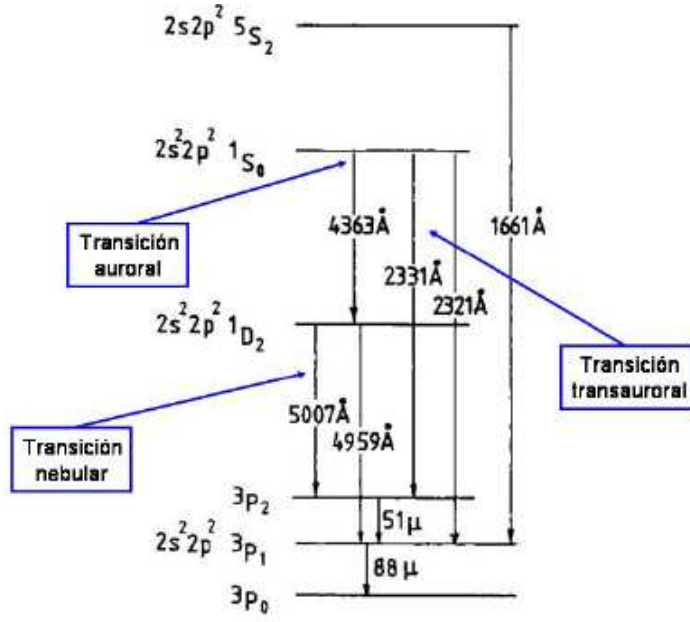


Figura 1.8: Diagrama de niveles de energía que muestra los seis niveles más bajos del ion [O III]. Se indican las longitudes de onda de las líneas observadas más importantes.

más pesados. En estos casos además hay un número de otros procesos que son importantes, como la recombinación dieléctrica o la fluorescencia, donde la longitud de onda de los fotones producidos por un ion coinciden con la transición de otro.

Finalmente, las PNe también emiten un continuo de radiación en todo el rango de longitudes de onda, desde el ultravioleta lejano hasta el radio. La causa de esta emisión en la región del óptico es principalmente la interacción entre electrones e iones de hidrógeno y de helio (transiciones libre-ligado, libre-libre y continuo de dos fotones). Un tratamiento mucho más detallado de la emisión de energía, tanto de líneas como del continuo en las nebulosas planetarias, puede verse en Pottasch (1984).

Debemos notar que el continuo correspondiente a la región del infrarrojo lejano no puede ser explicado por procesos asociados a átomos de hidrógeno o helio. El sorprendente aumento en la emisión nebulosa que se observa a partir de los  $8 \mu\text{m}$  y que tiene su máximo entre 20 y  $40 \mu\text{m}$  se debe a emisión térmica de polvo. Hacia longitudes de onda mayores, el espectro en radiofrecuencias de las PNe es una importante fuente de información ya que, a estas frecuencias, son ópticamente delgadas. El continuo nebuloso es casi enteramente el resultado de transiciones libre-libre originadas por el paso cercano de un electrón a un protón o a un ion de helio. El modelado de esta emisión se ajusta muy bien a las observaciones a partir de la longitud de onda de 1mm.

### 1.3.6. Distribución en la Galaxia de PNe

Se conocen unas 3000 PNe en nuestra galaxia (Parker y Normand, 2003) aunque el número total está aún por determinar, se predicen cantidades que van desde 6000 (De Marco y Moe, 2005) hasta 80000 (Frew y Parker, 2006), lo que implicaría que un gran número de PNe permanecen aún sin descubrir. El principal obstáculo para encontrar nuevas PNe es la alta

extinción interestelar que existe en el plano galáctico, especialmente hacia el centro de la galaxia; la extinción impide detectar los objetos oscurecidos por polvo mediante la técnica estándar de utilizar filtros centrados en las líneas espectrales más intensas del rango óptico, por ejemplo [O III] a 5007 Å ó H $\alpha$ . Por otra parte, las PNe están fuertemente concentradas hacia el disco y núcleo de la Galaxia (Kohoutek y Kuehl, 2001); pero la distribución espacial es desconocida, lo que impide que sea comparada con la distribución observada en otras galaxias. Las observaciones indican que no hay una clara evidencia de que las PNe se concentren en los brazos espirales de la galaxia (Pottasch, 1992), contrariamente a lo que se sospechaba. No sólo en nuestra galaxia se han observado PNe, sino también en galaxias del Grupo Local (Ford et al., 2002), especialmente en las Nubes de Magallanes (Shaw, 2006); incluso se han descubierto PNe intra cúmulos de galaxias (Feldmeier, 2006), lo que da cuenta de una antigua interacción entre galaxias.

En imágenes de alta resolución tomadas por el HST de PNe en las Nubes de Magallanes se encontró que éstas tienen las mismas clases morfológicas que las galácticas, lo cual sugiere que han sufrido similares procesos de formación. Exploraciones intensivas de cúmulos globulares han revelado únicamente 4 PNe en estos cúmulos. Esto no es inesperado, ya que los cúmulos globulares son viejos y contienen principalmente estrellas de poca masa. Como las PNe son el resultado de la pérdida de masa de la AGB, la tasa de nacimiento ( $\sim 1$  PN por año), podría ser una función de la metalicidad y podría diferir en distintos ambientes galácticos. Imágenes de banda ancha en la línea de [O III] han identificado PNe en galaxias tan lejanas como el cúmulo de Virgo, y observaciones espectroscópicas han mostrado que PNe en galaxias externas son similares a las PNe galácticas (Walsh et al., 1999; Richer et al., 2010).

### 1.3.7. Propiedades de las estrellas centrales

Las CS de las PNe tienen temperaturas superficiales por encima de los 25000 K. La alta intensidad del campo de radiación fotosférica de tales estrellas produce dos dificultades mayores para la construcción de modelos atmosféricos:

- Desviación del equilibrio local termodinámico (*LTE*), implicando que las poblaciones en los niveles de energía de los diferentes iones y átomos son determinados predominantemente por transiciones radiativas y no por transiciones colisionales.
- Sustanciales flujos de masa (vientos estelares) como consecuencia de la transferencia del momento de los fotones al gas cuando la radiación es absorbida en las capas más superficiales de la estrella. Es el impacto de este viento estelar sobre la materia más lenta previamente eyectada por la estrella en su fase de gigante roja el que produce las características morfológicas de las PNe.

Para tratar con los problemas anteriores es necesario formular modelos de atmósferas estelares hidrodinámicas, extendidas esféricamente y resolver los problemas de formación de las líneas espectrales involucrando muchos niveles atómicos.

## 1.4. Astronomía de rayos X (Origen y primeras observaciones)

La astronomía de rayos X tuvo sus orígenes en 1885 cuando Röntgen descubrió una radiación a la que llamó X. Esto supuso el comienzo de una nueva revolución científica, el desarrollo de la Teoría Cuántica de la materia y el conocimiento de la estructura del átomo.

La astronomía en rayos X tuvo sus comienzos en 1958, cuando el Sol fue observado en estas longitudes. Posteriormente, en 1962, enviaron el cohete Aerobee, con la finalidad de captar los eventuales rayos X producidos por el impacto de la radiación solar con la superficie de la Luna. Los astrónomos se sorprendieron al encontrar que la radiación buscada no aparecía; en cambio, localizaron una potente fuente de rayos X hacia el centro de nuestra Galaxia, en dirección a la constelación del Escorpión, que luego fue bautizada como Scorpius X-1.

Los rayos X tienen longitudes de onda comparables al tamaño de un átomo los convierte en la herramienta más adecuada para estudiar la estructura atómica. A pesar de su capacidad para atravesar gran cantidad de materiales, la radiación X emitida por los astros con energía típicamente menores que, por ejemplo, la radiación usada en medicina para obtener radiografías, es incapaz de llegar a la superficie de la Tierra debido a la existencia en las capas altas de gases que la absorben. Por lo tanto el desarrollo de esta rama de la Astronomía ha estado supeditado al avance de la tecnología aeroespacial.

El origen de la Astronomía de rayos X podría situarse en 1938, cuando varios científicos sugirieron que la ionosfera terrestre era el resultado de la ionización que producían en las capas altas de la atmósfera las radiaciones X y ultravioleta de la corona solar. Esta hipótesis pudo probarse once años después gracias a las posibilidades que ofrecían los cohetes V-2 (antiguos cohetes militares alemanes) capaces de elevarse más que los globos y de transmitir los datos durante el vuelo antes de caer de nuevo a la superficie. En 1962 un grupo de científicos industriales de Cambridge, Massachussets, diseñó un experimento para probar varios detectores de rayos X que estudiarían la fluorescencia de rayos X solares producida por la Luna por medio de un pequeño cohete que podía permanecer unos minutos fuera de la atmósfera. Aunque el experimento fue un éxito, no detectaron rayos X de la Luna, pero sí detectaron la primera fuente de rayos X fuera del sistema solar, *Sco X-1* en la constelación de *Escorpión* junto con una radiación de fondo observada cuando los detectores no apuntaban a ningún objeto. Los primeros cálculos mostraron que el brillo integrado de la radiación del fondo de rayos X era 1000 veces más intenso que la del Sol. Nada parecido había sido predicho por ningún astrónomo y la fascinación inicial por este insólito descubrimiento guió a varios astrónomos a iniciar propiamente el campo de la astrofísica de rayos X. Tan solo tres años más tarde y a pesar de las grandes dificultades tecnológicas, ya se conocían más de treinta fuentes emisoras de rayos X fuera del sistema solar.

Tras varios años de importantes avances tecnológicos y científicos, en 1970 fue lanzado desde Kenia el primer satélite dedicado íntegramente a la astronomía de rayos X, el Uhuru, cuyo principal objetivo era generar el primer catálogo del cielo completo en rayos X. En los siete años que siguieron al lanzamiento del Uhuru, otros satélites con detectores de rayos X fueron puestos en órbita: *Copernicus*, los *Orbiting Solar Observatories*, el *Vela 5-A*, el alemán *ANS*, el británico *Ariel V*, el *SAS-C* y el japonés *Hakucho*. Agosto de 1977 marcó el fin de la era de los pequeños satélites espaciales, con el lanzamiento del *HEAO-1 (High Energy Astrophysics Observatory)* a bordo del cual iban instrumentos capaces de localizar las fuentes de rayos X, estudiar su variación temporal y ver la distribución de su emisión en un amplio rango de energías.

El 13 de Noviembre de 1978 se lanzó el *HEAO-2*, más conocido como *Einstein*, el primer satélite con un verdadero telescopio de rayos X capaz de focalizar estos fotones y que disponía de la resolución espacial ( $\sim 1'$ ) necesaria para encontrar la contrapartida de las fuentes en otras longitudes de onda. El telescopio que llevaba constaba de dos espejos concéntricos, el mayor de 58cm de diámetro, y tenía cuatro instrumentos detectores. Durante aproximadamente dos años y medio, *Einstein* detectó miles de nuevas fuentes y produjo una gran cantidad de

resultados.

Tras *Einstein*, otros satélites han sido lanzados por diferentes países para explorar el cielo de rayos X, *EXOSAT*, *Ginga*, *ROSAT*, *ASCA*, *XTE*, *SAX* y, más recientemente, *Chandra* y *XMM-Newton*, la mayoría dotados ya de telescopios. Con ellos ha sido posible realizar exposiciones profundas, muestreos de todo el cielo y estudios de las fuentes emisoras de rayos X en una amplia banda de energía, lo que ha permitido aumentar el conocimiento de los procesos de emisión y de la naturaleza de las fuentes y el fondo difuso.

El número de fuentes de rayos X que encontramos en el Universo es muy abundante y diversa. La astronomía de rayos X es una disciplina joven y que se enfrenta a problemas nunca antes planteados por la astronomía clásica. Estos problemas entran en el campo de muchas otras disciplinas, pero todas ellas relacionadas con diferentes aspectos de la física. La comprensión de los estados extremos de la materia, representados por las estrellas de neutrones, los agujeros negros, los haces de partículas emitidos a velocidades relativistas por los cuasares o el entendimiento de la materia oscura, son algunas de las grandes cuestiones que llevarán a un entendimiento más completo de la realidad física que nos envuelve.

### 1.4.1. Observatorios: Einstein, ASCA, ROSAT, Chandra y XMM-Newton

#### 1.4.1.1. Descripción de los detectores

La evolución experimentada por los instrumentos de observación de los satélites de rayos X afectó tanto a la forma de recoger y focalizar los fotones como a las propiedades de los detectores con que dichos fotones interaccionan. Los primeros satélites destinados a la astronomía de rayos X (*Uhuru*, *HEAO-1*) colocaban colimadores sobre los contadores proporcionales que actuaban como detectores para mejorar la resolución angular. Estos colimadores eran simplemente unas láminas metálicas que producían un patrón de difracción dependiente del tamaño y posición de la fuente. Sin embargo, debido a que este mecanismo limita la zona del cielo desde la que pueden llegar fotones al detector, se pierde toda la información espacial por lo cual no es posible la obtención de imágenes. Los detectores dotados de rejillas recogen una sólo medida en toda la superficie de colección, enmascarando la información angular en escalas menores que la apertura angular del colimador. Las características que podrían resumir toda la clase de instrumentos colimadores utilizados en los satélites son:

- Resolución angular limitada.
- Sensibilidad moderada.
- Susceptibilidad a la confusión de fuentes en escalas angulares de unos pocos grados.

Paralelamente al desarrollo de los colimadores se iba avanzando en el desarrollo de sistemas de focalización de rayos X basados en la idea de que los rayos X pueden focalizarse por reflexión si inciden en la superficie reflectora de forma rasante, a diferencia de los telescopios ópticos donde la incidencia es perpendicular. La forma de las superficies reflectantes de los telescopios de rayos X son similares a tubos cilíndricos con las caras internas siguiendo curvas parabólicas e hiperbólicas. La ventaja de este sistema es la posibilidad de obtener imágenes al preservar la información acerca de la dirección de incidencia de los fotones. El rango de energías en que trabajan estos telescopios es menor al de los instrumentos colimadores debido a que los fotones de muy alta energía atraviesan los espejos, pero no son reflejados.

Independientemente de cuál sea la técnica observacional utilizada para explorar el cielo de rayos X, el resultado de la medida depende finalmente de las propiedades del detector con

el que interaccionan los fotones colimados. Entre los detectores empleados en las misiones espaciales más relevantes se encuentran los contadores proporcionales, las placas microcanal y los detectores de estado sólido.

Los *contadores proporcionales* contienen un volumen de gas en los cuales se mantiene una diferencia de potencial entre dos electrodos. La radiación que entra en el detector ioniza el gas en su recorrido y los electrones producidos son atraídos hacia el electrodo positivo. El tamaño del pulso de salida del contador es proporcional al número de pares electrón-ión originados por la ionización y por tanto también a la energía de la radiación. Los IPCs (*Imaging Proportional Counters*) son contadores proporcionales capaces de registrar la posición de cada fotón incidente, por lo que pueden construirse imágenes bidimensionales. Los SPCs (*Scintillation Proportional Counters*) son contadores proporcionales de gas centelleante que consiguen una resolución en energías doble que la de los contadores convencionales.

Las *placas microcanal (MCP)* son dispositivos para producir imágenes de alta resolución (elemento de resolución de 12–25  $\mu\text{m}$ ), pero carecen de respuesta espectral. Los fotones de rayos X incidentes golpean la superficie frontal de una delgada capa de cristal formada por un número muy elevado de tubos de calibre muy fino, generalmente alineados perpendicularmente a la superficie. Los electrones secundarios que se producen son acelerados hacia los tubos por el voltaje aplicado, golpeando las paredes y produciendo una cascada de electrones. La señal producida, con un factor de multiplicación de la carga de hasta  $10^6$  (si las placas microcanal están colocadas en línea), se lee en un ánodo resistivo situado detrás de la placa.

Los *detectores de estado sólido (CCD)* para astronomía están formados por una superficie de minúsculos píxeles depositada sobre una fina capa de un material semiconductor, generalmente silicio. Cuando la luz incide en esta superficie, cada pixel responde a los fotones recibidos con la producción de electrones. La carga eléctrica se genera en cada pixel de forma proporcional a la cantidad de radiación incidente. Tras una exposición, los “paquetes” de carga son extraídos de la superficie y la carga acumulada en cada pixel leída fila a fila. La ventaja de este tipo de dispositivos es su mayor eficiencia cuántica, la linealidad de su respuesta, su estabilidad durante largos períodos de tiempo y su amplio rango dinámico. En Astronomía de rayos X, no es preciso que integren porque un fotón a estas energías produce suficiente carga eléctrica para ser medido de forma individual. Por tanto, las CCDs proporcionan la energía, posición y tiempo de llegada de cada fotón de rayos X y son el detector preferido en la actualidad.

#### 1.4.1.2. Breve reseña de observatorios de rayos X

##### **HEAO–2 *Einstein***

El HEAO–2, lanzado por la NASA en Noviembre de 1978 y rebautizado *Einstein Observatory* ya en órbita, fue el primer telescopio verdadero de rayos X, con una resolución angular de unos minutos de arco, un campo de visión de decenas de minutos de arco y una sensibilidad  $\approx 100$  veces mayor que cualquier otra misión previa. Estuvo en órbita hasta Abril de 1981 y constaba de cuatro instrumentos:

- IPC (*Imaging Proportional Counter*) era un contador proporcional sensible a la posición con buena eficiencia, cobertura total del plano focal y resolución espacial y espectral moderadas.
- HRI (*High Resolution Imaging*) era una placa microcanal capaz de proporcionar alta resolución temporal y espacial sobre los 25' centrales del plano focal, pero sin resolución

espectral.

- SSS (*Solid State Spectrometer*) era un detector de estado sólido criogénicamente enfriado colocado en el foco del telescopio con muy buena resolución espectral, limitada por el ruido y prácticamente independiente de la energía en el rango 0.5–4.5 keV.
- MPC (*Monitor Proportional Counter*) era un contador proporcional colimado y con una resolución  $\sim 20\%$  a 6 keV.

### ROSAT

El observatorio de rayos X *ROSAT* (*Röntgen SATellite*) lanzado en Junio de 1990, fue el resultado de un programa de colaboración entre Alemania, USA y Gran Bretaña. El equipamiento científico lo constituyen dos experimentos, el X-Ray Telescope XRT y la Wide Field Camera (WFC). El XRT consta de un conjunto de 4 espejos anidados y dos instrumentos en su plano focal: el HRI, muy parecido al de Einstein, aunque con mayor eficiencia de detección, y los PSPC, contadores proporcionales sensibles a la posición. El HRI está formado por dos placas microcanal en cascada, tiene poca resolución en energías y una resolución temporal del orden de 61  $\mu$ s. El primero de los PSPC utilizado fue el PSPC-C, destinado a la fase de verificación y a gran parte del muestreo completo del cielo (“All-Sky Survey”) hasta que se produjo su destrucción el 25 de Enero de 1991, siendo reemplazado por el PSPC-B con el que se realizaron observaciones puntuales de fuentes. La WFC consta de tres espejos anidados que focalizan los rayos X de muy poca energía y los UV lejanos en una placa microcanal.

### ASTRO-D ASCA

El satélite ASCA fue la cuarta misión de astronomía de rayos X japonesa. Lanzado en Febrero de 1993, se perdió el control en 2000 y reentró en la atmosfera en Marzo de 2001. ASCA estaba equipado con 4 telescopios de rayos X de gran área. En el foco de dos de ellos se encuentran los GIS (Gas Imaging Spectrometer, Ohashi et al. 1991), contadores proporcionales por centelleo de gas, y en el foco de los otros dos los SIS (Solid-state Imaging Spectrometer, Gendreau 1995), cámaras CCD. ASCA fue la primera misión de astronomía de rayos X que usó CCDs.

### CHANDRA

El observatorio de rayos X *Chandra* (CXO, *Chandra X-Ray Observatory*) combina un eficiente telescopio de rayos X de alta resolución con instrumentos de imágenes y espectroscopía de avanzada tecnología. El telescopio fue lanzado por NASA con éxito a bordo del transbordador espacial Columbia el 23 de Julio de 1999 y llamado así en honor del físico indio Subrahmanyan Chandrasekhar.

La órbita del satélite *Chandra* es altamente elíptica, 133.000 km y 16.000 km de apogeo y perigeo, respectivamente, con lo que se consigue estar más de un 85% del tiempo orbital de 64 horas y 18 minutos por encima de los cinturones de radiación terrestre de Van Allen. De este modo se consiguen observaciones ininterrumpidas de más de 55 horas, haciendo que el tiempo de observación sea más prolongado y eficiente que el de otros satélites situados en órbitas bajas. *Chandra* puede observar el cielo en rayos X con una resolución angular de 0.5 segundos de arco. El sistema del telescopio consiste en 4 pares de espejos y la estructura que lo soporta. El Observatorio de rayos X *Chandra* lleva los siguientes instrumentos: *Advanced CCD Imaging Spectrometer* (ACIS), *High Resolution Camera* (HRC), *High Energy Transmission Grating Spectrometer* (HETGS) y *Low Energy Transmission Grating Spectrometer* (LETGS). En la Figura 1.9 se muestra el observatorio y varios de sus principales componentes.

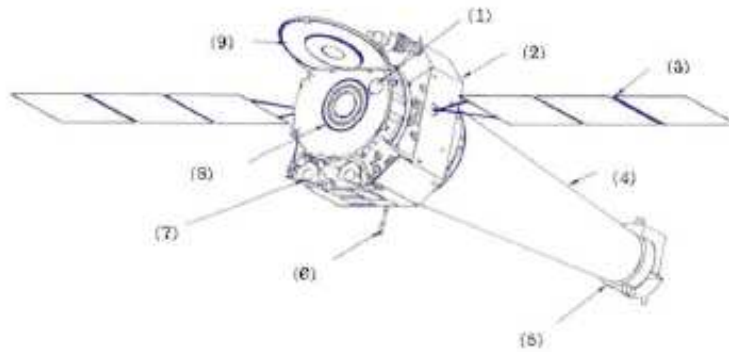


Figura 1.9: *Chandra* y sus componentes: (1) Cámara de orientación; (2) Módulo espacial; (3) Paneles Solares; (4) Telescopio; (5) Módulo de instrumentos científicos; (6) Antena; (7) Propulsores; (8) Complejo de espejos de alta resolución (HRMA); (9) Puerta protectora de radiación solar.

El instrumento de mayor interés para este trabajo es ACIS. ACIS está formado por dos componentes denominadas ACIS-I y ACIS-S (ver Figura 1.10). La primera consiste en un conjunto de 4 CCDs que cubren un campo de  $16'.9 \times 16'.9$  y la segunda, con un total de 6 CCDs, cubren un campo de  $8'.3 \times 50'.6$ . Los detectores de ACIS-I y cuatro de los seis detectores de ACIS-S reciben iluminación frontal (FI, *Front Illuminated*), mientras que los otros dos reciben iluminación trasera (BI, *Back Illuminated*). Los detectores BI son sensibles a más bajas energías que los FI y tienen una resolución energética que es prácticamente independiente de la posición. Los FI son más eficaces a altas energías, pero su resolución espectral es inferior y varía notablemente con la posición.

La función de los instrumentos es almacenar el número, posición, energía y tiempo de llegada del fotón incidente. Esta información que queda registrada en lo que se conoce como fichero de eventos, puede ser usada para hacer una imagen en rayos X o para el estudio de las propiedades de la fuente, tales como su temperatura, a través de su espectro.

#### **XMM-NEWTON**

El XMM-Newton (*X-ray Multimirror Mission*) es un observatorio espacial de rayos X nombrado en honor de Sir Isaac Newton. Con el nombre preliminar de *High Throughput X-ray Spectroscopy Mission*, fue lanzado por ESA el 10 de diciembre de 1999 desde Kourou por un Ariane 5 y colocado en una órbita muy excéntrica (Figura 1.11) que le lleva hasta casi un tercio de la distancia de la Luna, en la que tarda unas 48 horas en completar una vuelta a la tierra. El satélite pesa 3800 kg, mide 10 m de largo y unos 16 de ancho con los paneles solares desplegados. Tiene tres telescopios de rayos X (Figura 1.12), cada uno con 58 espejos concéntricos tipo Wolter I, diseñados de manera que se maximiza su área colectora. Los espejos de XMM están entre los de mayor eficiencia jamás desarrollados, lo que sumado a la elevada sensibilidad de sus detectores le hace capaz de detectar fuentes de rayos X extremadamente débiles. A cambio no tiene la extraordinaria resolución espacial de *Chandra*. XMM-Newton lleva a bordo los instrumentos: EPIC (*European Photo Imaging Cameras*)



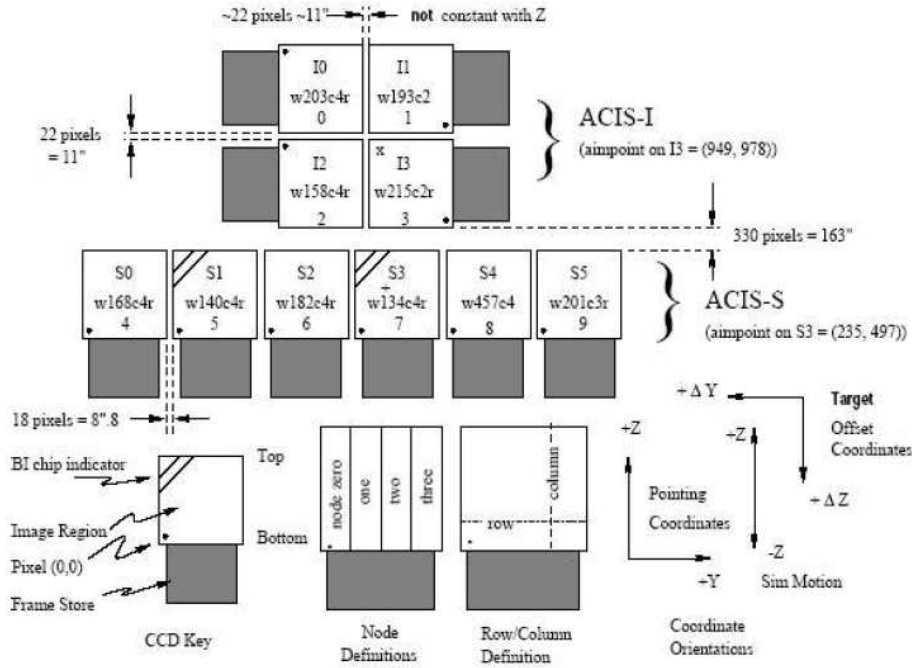


Figura 1.10: Diagrama de posiciones de las CCDs en el instrumento ACIS a bordo de *Chandra*

EPIC-MOS y EPIC-pn, tres cámaras de rayos X, RGS (*Reflection Grating Spectrometer*) y OM (*Optical/UV Monitor*). Dada la sensibilidad de EPIC-MOS y EPIC-pn, usaremos observaciones con estos instrumentos. La forma de estos se puede ver en la Figura 1.13.

## 1.5. Fuentes de rayos X en el Universo

El origen básico de la emisión en rayos X en el medio interestelar se encuentra en la energía cinética asociada a vientos estelares o material eyectado a altas velocidades. Algunos ejemplos se dan en:

- Restos de supernovas.
- Burbujas en torno a estrellas masivas (wind-blown bubbles).
- PN: Viento rápido y tenue que choca a un viento lento y denso.

Cuando un viento rápido o flujo colimado choca algún material mas o menos inerte, deposita en él parte de su energía. Si  $\delta V$  es la diferencia entre la velocidad antes y después del choque, la energía que puede depositar un protón es tal que puede alcanzarse una temperatura:

$$T = \frac{1}{2} m \delta V^2 k^{-1} \quad (1.1)$$

Si  $\delta V > 130 \text{ kms}^{-1}$  entonces  $T > 10^6 \text{ K}$ . Por tanto, que la velocidad observada sea superior a  $\sim 100 \text{ kms}^{-1}$  es un requisito indispensable para observar emisión en rayos X. En una primera

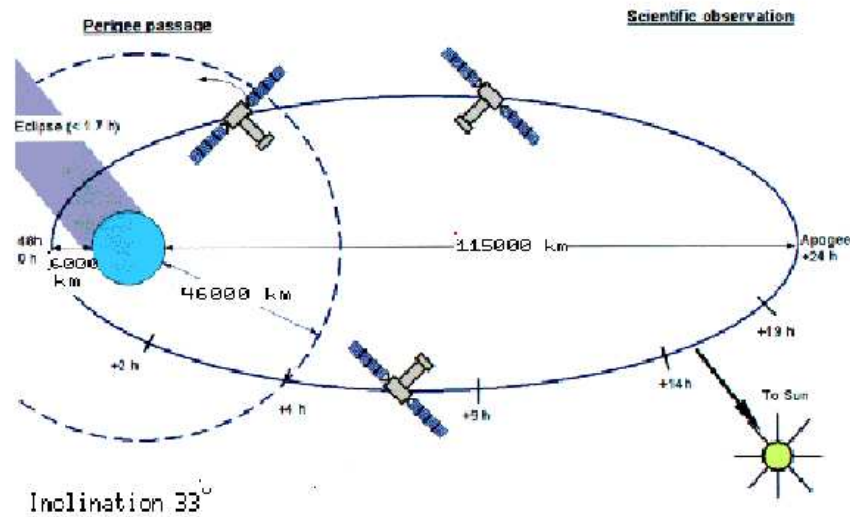


Figura 1.11: Esquema de la órbita de XMM-Newton

aproximación, el choque ha de ser considerado como adiabático, aunque algunos procesos tales como la conducción de calor y la evaporación de material en la interfase enriquecen la física del problema. Otra posibilidad es que sea en la onda de choque que se propaga hacia dentro donde se den las condiciones apropiadas para la emisión en rayos X.

El universo visto en el rango de los rayos X difiere notablemente del observado en el rango óptico. La cantidad de fuentes de rayos X en el universo es muy abundante y variada como muestra la Figura 1.14. Como la emisión en rayos X denota siempre la existencia de partículas de muy alta energía, la imagen del cielo a estas longitudes de onda revela las regiones del Universo donde las partículas poseen altas energías debido a fuertes campos magnéticos, explosiones violentas, altas temperaturas o campos gravitatorios muy intensos. Las fuentes de rayos X más luminosas en nuestra galaxia son los productos de estrellas masivas que han colapsado en forma de estrellas de neutrones o agujeros negros. Otras fuentes intensas de rayos X son las burbujas gigantes de gas caliente producidas en explosiones de tipo Supernova. Las enanas blancas y el gas caliente de las capas exteriores de las estrellas normales son fuentes menos intensas de rayos X.

Las atmósferas interiores más calientes, o coronas, de las estrellas como nuestro Sol, producen rayos X. La capa más interna de la atmósfera de una estrella se conoce como corona y está formada por un gas sometido a altas temperaturas. La mayor cantidad de la radiación emitida por las coronas estelares son rayos X, debido a la alta temperatura a la que está sometida. Aunque la emisión de rayos X de las coronas supone sólo un pequeño porcentaje de la energía total radiada por las estrellas, las coronas estelares son un laboratorio cósmico ideal para poder investigar cómo se produce el plasma en la naturaleza y cómo los campos magnéticos interactúan con él para producir las luminosas protuberancias que pueden emitir

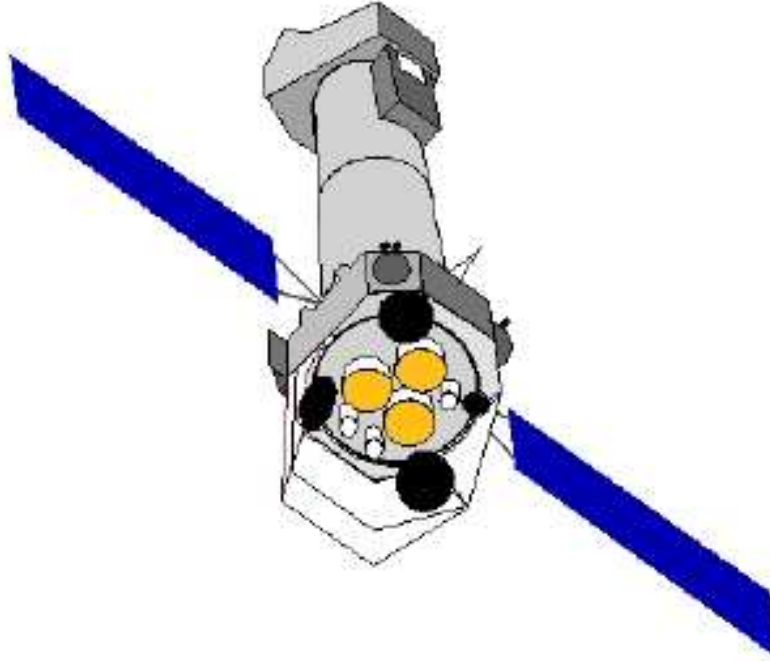


Figura 1.12: XMM–Newton y sus componentes

tanta energía como un millón de bombas de hidrógeno juntas. Las protuberancias más intensas pueden alterar las comunicaciones por radio y producir las conocidas auroras boreales

Las **binarias de rayos X** son las fuentes X más brillantes de nuestra galaxia. Aunque históricamente fueron detectadas primero en esta longitud de onda, en realidad pueden emitir radiación en prácticamente todo el espectro electromagnético, desde radio a rayos X. Las binarias de rayos X son sistemas dobles en los que una estrella y un objeto compacto (agujero negro o estrella de neutrones) orbitan en torno al centro de masas del sistema; dada la proximidad entre ambos objetos, es posible que una cierta cantidad de gas circunestelar, o parte de la envoltura estelar de la estrella compañera entre en la zona de influencia gravitatoria del objeto compacto y sea atraída hacia la superficie de éste. En el proceso de acrecimiento de materia por el objeto compacto, parte de la energía potencial gravitatoria de la materia acreetada es disipada en forma de radiación electromagnética. La naturaleza de la estrella compañera determina la modalidad de transferencia de masa al objeto compacto, así como las propiedades ópticas del sistema. Los sistemas binarios de rayos X se han clasificado históricamente en función de la masa de la estrella compañera en dos grupos: sistemas de alta y baja masa.

- **Binarias de rayos X de alta masa:** Las binarias de rayos X de alta masa son sistemas jóvenes, fundamentalmente localizados en el plano galáctico, en los que un objeto compacto, generalmente una estrella de neutrones, orbita una estrella masiva ( $M > 10M_{\odot}$ ) de tipo espectral temprano (O/B). En estos sistemas, la emisión óptica está dominada por la estrella masiva. La transferencia de masa al objeto compacto se produce mediante vientos estelares. El campo magnético de la estrella de neutrones suele ser intenso y

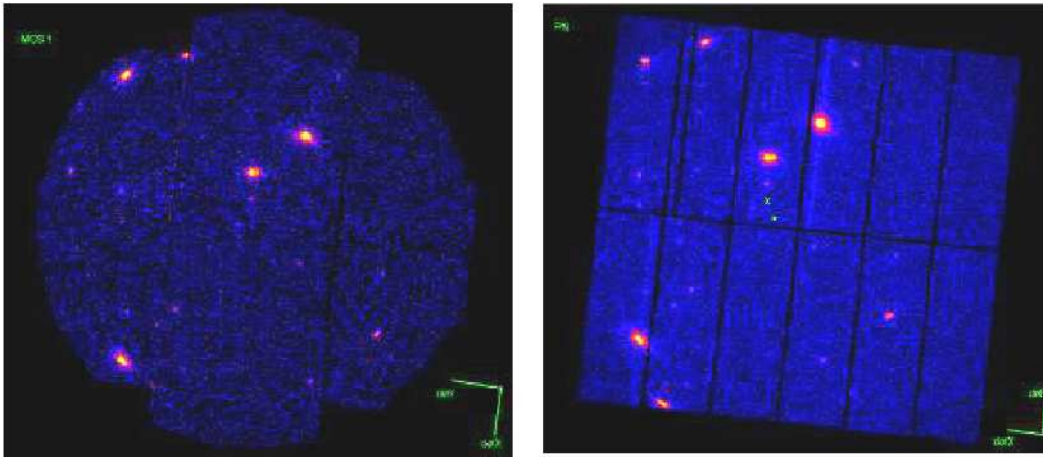


Figura 1.13: Campo de visión de EPIC–MOS y EPIC–pn respectivamente

canaliza el flujo de materia hacia los polos magnéticos, al chocar contra la superficie de la estrella de neutrones, convertirá su energía potencial gravitatoria en energía térmica.

- Binarias de rayos X de baja masa:** Las binarias de rayos X de baja masa son sistemas más viejos, en los que la estrella compañera tiene tipos espectrales más tardíos que A, y masas inferiores a  $1M_{\odot}$ . La distribución espacial de estos sistemas está concentrada en el centro galáctico. La transferencia de materia se produce cuando la estrella compañera, al evolucionar en la Secuencia Principal, alcanza la superficie del lóbulo de Roche. Ésta es la superficie equipotencial más pequeña que envuelve a los dos objetos. En ella existe un punto crítico, el punto interno de Lagrange, a través del cual la materia puede ser transferida desde la estrella compañera al objeto compacto.

Las estrellas más masivas de  $10M_{\odot}$  evolucionan rápidamente hasta producir en su interior hierro, el más estable de los elementos. Cuando todo el material presente en el núcleo ha sido ya convertido en hierro, el núcleo colapsa si la masa supera el límite de Chandrasekhar, dando lugar a una **estrella de neutrones** o a un **agujero negro** si la estrella es extremadamente masiva. La energía liberada en el colapso de las regiones centrales calienta las capas exteriores de la estrella, que son expulsadas a grandes velocidades ( $\sim 10.000 \text{ km s}^{-1}$ ) dando lugar a lo que se conoce como **remanentes de supernovas**.

Si la masa del núcleo que queda tras la explosión de una supernova es aún mayor que el límite de Chandrasekhar ( $\approx 1.4M_{\odot}$ ), el núcleo no es estable ya que la presión de degeneración de los electrones es insuficiente para compensar la fuerte gravedad. Por tanto, el colapso continúa hasta que la densidad alcanza el valor de  $10^{17} \text{ kg m}^{-3}$  y los protones y electrones se combinan en forma de neutrones. El objeto colapsado se denomina entonces **estrella de neutrones**. En los objetos aún más compactos, la gravedad resulta tan intensa que ninguna otra fuerza puede impedir que el objeto siga colapsando hasta producir una singularidad (un agujero negro) de la que no puede escapar la radiación electromagnética. Los agujeros negros se detectan por la emisión principalmente en rayos X de la materia que cae hacia ellos mientras gira rápidamente alrededor del agujero en un disco de acreción.

Las **galaxias** son fuentes espacialmente extensas en las que la emisión de rayos X procede de las fuentes discretas (binarias de rayos X, SN y SNR, coronas estelares, poblaciones estelares

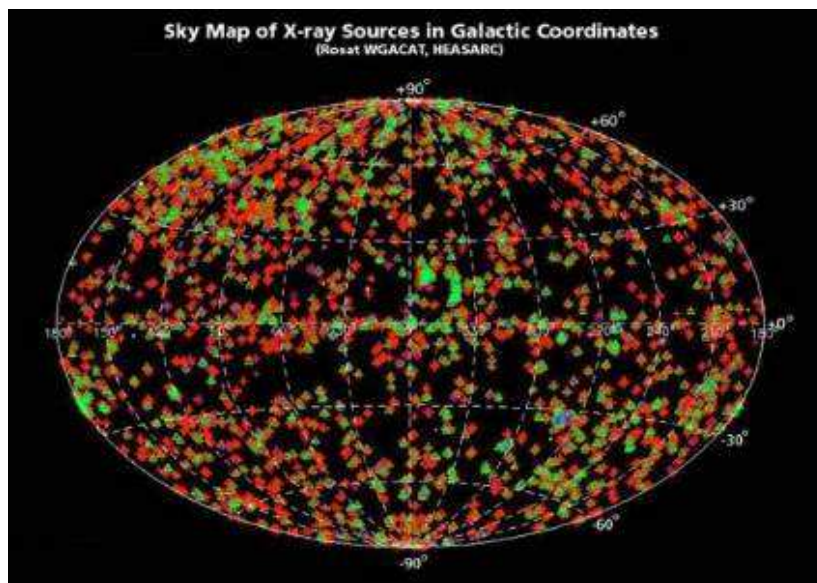


Figura 1.14: Mapa de las fuentes de rayos X detectadas en el universo.

muy jóvenes, etc), de componentes gaseosas, en el caso de las galaxias activas, de la región del núcleo. Las fuentes de rayos X más brillantes en las galaxias se encuentran en los brazos, discos, bulbos y cúmulos globulares de las galaxias espirales (Fabbiano, 1989).

El cometa **LINEAR** es conocido por haber explotado cuando pasó cerca del Sol en Julio de 2000, aunque el evento no es comparable con una llamarada solar o una explosión de supernova. Esta explosión no fué un evento tan violento como para esperar una gran emisión de rayos X. Sin embargo, las imágenes enviadas por *Chandra* revelan un resplandor en rayos X rodeando la parte del núcleo cometario orientada hacia el Sol. El frío núcleo es invisible en las longitudes de onda correspondientes a los rayos X, pero el gas que lo rodeaba emitía rayos X de forma altamente variable (Figura 1.15). La interacción entre el viento solar, con numerosos iones de C y O, y el material neutro de los cometas se conoce como reacciones de intercambio de carga (se explicará en la sección §1.5.1). Su espectro está compuesto por líneas sin continuo (Figura 1.16).

Este resultado aparentemente contradictorio, emisión de rayos X de una masa de nieve cósmica, no sorprendió a los investigadores que estudiaban al cometa *LINEAR*. Esto había sido observado en otro cometa hace cuatro años atrás, cuando *ROSAT* descubrió emisiones de rayos X provenientes de la vecindad del cometa *Hyakutake*.

### 1.5.1. Emisión de rayos X en PNe

Como ya hemos visto en §1.2, las PNe constan de material estelar expulsado por estrellas con masas comprendidas entre 1 y  $8 M_{\odot}$ . Hacia el final de la fase AGB, estas estrellas experimentan pérdidas de abundante masa y expulsan la mayor parte de su envoltura estelar a través de un viento AGB lento y denso. El material eyectado es posteriormente ionizado por la estrella central y se convierte en una PN. A medida que la PN se expande, el núcleo estelar, compuesto principalmente de carbono y oxígeno, va a evolucionar hacia la etapa de enana blanca. Cuando el núcleo estelar caliente está expuesto al viento AGB lento, con

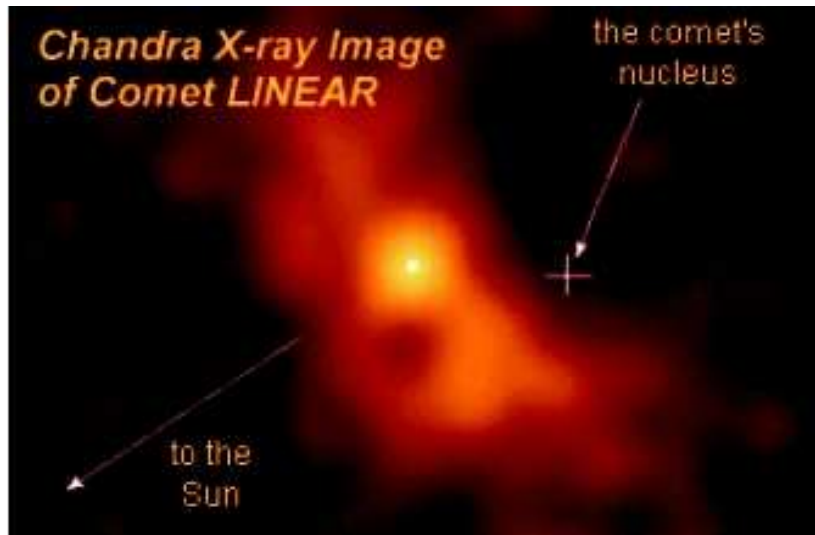


Figura 1.15: Imagen *Chandra* del cometa LINEAR

velocidades terminales  $5\text{-}30 \text{ km s}^{-1}$  (Eder et al., 1988), este es reemplazado por un viento estelar rápido con velocidades terminales  $1.000\text{-}4.000 \text{ km s}^{-1}$  (Cerruti-Sola y Perinotto, 1985; Guerrero et al., 2010).

Este viento rápido barre al viento lento AGB para formar una PN (Kwok, 1983). En esta interacción de vientos estelares (modelo ISW), la estructura física de una PN sería similar a la de una burbuja, como el modelo de (Weaver et al., 1977), que comprende una cavidad central llena de viento chocado rápido con temperaturas de  $10^7\text{-}10^8 \text{ K}$  (burbuja caliente), una cáscara densa de viento AGB barrido a  $10^4 \text{ K}$ , y una envoltura exterior de viento AGB en expansión (Mellema y Frank, 1995; Zhekov y Perinotto, 1998; Steffen et al., 2008). Ejemplo Figura 1.17 de Steffen et al. (2008). La mezcla turbulenta o la conducción de calor disminuye la temperatura del gas caliente a  $10^6\text{-}10^7 \text{ K}$  y aumenta su densidad para que se den las condiciones óptimas para la emisión de rayos X blandos. Por lo tanto, la observación de rayos X del gas caliente chocado en una PN nos proporciona un medio directo para examinar la interacción del viento estelar rápido con el viento AGB y para investigar la transferencia de energía y momento en la envoltura de la PN.

La observación de rayos X en el gas caliente en los interiores de las PNe pueden confundirse con las emisiones de rayos X de la estrella central de las PNe. Cierta número de estrellas centrales de PNe se han detectado como fuentes de rayos X. Existen tres mecanismos posibles generalmente aceptados para la producción de estos rayos X:

- Las fotosferas de las CS de algunas PNe son lo suficientemente calientes para producir rayos X suaves.
- Una CSPN puede tener compañera de tipo tardío con regiones coronales que producen rayos X de más alta energía.
- Emisiones de rayos X de alta energía pueden originarse por choques dentro del viento estelar con una temperatura de  $\approx 10^6 \text{ K}$ .

Si consideramos el modelo de plasma ópticamente delgado apropiado para emisiones de

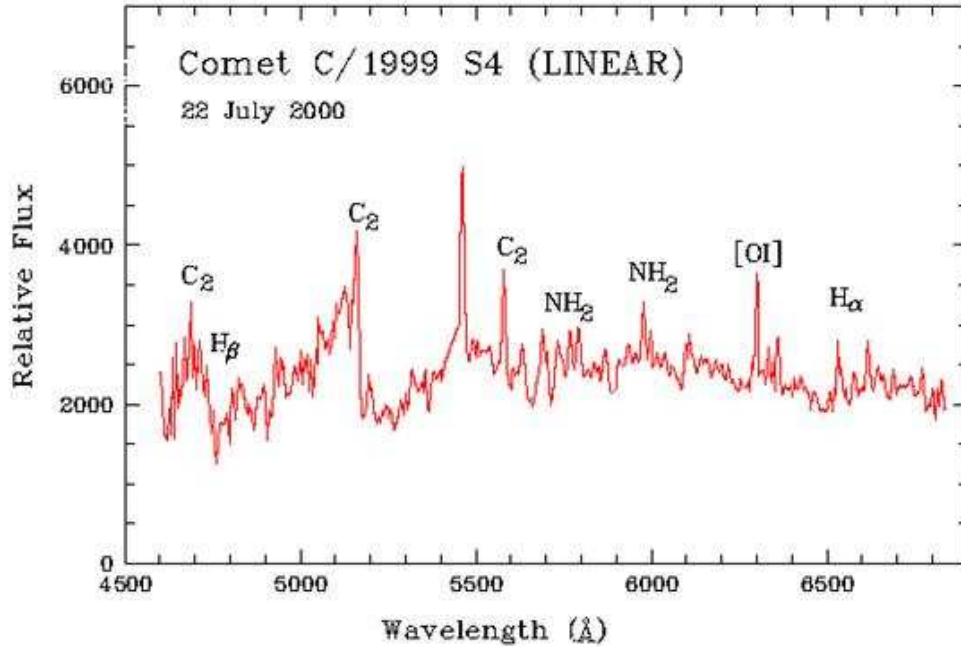


Figura 1.16: Espectro del cometa *C/1999 S4 (LINEAR)* en el momento de su máximo brillo.

gas difuso (Mewe et al., 1986), este incluye mecanismos de emisión de continuo (radiación de frenado o Bremsstrahlung) y mecanismos de emisión de líneas de varios elementos. En un espectro de rayos X, el continuo da información de la velocidad de los electrones (bremsstrahlung térmico) y las líneas y su intensidad dan información de los iones.

- Bremsstrahlung (radiación de frenado o radiación libre-libre). Emisión de radiación electromagnética que se produce cuando una partícula cargada es acelerada. La energía del fotón emitido depende de la velocidad de la partícula y también de la distancia relativa entre las dos partículas interactuantes. Cuanto mayor sea la velocidad de la partícula incidente, mayor será su energía cinética y por tanto mayor será la energía que puede transformarse en forma de onda electromagnética. Pero no hacen falta velocidades relativistas para obtener mediante el frenado de partículas cargadas, fotones de alta energía comprendidos entre la gama de rayos X y rayos gamma.

Los electrones libres en un plasma interactúan con iones y protones continuamente, generando emisión libre-libre (Figura 1.18).

La distribución de la radiación de frenado resultante de esta situación física se describe mediante una distribución de probabilidad con la forma que muestra la Figura 1.19, que se conoce como espectro continuo de rayos X o espectro de emisión de frenado (bremsstrahlung).

La emisión de bremsstrahlung térmico es una situación típica que podemos encontrar en el universo en sistemas gaseosos que se encuentran sometidos a elevadas temperaturas. En esas condiciones los átomos gaseosos se encuentran ionizados y sometidos a vibraciones térmicas muy elevadas, lo que implica altas velocidades de los iones y electrones que

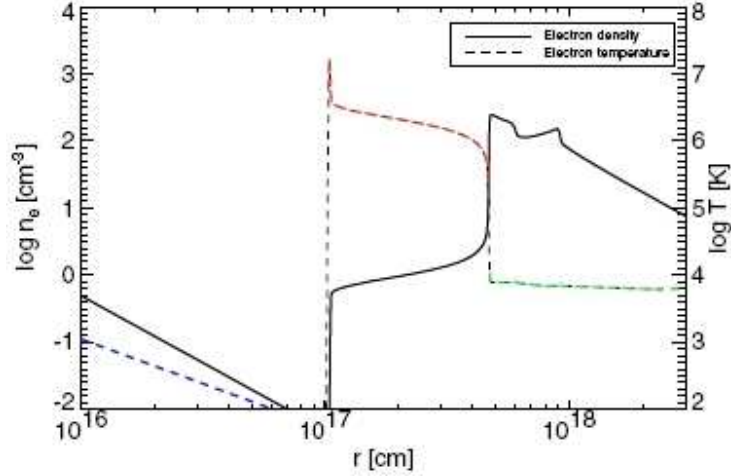


Figura 1.17: Perfiles radiales de densidad electrónica (línea sólida) y temperatura (línea punteada) para un modelo con:  $0.565 M_{\odot}$  de masa en su estrella central en  $t = 12107$  años, con  $L = 3455 L_{\odot}$ ,  $T_{\text{ef}} = 69906$  K. El choque del viento es de  $10^{17}$  cm, el frente de conducción en  $r = 4.5 \times 10^{17}$  cm. Teniendo en cuenta los diferentes rangos de densidad electrónica (Steffen et al., 2008).

lo constituyen. Si consideramos la emisión de un sistema que se encuentre a una temperatura de  $10^7$  K, podemos estimar la velocidad media de las partículas considerando que la energía térmica del sistema se transforma en movimiento o energía cinética de las partículas, es decir, sus velocidades siguen una distribución de Maxwell-Boltzmann (1.2)

$$f(v) = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 \exp \left[ \frac{-mv^2}{2kT} \right] \quad (1.2)$$

La probabilidad de que se produzcan colisiones ión-electrón o electrón-electrón es muy elevada y por tanto la emisión de rayos X también deberá serlo.

- Mecanismos de emisión de líneas. Reacciones de intercambio de carga (CXRS).

Proceso en el que un átomo neutro transfiere un  $e^-$  a un ión, que queda en un estado excitado, seguido de una transición al estado fundamental (Figura 1.20). Típicamente, el ión neutro es hidrógeno (en la práctica, la única alternativa es helio), de modo que este mecanismo queda limitado allí donde H neutro coexiste con plasma a altas temperaturas.

El flujo de átomos neutros se puede escribir como:

$$S(v_i) = n_i n_0 f_i(v_i) \int \sigma_{CX} |\nu_i - \nu_0| f_0(\nu_0) d^3 \nu_0 \quad (1.3)$$

Donde  $n$  es la densidad;  $f$  la función de distribución;  $\nu$  la velocidad y  $\sigma_{CX}$  la sección eficaz de intercambio de carga. Los subíndices  $i$  y  $0$  corresponden a iones y átomos



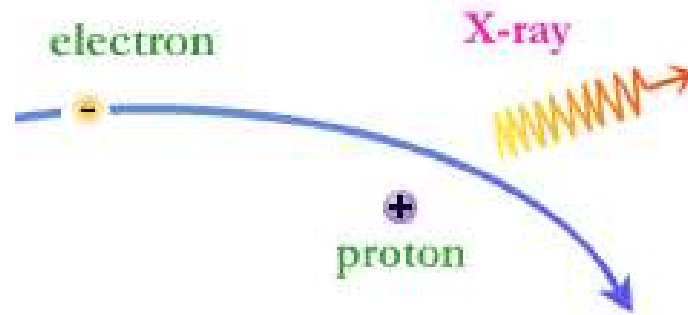


Figura 1.18: Colisión entre un electrón y un protón.

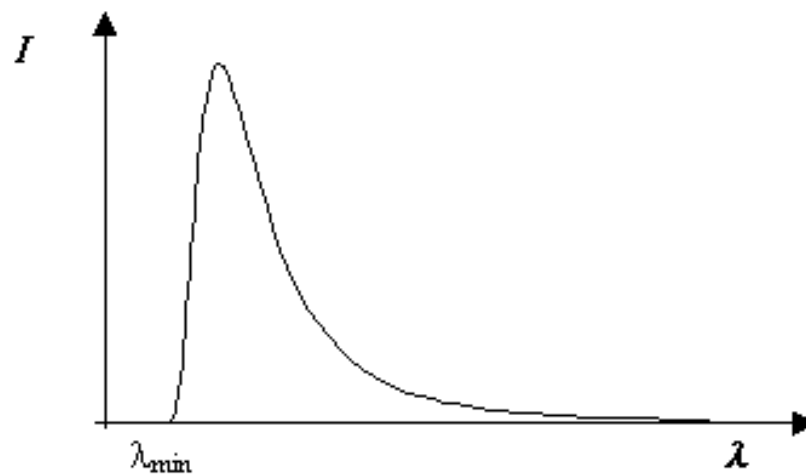


Figura 1.19: Espectro de emisión continuo de rayos X (bremsstrahlung).

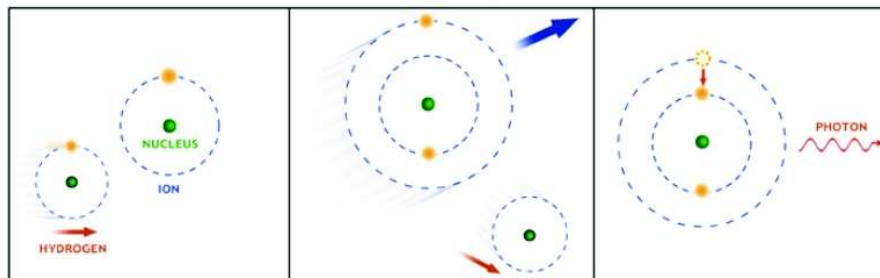


Figura 1.20: Reacciones de intercambio de carga (CXRS)

neutros respectivamente. Esta ecuación puede escribirse respecto a la tasa de reacciones de intercambio de carga y resulta:

$$\boxed{S(\nu_i) = n_i n_0 \langle \sigma_{CX} \nu_i \rangle f_i(\nu_i)} \quad (1.4)$$

Observaciones con *ROSAT* mostraron indicios de emisión difusa en rayos X en unas pocas PNe (Guerrero et al., 2000). Sin embargo, no fue hasta la llegada de *Chandra* y *XMM-Newton*, con una gran resolución espacial y espectral, y sensibilidad, cuando fuimos capaces de detectar el gas caliente en el interior de las PNe. *Chandra* y *XMM-Newton* han resuelto la emisión de rayos X en un buen número de PNe (por ejemplo, Kastner et al. (2000, 2001); Chu et al. (2001); Guerrero et al. (2002, 2005)) y reveló una inesperada emisión de rayos X duros de las estrellas centrales de varias PNe que pueden proceder de la emisión coronal de compañeras binarias invisibles o al choque de los vientos estelares (Guerrero et al., 2001; Kastner et al., 2003; Montez et al., 2010).



## Capítulo 2

# Motivación y objetivos de esta Tesis

### 2.1. Introducción

Las nebulosas planetarias (PNe) se forman hacia el final de la evolución de las estrellas de masa baja e intermedia, lo que constituye una importante fracción de las estrellas de cualquier galaxia. Una PN es básicamente la envoltura de esas estrellas que ha sido eyectada y subsecuentemente ionizada por la estrella central que está iniciando su evolución hacia enana blanca. La complejidad y simetría de sus formas hace de las PNe objetos astronómicos de extraordinaria belleza, pero también el escenario perfecto para estudiar las interacciones de poderosos vientos estelares e intensos campos de radiación.

En el primer capítulo de este trabajo se ha hecho una introducción donde se describen las fases finales de la evolución de estas estrellas, los modelos de formación y evolución de las PNe y los mecanismos de emisión de rayos X de estos objetos, haciendo especial referencia a los modernos observatorios de rayos X, *Chandra* y *XMM-Newton*. Para poner en contexto las observaciones en rayos X de PNe, que difieren notablemente de las realizadas en rangos espectrales menos energéticos, también se describió brevemente los orígenes de la astronomía de rayos X y sus primeras observaciones. El progreso experimentado por los instrumentos de observación de los satélites de rayos X en los últimos años ha sido espectacular, lo que ha permitido nuevos y más profundos estudios de las PNe en este rango espectral. A continuación se describen las razones que han motivado la realización de esta tesis, así como los objetivos concretos que se persiguen.

### 2.2. Motivación y Objetivos

Los resultados publicados hasta la fecha de observaciones *Chandra* y *XMM-Newton* de PNe han proporcionado gran cantidad de información sobre la presencia, distribución espacial y condiciones físicas del gas caliente en el interior de estos objetos. Sin embargo, la mayor parte de esas observaciones, con la salvedad del reciente trabajo de Kastner et al. (2012), se centran en un número pequeño de PNe, una en la mayor parte de los casos (e.g., Chu et al. (2001); Montez et al. (2005)). Esto hace muy difícil la comparación de observaciones en rayos X de PNe, dado que el análisis de dichas observaciones no es homogéneo y los productos que se detallan no son compatibles. Por ejemplo, el rango espectral usado por diferentes autores para determinar los valores de flujos o de luminosidades suele ser dispar, lo que hace en la práctica imposible una comparación entre estos valores para diferentes fuentes. Además, un número

importante de observaciones de PNe no se han divulgado, dado que dichas observaciones no detectan emisión difusa en rayos X. Por otro lado, los archivos de datos de *Chandra* y *XMM-Newton* incluyen gran cantidad de observaciones de PNe observadas serendípicamente, es decir, observaciones de otras fuentes que incluyen de forma casual una PN en el campo de visión del instrumento.

El análisis estadístico de todas esas observaciones puede aportar valiosa información para investigar las predicciones de los modelos de formación de burbujas calientes en PNe. Son muchas las cuestiones que pueden ayudarnos a responder un estudio de este tipo: **¿Qué PNe contienen gas caliente en su interior capaz de emitir en rayos X y cuáles no? ¿Cuándo es una PN detectable en rayos X con la presente tecnología? ¿Cómo evoluciona el gas caliente en una PN?** Para responder a estas cuestiones, en el capítulo tercero de esta tesis se ha hecho uso de observaciones de PNe en los archivos de *Chandra* y *XMM-Newton* que se han analizado de forma homogénea, haciendo uso de las más recientes calibraciones. Esto último nos ha permitido una mayor precisión en el estudio de la emisión de estos objetos, dado que las calibraciones usadas son mucho más fiables para energías por debajo de 1.0 keV, donde se encuentra la mayor parte de la emisión en rayos X de una PN. La búsqueda de observaciones de rayos X de PNe en los archivos de *Chandra* y *XMM-Newton* nos ha permitido investigar las propiedades en rayos X de 79 PNe, de las que 64 no habían sido previamente estudiadas.

Una de las predicciones clave del modelo de formación y evolución de PNe por la interacción de vientos estelares es la presencia de material a altas temperaturas que está atrapado en el interior de la cavidad central de la PN. Es lo que se conoce como la “burbuja caliente”. Dicho plasma a altas temperaturas debe ser detectable en rayos X, pero además su altísima presión térmica debe tener importantes efectos en la estructura nebular. El plasma dentro de la burbuja caliente actúa como un pistón y el material nebular es barrido, formándose una capa delgada de alta densidad y gran emisividad en el óptico. Mientras, el material nebular más externo aún no es afectado por la alta presión de la burbuja caliente y mantiene su estructura, creándose una morfología de múltiples capas. **¿Es realmente ésta la estructura de una PN? ¿Cuáles son realmente los efectos del gas caliente en la estructura de la PN?** Para responder a estas preguntas, es preciso llevar a cabo un estudio completo de la estructura física de una PN, pero este estudio necesita la obtención de observaciones en múltiples rangos espectrales, por lo que nunca antes se había hecho. Por esta razón, se ha estudiado en el capítulo cuarto de esta tesis una PN cercana con baja extinción y estructura de doble capa, NGC 3242, para la cual se obtuvieron observaciones en rayos X con *XMM-Newton* del gas caliente en su interior que se estudiaron conjuntamente con observaciones espectroscópicas e imágenes ópticas de las capas externas. La comparación de las propiedades térmicas y la presión de cada capa nos proporcionarán una visión detallada de los efectos del gas caliente en la estructura de una PN.

El modelo de formación y evolución de PNe por la interacción de vientos estelares tiene otras implicaciones para la estructura de las PNe. La existencia de gas a muy altas temperaturas ( $>10^6$  K) contenido en la burbuja caliente en contacto con el cascarón brillante de material ionizado a menor temperatura ( $\simeq 10,000$  K) hace suponer que, entre ambas capas, se desarrolle una interfase a temperaturas intermedias ( $10^5$  K –  $3 \times 10^5$  K). En dicha capa es de esperar que se produzcan importantes procesos físicos de conducción del calor del viento estelar chocado hacia la capa externa y de evaporación de material frío de esta capa dentro de la burbuja caliente. La mezcla del viento estelar chocado con el material frío nebular y la pérdida de energía por la transferencia de calor de electrones hace que el plasma emisor en

rayos X baje su temperatura y aumente su densidad. Esto permite que se den las condiciones óptimas necesarias para que se emitan rayos X suaves, como en efecto se detectan en PNe.

La presencia de una capa de conducción puede diagnosticarse mediante la detección de líneas ultravioletas de O VI, dado que este ión se espera sea abundante en plasmas con temperaturas  $\sim 3 \times 10^5$  K. Hasta la fecha, la muestra de PNe que presentaban emisión de rayos X suaves y una capa de conducción estaba reducida a un único objeto, NGC 6543 (Gruendl et al., 2004). **¿Es realmente esta capa de conducción un elemento común en las PNe con emisión en rayos X?** Si esto fuera así, sería de esperar una correlación entre la detección de emisión suave en rayos X en PNe y la presencia de líneas ultravioletas de O VI. Para ello, en el quinto capítulo de esta tesis se ha abordado un estudio conjunto de observaciones *Chandra* en rayos X y *FUSE* en el ultravioleta lejano obtenidas expresamente para tres PNe, IC 418, NGC 2392 y NGC 6826. Dicho estudio se ha completado con datos de los correspondientes archivos para otras siete PNe, obteniéndose una visión global de la correspondencia entre burbuja caliente y capa de conducción en PNe. El caso de NGC 2392 ha resultado ser especialmente enigmático, como se describe en dicho capítulo, por cuanto la estrella central no parece ser capaz de aportar la energía necesaria para producir la emisión de rayos X observada.

Finalmente, existe un tipo de PNe cuya formación, al menos en sus fases más recientes, difiere notablemente del escenario propuesto por el modelo de interacción de vientos. Se trata de PNe cuyas estrellas centrales experimentan un último estallido termonuclear en sus superficies, ya en momentos tardíos de la expansión nebulosa ( $\tau_{\text{dyn}} > 10,000$  años) y con la estrella central en la fase post-AGB. En esos exclusivos casos, las reacciones termonucleares en la capa de hidrógeno superficial alimentan la capa adyacente hasta alcanzar la masa crítica e iniciar la fusión de helio. Este estallido produce la eyección de material altamente procesado y una expansión de las estrellas que las hace retomar las características de gigante roja. Inmediatamente después, en pocos años o décadas, las estrellas desarrollan un nuevo viento estelar que interacciona con el material procesado eyectado durante el estallido de helio.

En estos objetos, que se conocen como PNe vueltas a nacer (*born-again PNe*), nos encontramos con material altamente procesado a muy poca distancia de la estrella central y que interacciona con su potentísimo viento estelar. Es esta una situación diferente a la de las burbujas calientes de PNe, donde la transición entre el viento lento y denso AGB y el viento rápido y ténue post-AGB se hace en escalas temporales mucho más extensas. **¿Se producirá también en estos exóticos objetos emisión en rayos X? ¿Serán los mismos procesos físicos los responsables de esta emisión, o las peculiares condiciones de estos sistemas permitirán otros procesos alternativos para la producción de gas caliente?** Existía evidencia de emisión en rayos X en Abell 30, uno de los objetos de esta clase, pero las pruebas no eran concluyentes. Para confirmar esa emisión y responder a las preguntas previas, se ha investigado en el sexto capítulo de esta tesis el caso de Abell 30 usando observaciones *Chandra* y *XMM-Newton*. Los resultados obtenidos nos han permitido indagar en procesos físicos alternativos a la producción de emisión en rayos X en PNe.



## Capítulo 3

# Bases de datos de Nebulosas Planetarias en rayos X

### 3.1. Introducción

Como se ha mencionado en el capítulo introductorio, las observaciones en rayos X de PNe en busca de emisión extensa resultan clave para determinar la acción del viento estelar rápido y de flujos colimados en la formación y evolución de PNe. Una de las predicciones básicas del modelo de interacción de vientos es la formación de una burbuja caliente con gas emisor en rayos X en la cavidad interior de las PNe. En su interacción con el viento estelar lento de la fase de gigante roja, una onda de choque se propaga en el viento estelar rápido y calienta el material a temperaturas de hasta  $10^8$  K. Dicho gas es muy tenue y difícil de detectar, pero, en la interfase con el material nebular (más frío, a  $10^4$  K), la evaporación de éste dentro de la burbuja caliente reduce la temperatura e incrementa la densidad, alcanzándose condiciones óptimas para la emisión de rayos X suaves.

La emisión en rayos X de PNe había sido ya detectada a mediados de los años 80 por los satélites *Einstein* y *EXOSAT* (e.g., de Korte et al. (1985); Tarafdar y Apparao (1988); Apparao y Tarafdar (1989)). Todas esas detecciones, sin embargo, pueden ser interpretadas como la emisión en rayos X suaves procedente de la fotosfera de sus estrellas centrales calientes (Guerrero et al., 2000).

La emisión extensa en rayos X de las PNe no es intensa y, por tanto, la detección de esta emisión no resulta fácil. Durante la década de los 90, *ROSAT* y *ASCA* obtuvieron observaciones de más de 60 PNe, de las que sólo unas pocas mostraron cierta evidencia de emisión difusa. Usando datos del *Rosat All-Sky Survey (RASS)*, Kreysing et al. (1992) anunció la detección de emisión marginalmente resuelta en rayos X en NGC 6543 y de emisión compatible con una fuente puntual en BD+30°3639 cuya distribución espectral indicaba temperaturas de más de  $2 \times 10^6$  K, como luego confirmarían observaciones obtenidas por *ASCA* (Arnaud et al., 1996). Otras PNe fueron también identificadas como extensas por Kreysing et al. (1992), pero luego resultaron detecciones espúreas causadas por el corto tiempo de integración y por defectos en la calidad de imagen de *ROSAT* a bajas energías. Posteriormente, Leahy et al. (1994) hallaron emisión en rayos X duros ( $\approx 0.8$  keV) asociada a la región central de NGC 7293, la Nebulosa de la Hélice, y Chu y Ho (1995) detectaron emisión marginalmente resuelta en las regiones centrales de A 30. En ambos casos, la forma espectral de dicha emisión era incompatible con la emisión fotosférica de la estrella central, como en el caso de BD+30°3639 descrito por



Kreysing et al. (1992).

Una vez que fue hecho público el archivo de datos de *ROSAT*, Guerrero et al. (2000) hicieron una búsqueda exhaustiva de todas las observaciones de PNe obtenidas por el instrumento PSPC de dicho satélite. La muestra finalmente estudiada incluía 63 PNe de entre las que 20–25 % presentó emisión en rayos X. Esto incluye 13 detecciones seguras y tres posibles detecciones a un nivel de  $2\sigma$ . Todas las fuentes de rayos X en esas PNe se concentraban en torno a la estrella central y realmente la resolución espacial de *ROSAT* PSPC,  $\approx 30''$ , no era suficiente para discernir su naturaleza como fuente puntual o extensa. Sin embargo, en 5 fuentes la distribución espectral de la emisión en rayos X era claramente inconsistente con la emisión fotosférica suave de la estrella central. Estas fuentes eran BD+30°3639, LoTr 5, NGC 6543, NGC 7009 y NGC 7293.

Realmente la emisión extensa en rayos X contenida en el interior de PNe no pudo ser detectada sin ambigüedad hasta la puesta en operación de los observatorios de rayos X *Chandra* y *XMM-Newton*, gracias a la gran sensibilidad y resolución espacial de sus telescopios y detectores. Las observaciones de *Chandra* y *XMM-Newton* han producido imágenes de rayos X y espectros de baja resolución de PNe que se han podido usar para determinar la distribución espacial y las propiedades físicas del gas caliente en estos objetos. Se ha podido así detectar la emisión difusa en rayos X del viento estelar chocado en el interior de PNe (e.g., NGC 6543, Chu et al. (2001)) y la emisión asociada con flujos colimados rápidos de alta velocidad (e.g., Hen 3-1475, Sahai et al. (2003)). Las observaciones realizadas con *Chandra* y *XMM-Newton* han servido también para confirmar la naturaleza puntual de la emisión en rayos X duros en NGC 7293, la cual parece asociarse a su estrella central o a una región circumestelar no resuelta (Guerrero et al., 2001). A estos resultados, obtenidos a título individual para un cierto número de PNe, se ha sumado el esfuerzo colectivo del proyecto *ChanPlaNS* (*Chandra Planetary Nebula Survey*), con el que se están obteniendo observaciones *Chandra* para una muestra completa de PNe hasta una distancia de 1.5 Kpc. Resultados preliminares de este proyecto para 21 PNe fueron presentadas por Kastner et al. (2012), anunciándose nuevas detecciones de emisión difusa en cuatro fuentes y nueve detecciones de fuentes puntuales.

Los resultados de las observaciones de *Chandra* y *XMM-Newton* han proporcionado gran cantidad de información sobre la distribución y condiciones físicas del gas caliente en PNe, lo que permite que investiguemos la estructura física de las PNe en su totalidad y la forma en la que un flujo colimado transfiere su energía mecánica a la envoltura nebulosa. Sin embargo, la comparación de observaciones de PNe no es fácil, ya que el análisis de diferentes observaciones en rayos X no es homogéneo. Además, un número importante de observaciones de PNe, que no han detectado emisión difusa en rayos X, no se han divulgado, pero el análisis estadístico de estas puede aportar valiosa información.

Los archivos de datos de *Chandra* y *XMM-Newton* incluyen gran cantidad de observaciones de PNe que, o bien no han sido reportadas porque no se ha detectado emisión, o que corresponden con observaciones serendípicas. Estas observaciones serán el objeto del presente estudio. A continuación describimos en detalle la naturaleza de los datos de rayos X de estos observatorios y el método analítico seguido. Tras ello detallamos nuestra búsqueda de observaciones de rayos X de PNe en los archivos de *Chandra* y *XMM-Newton* y los resultados obtenidos.

## 3.2. Estructura de los Datos de Rayos X

Los fotones de rayos X tienen tan alta energía,  $0.1 \text{ keV} \leq E \leq 12.4 \text{ keV}$ , que resulta posible detectarlos de forma individual. Además, salvo para una reducida fracción de fuentes, el flujo de fotones incidentes es tan pequeño que su detección debe hacerse individualmente. Esto es especialmente cierto para las nuevas misiones como *Chandra* y *XMM-Newton*, dada su extraordinaria resolución espacial. Los detectores de rayos X cuentan fotones individuales y miden su energía, en oposición con la mayor parte de los detectores usados en otras longitudes de onda que miden el flujo (número) de fotones incidentes. Los datos de rayos X están compuestos por listas (archivo) de eventos que es la interacción de un fotón de rayos X con el detector, donde los atributos de esta interacción son  $(E, t, x, y)$ :

- Energía: canal (channel), PHA (del inglés, *Pulse Height Amplitude*), PI (del inglés, *Pulse Invariant*)
- Tiempo
- Posición: en coordenadas del detector o del cielo
- Atributos secundarios: estado/flag, grado/patrón....
- PHA (pulse height amplitude): Unidad de ingeniería que describe la carga integrada de un evento registrado en el detector por un píxel (o por una "isla de píxeles"). No se conserva PHAs, sino PHA integrado y GRADO. Una tabla de ganancias da la conversión  $\text{PHA} \rightarrow E$  para cada posición (detx, dety).
- PI (pulse invariant): Número entero relacionado con la energía de un evento. Para *Chandra* ACIS:  $\text{PI} = \text{int}[E/14.6 \text{ eV}] + 1$
- status (*Chandra*) o flag/evflag (*XMM-Newton*): Etiqueta que informa sobre potenciales problemas que pueden afectar a un evento: píxel dañado, rayo cósmico, "streak", píxel al borde del detector.... "status" tiene 32 bits (0 ó 1), numerados de 0 a 31.
- GRADO (event grade para *Chandra* o pattern para *XMM-Newton*): Número entero asignado a cada evento según la distribución espacial de la carga detectada en cada píxel en una isla (de  $3 \times 3$  ó  $5 \times 5$ ) alrededor de un píxel con un máximo local de carga. Dicho grado se asigna en el satélite y mide la calidad de una detección: incidencia simultánea de fotones, partículas energéticas, ...

Seleccionando atributos primarios  $(E, t)$  o secundarios (grado, estado) puede incrementarse la relación señal a ruido de una observación.

### 3.2.1. Calibraciones

Después de filtrar el archivo de eventos, se puede proceder a proyectarlo en espacios 1-D o 2-D para crear imágenes  $(x, y)$ , espectros  $(E)$ , o curvas de luz  $(t)$ . Para cada uno de estas proyecciones han de crearse calibraciones adecuadas.

Para imágenes:

- Mapa de exposición (*Exposure Map*): sensibilidad del telescopio y detector en el campo de visión, incluyendo los cambios de posición del telescopio durante la observación.

- Mapa de PSF (*Point spread function*): probabilidad de que un fotón de una cierta energía sea registrado en un píxel  $P(x,y,E)$

Para espectros: Matrices de respuesta (response matrices) es la probabilidad de que un fotón de energía  $E$  sea registrado por un cierto canal (PI).

- RMF: *Redistribution Matrix File*. Probabilidad de que un fotón de energía  $E$  sea detectado con valor PHA. Dado que los detectores no son perfectos, la carga es distribuida por la resolución del detector entre varios canales, lo que se expresa como una matriz multiplicativa. En detectores CCDs, esta matriz es prácticamente diagonal, pero hay contribuciones no despreciables de picos de escape y colas de baja energía.
- ARF: *Ancillary Redistribution File*. Combinación del área efectiva ( $\text{cm}^2$ ) del telescopio, filtro y detector con la eficiencia cuántica (QE) del detector (cuentas/fotón). Es función de la energía, posición y tiempo por medio de la solución de aspecto de la observación. Cuando un espectro es multiplicado por la ARF, resulta la distribución de cuentas que esperaríamos ver usando un detector perfecto (con infinita resolución en energía).

CIAO es el software de reducción y análisis de datos observados por *Chandra*. Puede obtenerse en <http://cxc.harvard.edu/>. Cuando se hallan datos disponibles de un objeto, estos se ordenan en dos directorios diferentes:

- primary: incluye los datos ya listos para análisis en el fichero `*evt2.fits`
- secondary: si fuese preciso aplicar calibraciones nuevas (y en general lo será), en este directorio se encuentran los ficheros necesarios, en particular el `*evt1.fits`

Los datos pueden visualizarse con DS9 o pueden ser listados con la herramienta “pris” de CIAO, la cual incluye un menú con diferentes tareas como: “dmcopy” para crear una imagen o filtrar un fichero de eventos, “lightcurve” para generar una curva de luz, “specextract” para extraer un espectro y los ficheros de calibración correspondientes. En general, será preciso haber definido previamente regiones (fuente y fondo) usando DS9. Los espectros pueden ser analizados con XSPEC, dentro del paquete XANADU que distribuye HEASARC: <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/corp/software.html>

SAS (*Standard Analysis System*) es el software de reducción y análisis de datos observados por *XMM-Newton*. Puede obtenerse en <http://xmm.esac.esa.int/>. Los datos de *XMM-Newton* están disponibles en dos formatos:

- ODF (*Observation Data Files*): Archivos de datos tal como son recogidos por el detector.
- PPS (*Pipeline Processing System*): Datos ya procesados y calibrados.

### 3.2.1.1. Ajuste espectral

El ajuste espectral se realiza con el paquete XSPEC (*X-Ray Spectral Fitting Package*). Está diseñado para ser completamente independiente del detector, por lo que puede usarse para cualquier espectrógrafo. Así pues XSPEC ha sido usado para analizar datos de HEAO-1 A2, Einstein Observatory, EXOSAT, Ginga, ROSAT, BBXRT, ASCA, CGRO, IUE, RXTE, *Chandra* y *XMM-Newton*. El espectrógrafo no obtiene el espectro real de la fuente, sino el

número de fotones,  $C$ , en un canal del instrumento,  $I$ . Este espectro observado está relacionado con el espectro real  $S$ , mediante la ecuación:

$$C_D(\sigma, h, t) = T(\sigma, t) \int d\lambda \int d\hat{g} R(\sigma, h, \lambda, \hat{g}, t) S(\lambda, \hat{g}) \quad (3.1)$$

donde  $\sigma$  es la posición del detector,  $h$  es la amplitud de altura del pulso (PHA, *Pulse High Amplitud*),  $t$  es el tiempo,  $\lambda$  es la longitud de onda incidente o energía y  $\hat{g}$  es el ángulo incidente. Del mismo modo,  $C_D$  es el número de cuentas,  $T$  es el tiempo corregido,  $R$  es la respuesta y  $S$  es la señal recibida.

Idealmente obtendríamos el espectro real por inversión de esta ecuación, sin embargo la solución no es única en muchos casos y en otros es altamente dependiente de pequeños cambios en  $C$ . La alternativa es intentar elegir un modelo para el espectro real,  $S$ , descrito en términos del menor número de posible de parámetros. De este modo, para cada  $S$  se calcula la predicción del número de cuentas  $C_p$  y se compara con los datos observados  $C$ . El paso final es hacer un ajuste estadístico de la comparación entre modelo y observación para obtener los parámetros del mejor ajuste del modelo a dicha observación. El método estadístico más utilizado para determinar el mejor ajuste es el de  $\chi^2$ , definido como:

$$\chi^2 = \sum \frac{(C - C_p)^2}{\sigma^2} \quad (3.2)$$

donde  $C$  para una observación dada viene determinado como el espectro observado de la fuente menos el espectro escalado (área de la fuente) del fondo de cielo y  $\sigma$  es el error en el canal, normalmente descrito como  $C^{1/2}$  (Wheaton et al., 1995). La estadística de  $\chi^2$  proporciona un criterio para conocer si un modelo es una buena representación de los datos observados para un número de grados de libertad dado ( $\nu$ , que se define como el número de canales menos el número de parámetros del modelo). Si  $\chi^2$  excede un valor crítico podemos decir que el conjunto del modelo con unos parámetros específicos no son adecuados para  $C(I)$ . Como regla general,  $\chi^2$  reducida ( $\chi^2/\nu$ ) debe ser próximo a uno. Un valor de  $\chi^2$  reducida  $>1$  indica que el ajuste es pobre, mientras que un valor de  $\chi^2$  reducida bajo indica que se han sobreestimado los errores en los datos. La estadística de  $\chi^2$  supone que todos los canales espectrales están distribuidos de forma Gaussiana, y que la varianza estimada no está correlacionada con el número de cuentas. Si el número de cuentas de un canal es pequeño esto no es cierto. Por ello, se impone un número de cuentas mínimo a cada canal del espectro para garantizar que nos encontremos en el régimen donde la varianza dependa del número de cuentas. El hecho de que el ajuste espectral realizado pase el test no significa que sea el único modelo posible. Si tenemos varios modelos que permiten un buen ajuste, debe hacerse un juicio científico acerca de cuál es el modelo más razonable para el objeto que analizamos.

### 3.2.1.2. Modelos de ajuste espectral

Un buen modelo para el ajuste espectral debe tener el menor número de parámetros capaces de modelar el espectro observado con una estadística de  $\chi^2$  reducida más próxima a la unidad. Además, detrás de este modelo debe haber una motivación física para su elección puesto que varios modelos pueden describir correctamente un mismo conjunto de datos. Teniendo esto en cuenta, utilizamos el modelo VMEKAL (que es una variante del modelo MEKAL) de XSPEC ya que es el apropiado para emisiones de gas difuso basado en los cálculos de Mewe et al. (1986) que incluye líneas de emisión de varios elementos. Las abundancias

relativas son determinadas por el comando “abund” para el modelo MEKAL, sin embargo, la variante VMEKAL permite que el usuario fije las abundancias individuales para cada elemento. Los parámetros utilizados para VMEKAL son los siguientes:

- Parámetro 1: Temperatura del plasma en keV.
- Parámetro 2: Densidad de la columna de hidrógeno en  $\text{cm}^2$  ( $N_H$ ).
- Parámetro 3-16: Abundancias para He, C, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, S, Ar, Ca, Fe, Ni en unidades solares (Anders y Grevesse, 1989).
- Parámetro 17: Redshift: Corrimiento al rojo.

Normalización:

$$\boxed{\frac{10^{-14}}{4\pi[D_A(1+z)]^2} \int n_e n_H dV} \quad (3.3)$$

donde  $D_A$  es la distancia a la fuente en cm, y  $n_e$  y  $n_H$  son la densidad electrónica y de hidrógeno respectivamente en  $\text{cm}^{-3}$ .

### 3.3. Nebulosas Planetarias en los archivos de Chandra y XMM-Newton

La búsqueda de observaciones de PNe en los archivos de *Chandra* y de *XMM-Newton* se ha basado en la lista de 2227 PNe y posibles PNe proporcionadas por SIMBAD en Febrero de 2007. Como puede intuirse, este conjunto de observaciones es altamente inhomogéneo, estando formado por observaciones cuyo fin concreto era el de observar una PN particular, pero también por observaciones que incluyen de forma serendípica o casual una PN en el campo de visión de los detectores. A continuación se describe la metodología seguida para la búsqueda de observaciones en los archivos de *Chandra* y de *XMM-Newton*, el tratamiento aplicado a estas observaciones para su análisis y los resultados obtenidos.

#### 3.3.1. Búsqueda en el archivo de Chandra

Para la búsqueda en el archivo de *Chandra* se usó la herramienta ChaSeR (*Chandra Search and Retrieval*) disponible en la página de *Chandra* <http://cxc.harvard.edu>. ChaSeR nos ofrece los resultados de la búsqueda perfectamente tabulados y con los parámetros imprescindibles (tiempo de observación, coordenadas de la observación, instrumento y número de identificación de la observación) para su identificación y posterior análisis. También permite una visualización preliminar y la descarga directa de los archivos encontrados.

El procedimiento seguido fue el de buscar observaciones en los que el apuntado del telescopio estuviera cerca de  $20'$  de una PN. Dado que el campo de visión de *Chandra* es irregular (ver Figura 1.10), es preciso corroborar “a posteriori” si cada una de esas PNe había sido registrada por alguno de los detectores. La muestra final, consistente en 20 fuentes, aparece en la Tabla A.1 de observaciones de PNe en *Chandra* donde se especifica el nombre del objeto (PN), coordenadas ecuatoriales del objeto (J2000), número de observación (ObsID), que es el número con el que *Chandra* secuencia las observaciones realizadas, distancia angular a la que

se encuentra el objeto del apuntado del telescopio en minutos de arco (Offset) e instrumento con el que fueron registradas las PNe (ACIS-S o ACIS-I). Para algunas de las fuentes, existen múltiples observaciones, a veces implicando diferentes instrumentos y offsets.

Los datos asociados con estas observaciones se descargaron del archivo de *Chandra* y se procesaron y analizaron como se describe a continuación.

### 3.3.1.1. Descripción de la metodología empleada

Los datos de estas observaciones fueron descargados del archivo de *Chandra* y analizados usando CIAO (*Chandra Interactive Analysis of Observations*) en su versión 4.2. CIAO es un paquete de herramientas para el análisis interactivo de observaciones de *Chandra*. Los datos de *Chandra* pueden dividirse en tres categorías: Primarios, secundarios y productos de soporte. La distribución de datos públicos del archivo incluye la posibilidad de obtener solo primarios, secundarios o ambos. Los productos primarios son los datos mínimos necesarios para el análisis inmediato, habiendo sido procesados de forma automática en el *Chandra X-ray Center*. Los productos secundarios, que no han sido completamente procesados, incluyen datos para análisis más elaborados, incluyendo el reprocesado de los datos. Los productos de soporte, por último, contienen una serie de ficheros con información accesoria para el reprocesado de los datos.

CIAO proporciona la mayoría de las herramientas aptas para el análisis de datos obtenido en observaciones de *Chandra*. Los comandos básicos de CIAO y su utilización son los siguientes:

- *ahelp*: Proporciona la descripción de un comando.
- *prism*: Permite revisar el contenido de archivos de datos de una manera gráfica.
- *plist*: Lista en el terminal el contenido del archivo.
- *dmlist*: Lista en el terminal el contenido y la estructura del archivo.
- *dmcoppy*: Filtra y comprime tablas e imágenes.
- *dmextract*: Extrae y examina curvas de luz y espectros.

Los archivos de eventos se pueden visualizar usando *ds9* (*Deep Space 9*) y el resto de archivos (tablas) con *prism* o con el programa *fv* (*fits viewer*) que puede descargarse de la página <http://heasarc.gsfc.nasa.gov>. Para el procesado de datos seguimos la guía que proporciona el *Chandra X-ray Center*.

- “*Remove the Acis detect Afterglow Correction*” elimina detecciones espúreas de eventos generados por los residuos de rayos cósmicos de la CCD.
- “*Identify ACIS Hot Pixels and Cosmic Ray Afterglow*” identifica y elimina píxeles calientes y rayos cósmicos.
- “*Create a New Level=2 Events File*” genera un nuevo fichero de eventos aplicando las correcciones anteriores.
- “*Filtering Data*” aplica un filtrado de datos. Los datos que obtenemos del archivo de *Chandra* poseen un formato estándar tanto si proceden de ACIS-S como si lo son de ACIS-I. El objeto de interés queda registrado en una CCD de uno de los instrumentos, pero el tratamiento de todos los datos es lento. Para solventar esta dificultad, en nuestro fichero de eventos separamos los detectores de tal forma que nos quedemos solo con los que registran el objeto de interés. En general, ese será el ACIS-S3, pero pudiera ser otro (véase Tabla A.1).

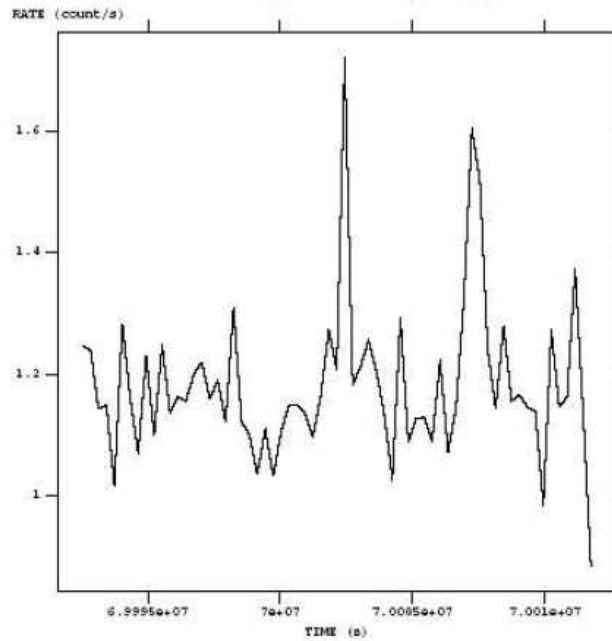


Figura 3.1: Curva de luz del fondo de emisión (*background*) para una de nuestras fuentes de estudio. Para la creación de esta curva de luz se han usado regiones del detector libres de fuentes.

### 3.3.1.2. Filtrado de periodos de alto fondo o alto background

Las observaciones en rayos X pueden verse afectadas por periodos en los que la afluencia de partículas energéticas cargadas pueden producir falsas detecciones. Se trata normalmente de protones de baja energía en el viento estelar. Para excluir estos periodos de alto número de cuentas, construimos una curva de luz (e.g., Figura 3.1) que nos permite determinar el número de detecciones de eventos en el fondo por unidad de tiempo. Esta tarea la hace una rutina de CIAO llamada “lightcurve”, usando para ello regiones de la imagen libres de fuentes. Los parámetros con los que contamos para escoger la mejor extracción de periodos de alto emisión de fondo son la media del número de cuentas del fondo (en torno a  $0.16 \text{ cuentas s}^{-1}$ ) y la varianza con respecto a dicha media.

Se puede apreciar como, al dibujar la curva de luz de los datos, hay momentos de la observación donde el número de cuentas es mucho más alto respecto al promedio. Cogiendo un intervalo de la curva de luz, tal que estos picos se eliminen, habremos excluido los periodos de alto background. En este caso utilizamos valores por debajo de 1.3 cuentas. Una vez estimados los intervalos en la curva de luz, volvemos a procesar nuestro fichero de eventos con las herramientas de CIAO “dmgti” (del inglés, *Good Time Intervals*) y “dmcopy”. Una vez realizada esta operación, el tiempo de exposición real de las observaciones se verá en general reducido. Ese tiempo real, una vez aplicados estos filtros, es el que se muestra en la Tabla A.1.

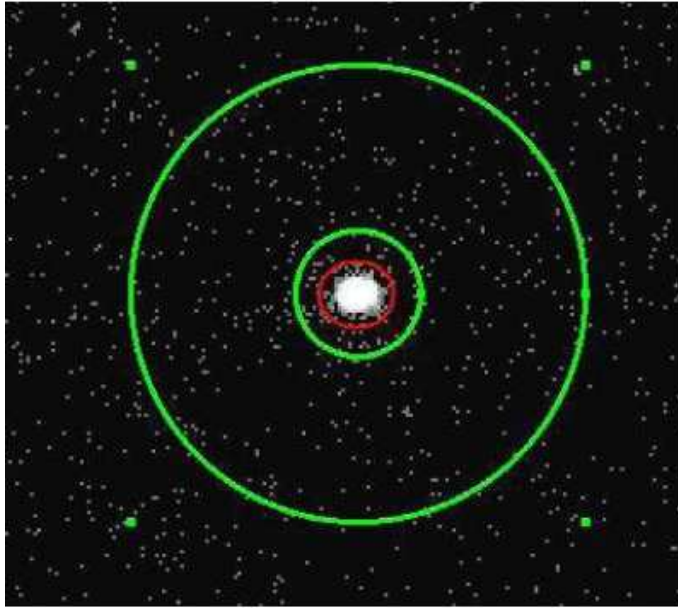


Figura 3.2: Regiones seleccionadas para una fuente y su emisión de fondo. La fuente está seleccionada mediante una elipse (rojo) y la región del fondo (verde) mediante un anillo centrado en la fuente para así poder evitarla.

### 3.3.1.3. Detección de fuentes

Los datos en rayos X presentan el problema añadido de que el número de cuentas detectadas es bastante pobre o escaso comparada con imágenes en otros rangos espectrales tales como IR o en el óptico. Para buscar la presencia de fuentes asociadas con una PN, en primer lugar visualizamos el archivo procesado de eventos con *ds9*. Dado que la emisión difusa en rayos X de una PN se espera que sea suave, se procede a filtrar la imagen en el rango entre 0.3 y 2.0 keV. A continuación seleccionamos una región para la fuente, haciendo uso de sus coordenadas y tamaño angular en el óptico, y otra para el fondo (e.g., Figura 3.2). En general, una buena extracción del fondo requiere que la región de fondo sea cercana a la región de la fuente, que la emisión en la región de fondo sea plana (es decir, que no haya variaciones espaciales o incluya fuentes puntuales en el campo de visión) y que la región de fondo sea varias veces mayor que la de la fuente para mejorar la estadística de la señal.

Al espectro generado a partir de la región de la fuente se le sustrae el de la región de fondo del cielo con un factor de escalado que es determinado por las calibraciones del telescopio e instrumento. En general se probó con varias regiones de fondo distintas para quedarnos con aquella que ofrecía mejor resultado al extraer el espectro, sin estructuras fluctuantes a lo largo del espectro. Para la extracción de espectros tanto de la fuente como del fondo utilizamos la tarea “dmextract” de CIAO.

### 3.3.1.4. Extracción de espectros

La ecuación 3.1 dada anteriormente, es la ecuación fundamental de respuesta del detector de *Chandra*. Donde,  $C_D$  es el número de cuentas,  $T$  es el tiempo corregido,  $R$  es la respuesta y  $S$  es la señal recibida. Así, la relación entre la medida de la señal y el número de cuentas



medidas en cada canal de energía está dada por la matriz respuesta. Esta matriz depende de los siguientes parámetros:

- Área del espejo (área efectiva).
- Respuesta del espejo a una fuente puntual (PSF).
- Eficiencia cuántica del detector (QE).
- Función de redistribución del detector.

La matriz respuesta se construye a partir de los ficheros de calibración, situados en el directorio *CALDB*. Para nuestro análisis se usó la versión 4.3 de *CALDB*. Este contiene los ficheros de calibración básicos (BCF, *Base Calibration Files*) y los ficheros de productos de calibración (CPF, *Calibration Products Files*) en formato FITS. La matriz respuesta R ha sido tabulada en estos ficheros de calibración en dos tipos de correcciones:

- Función matriz de redistribución (RMF, *Redistribution Matrix Function*). Matriz que nos da la función que relaciona el voltaje medido por el detector con la energía. Esta función está muy acotada para espectros de alta resolución (energía mejor definida). Para espectroscopía de baja resolución esta función es ancha y la corrección por este efecto es muy importante.
- Función respuesta auxiliar (ARF, *Auxiliar Response Function*). Contiene las áreas combinadas de telescopio, filtro y detector (área efectiva) y la eficiencia cuántica como función de la energía. Cuando se multiplica el espectro por el ARF el resultado es la distribución de cuentas que habríamos visto si el detector tuviera una resolución espectral perfecta.

De forma práctica, una vez seleccionadas las regiones de fuente y fondo, las diferentes tareas de CIAO buscan en el directorio *CALDB* los ficheros de calibración correspondientes a esta zona del detector. Estos ficheros se combinan convenientemente para obtener un archivo en formato FITS de la RMF y de la ARF de las regiones. Este proceso de agrupamiento del espectro lo hace la herramienta de CIAO “specextract”. De esta forma obtenemos una serie de ficheros preparados para su ajuste espectral.

### 3.3.1.5. Detección de PNe en el archivo de Chandra

Los espectros obtenidos anteriormente se analizan ahora con *XSPEC*. En concreto, se determina que una fuente es detectada si, en el rango de energías entre 0.3 y 2.0 keV, el número de cuentas una vez sustraída la emisión de fondo es al menos tres veces superior a su desviación estándar. En esos casos, además se inspeccionó visualmente el espectro neto para corroborar que la emisión detectada es la esperada en una PN, es decir, presenta la mayor parte de la emisión entre 0.4 y 0.8 keV. La Tabla 3.1 detalla las PNe con detección en rayos X. En la Tabla 3.2 se muestran algunas fuentes inicialmente en nuestra muestra que, habiendo sido detectadas, comprobaciones rigurosas mostraron que no eran PNe. Finalmente, la Tabla 3.3 incluye aquellas PNe que, estando registradas por los detectores, no han sido detectadas en rayos X. Para estas últimas se proporciona una cota superior a su emisión en rayos X calculado como tres veces la desviación estándar del fondo en la región de la fuente.

### 3.3.2. Búsqueda en el archivo de XMM-Newton

La búsqueda de observaciones *XMM-Newton* de PNe se hizo directamente en la página general de búsqueda (<http://nxsa.esac.esa.int/nxsa-web/#search>) en el archivo de este

| PN G       | PN Name     | Obs. ID | OFFSET<br>(') | Instrument<br>and Detector | Count Rate<br>(ks <sup>-1</sup> ) | Reference |
|------------|-------------|---------|---------------|----------------------------|-----------------------------------|-----------|
| 036.1–57.1 | NGC 7293    | 631     | 0             | ACIS-S3                    | 43.3±1.3                          | 1,2       |
| 064.7+05.0 | BD+30° 3639 | 587     | 0             | ACIS-S3                    | 232±4                             | 1,3,4     |
| 084.9–03.4 | NGC 7027    | 588     | 0             | ACIS-S3                    | 14.5±0.9                          | 1,3,5     |
| 096.4+29.9 | NGC 6543    | 630     | 0             | ACIS-S3                    | 31.3±0.9                          | 1,2,6     |
| 118.8–74.7 | NGC 246     | 2565    | 0             | ACIS-S3                    | 21.9±0.7                          | 1         |
| 120.0+09.8 | NGC 40      | 4481    | 0             | ACIS-S3                    | 1.7±0.3                           | 1,7       |
| 272.1+12.3 | NGC 3132    | 4514    | 0             | ACIS-S3                    | 1.2±0.2                           | 1         |
| 294.1+43.6 | NGC 4361    | 3760    | 0             | ACIS-S3                    | 3.0±0.3                           | 1         |
| 307.5–04.9 | MyCn 18     | 2576    | 0             | ACIS-S3                    | 2.6±0.3                           | 8         |

References.–(1) Guerrero et al. 2001; (2) Kastner et al. 2012; (3) Maness et al. 2003; (4) Kastner et al. 2000; (5) Kastner et al. 2001; (6) Chu et al. 2001; (7) Montez et al. 2005; (8) Sahai et al. 2001

Tabla 3.1: *Chandra* PNe with Detected X–ray Emission

| Name      | Obs. ID | OFFSET<br>(') | Instrument<br>and Detector | Count Rate<br>(ks <sup>-1</sup> ) | Source Nature (Type)           |
|-----------|---------|---------------|----------------------------|-----------------------------------|--------------------------------|
| Sh 2-271  | 6576    | 0             | ACIS-I3                    | 1.5±0.4                           | HII (ionized) region           |
| K 2-8     | 2578    | 3             | ACIS-S3                    | 9.5±0.7                           | Object of unknown nature       |
| Hen 2-104 | 2577    | 0             | ACIS-S3                    | 9.0±0.7                           | Variable Star of Mira Cet type |

Tabla 3.2: Miscellaneous Sources Detected by *Chandra*

| PN G       | Name   | Obs. ID | OFFSET<br>(') | Instrument<br>and Detector | Upper Limit<br>(ks <sup>-1</sup> ) |
|------------|--------|---------|---------------|----------------------------|------------------------------------|
| 009.8–07.5 | GJJC 1 | 5437    | 1             | ACIS-S3                    | <2.1                               |
| 010.8+18.0 | M 2-9  | 2578    | 0             | ACIS-S3                    | <1.5                               |
| 120.1+01.5 | PM 1-2 | 115     | 3             | ACIS-S3                    | <24.0                              |
| 226.7+05.6 | M 1-16 | 2545    | 0             | ACIS-S3                    | <0.6                               |
| 355.9–04.4 | K 6-32 | 1266    | 4             | ACIS-S3                    | <4.8                               |
| 359.0+00.0 | GRM 1  | 2289    | 2             | ACIS-I3                    | <0.9                               |
| 359.1+00.0 | GRM 2  | 3671    | 1             | ACIS-S3                    | <1.5                               |
| 359.1–00.1 | GRM 3  | 2278    | 3             | ACIS-I1                    | <0.6                               |

Tabla 3.3: *Chandra* PNe Undetected X–ray Emission

observatorio. Además, restringimos nuestra búsqueda a tres de los seis instrumentos con los que cuenta *XMM-Newton*, EPIC-PN, EPIC-MOS1 y EPIC-MOS2, dada su mayor sensibilidad y capacidad para crear imágenes. De manera análoga a las observaciones de *Chandra*, todas las observaciones fueron reprocesadas utilizando las calibraciones más recientes, los periodos de alta emisión de fondo fueron eliminados y los datos limitados al rango de energías entre 0.3 y 2.0 keV. Para todas estas operaciones utilizamos SAS (*Science Analysis System*) en su versión 7.1.0, el paquete de herramientas específicamente diseñado para el procesado y análisis de datos de *XMM-Newton*.

En el caso de *XMM-Newton*, la búsqueda en el archivo de PNe dentro de 15' del apuntado nominal del telescopio ha resultado en 94 objetos con un total de 174 observaciones (Tabla A.2,

Tabla A.3 y Tabla A.4). De estas observaciones, 10 apuntan directamente al objeto, mientras que el resto de los objetos, hasta 84, fueron observados de forma serendípica. Debido a la forma de los detectores de *XMM-Newton* (Figura 1.13) podemos asegurar que todas las observaciones incluirán dentro del campo de visión la PN, aunque pueda haber algún caso en el que, para un instrumento concreto, la PN cae en el espacio entre detectores. Las tablas anteriormente citadas incluyen otros datos como las coordenadas de la PN, el número de observación en el catálogo de *XMM-Newton* y offset entre el apuntado del telescopio y la posición de la PN, e instrumentos con los que se ha hecho la observación distinguiendo entre EPIC PN, EPIC MOS1 y EPIC MOS2 junto al tiempo de exposición de cada uno después de corregir por los periodos de alto nivel de emisión de fondo.

### 3.3.2.1. Descripción de la metodología empleada

Los datos correspondientes a una observación con *XMM-Newton* comprenden un gran número de productos, principalmente archivos de eventos sin procesar y ya calibrados correspondientes a los instrumentos que van a bordo de *XMM-Newton*: las tres cámaras de rayos X EPIC (*European Photo Imaging Cameras*) que son EPIC-MOS1, EPIC-MOS2 y EPIC-pn, RGS (*Reflection Grating Spectrometer*) y OM (*Optical/UV Monitor*). El análisis completo de datos *XMM-Newton* incluye un vistazo rápido de los datos sin calibrar, calibración del conjunto de datos de eventos sin procesar, detección de los datos calibrados, extracción de imágenes y espectros, detección de fuentes y el análisis científico de productos calibrados. Gran parte de estas tareas son llevadas a cabo mediante SAS (*XMM-Newton Scientific Analysis System*), herramienta de análisis para la reducción de los datos de *XMM-Newton*. Las mejoras continuas de la versión actual de SAS pueden ser comprobadas en “SAS Release Notes”, ubicado en <http://xmm.esac.esa.int/sas>

El conjunto completo de datos de observación para *XMM-Newton* se compone básicamente de:

- Observation Data Files (ODF). En estos archivos se registran los datos “crudos” tal y como los recogen los instrumentos EPIC, RGS y OM.
- Pipeline Processing System (PSF). Archivos que contienen datos de utilidad inmediata, productos de calibrado de fotones en la lista de eventos, lista de fuentes e imágenes. Cada grupo de productos tiene un archivo HTML que lista los archivos asociados y da una breve descripción de estos.

Para llevar a cabo el análisis de los datos son necesarios un conjunto de archivos de calibración llamados CCFs (*Current Calibration Files*). Estos archivos están disponibles a través de la dirección [http://xmm2.esac.esa.int/external/xmm\\_sw\\_cal/calib/index.shtml](http://xmm2.esac.esa.int/external/xmm_sw_cal/calib/index.shtml).

En general, el análisis de los datos de *XMM-Newton* se compone de varios pasos:

- Preparación del entorno de análisis, incluyendo el acceso a los datos de *XMM-Newton*, a los CCFs, a SAS y a los paquetes de software asociados a éste.
- Inspección de datos ODF, PPS y CCFs.
- Planificación de las actividades de análisis.
- Creación de listas de eventos calibrados usando tareas específicas de SAS.
- Análisis de datos, detección de fuentes y extracción de productos científicos incluyendo imágenes y espectros. También imágenes en diferentes rangos espectrales, resultados de

detección de fuentes en el caso de datos con EPIC, espectros de primer y segundo orden de datos RGS, ...

- Generación de los archivos auxiliares, (ARF, *Ancillary Redistribution File*) y matrices de distribución necesarias para generar espectros.

### 3.3.2.2. Inicio de sesión con SAS y proceso de generación de imágenes y espectros

Antes de empezar, es necesario conocer las ubicaciones de las siguientes cosas: ¿Dónde he instalado el software SAS en mi sistema? ¿Dónde he puesto los archivos de calibración? ¿Dónde he puesto los datos de observación *XMM-Newton* que quiero procesar? Es importante también elegir un lugar de trabajo fuera de cualquiera de los lugares mencionados anteriormente. Con todos estos datos controlados iniciamos SAS.

- Paso 1: Sincronización de la base de datos CCFs para adquirir las últimas calibraciones. Se debe editar el directorio de destino “/Users/.../xsoft/XMMCCF/”

```
rsync -v -a -delete -delete-after -force -include='*.CCF'-exclude=
'*/xmm.vilspa.esa.es::XMM_CCF /Users/.../xsoft/XMMCCF/
```

- Paso 2: Generación de los “paths” pertinentes y del fichero “ccf.cif”. Se deben editar los “paths” que correspondan:

```
setenv SAS_VERBOSITY 4
setenv SAS_SUPPRESS_WARNING 3
setenv SAS_CCFPATH /Users/.../xsoft/XMMCCF
setenv SAS_ODF /Volumes/data/XMM/PN/.../odf
cifbuild
setenv SAS_CCF /Volumes/data/XMM/PN/.../ccf.cif
odfingest
setenv SAS_ODF 'ls -1 *SUM.SAS'
```

**cifbuild** recupera la fecha de observación de la observación a analizar y selecciona los correspondientes archivos de calibración para ese período de tiempo. La salida de cifbuild se le conoce como el archivo de índice de calibración (CIF, *Calibration Index File*).

**odfingest** examina todos los archivos en el directorio de los ODF. Se produce un directorio de trabajo llamado ‘REV’\_‘OBS’\_SCX0000SUM.SAS donde “REV” es el número de revoluciones y “OBS” es el número de identificación de la observación.

- Paso 3: Una vez que se ha hecho el paso anterior, ya bastaría ejecutar lo siguiente y de nuevo editando los “paths” correspondientes:

```
setenv SAS_VERBOSITY 4
setenv SAS_SUPPRESS_WARNING 3
setenv SAS_CCFPATH /Users/.../xsoft/XMMCCF
setenv SAS_CCF /Volumes/data/XMM/PN/.../ccf.cif
setenv SAS_ODF 'ls -1 *SUM.SAS'
```

La forma de hacerlo depende de la shell usada:

```
export SAS_ODF=/path/to/<ODF> [sh, bash, ksh]
```

```
setenv SAS_ODF /path/to/<ODF> [csh, tcsh]
```

- Paso 4: Filtrado de los ficheros de eventos. Utilizamos los comandos “evselect” y “tabgtigen” de la siguiente forma, para PN y MOS respectivamente:

```
evselect table=PN_evt.fits withrateset=Y rateset=ratePN.fits maketimecolumn=Y timebinsize=25 makeratecolumn=Y expression='#XMMEA_EP (PI>10000) (PATTERN==0)'
```

```
tabgtigen table=ratePN.fits expression='RATE<=1.5 RATE>=0.01'gtiset=PNgti.fits
```

**evselect** Filtra una lista de eventos de los datos con los criterios de selección especificados por el usuario. Esto sirve para extraer espectros e imágenes en un primer paso. La disponibilidad de ambas características dentro de una sola tarea permite al usuario generar productos útiles a partir de una lista de eventos.

**tabgtigen** Produce el procesamiento de datos en función de la evolución de los datos periódicos o *Good Time Intervals* (GTIs). La lista GTI obtenida será válida sólo para los rangos de tiempo cubiertos por todos los archivos de datos de entrada.

- Paso 5: Generar imágenes.

Para fuentes muy suaves los defectos del detector a energías bajas le afectan mucho. Volvemos a utilizar el comando “evselect” seleccionando diferentes rangos energéticos y generando varias imágenes. Finalmente utilizamos la tarea “mosaic” para combinar las imágenes PN, MOS1 y MOS2, con iguales rangos energéticos. Esta tarea acepta un número arbitrario (máximo 999 en la práctica) de imágenes de entrada y las combina para producir una sola imagen.

```
mosaic imagesets='PN_img.fits M1_img.fits M2_img.fits'mosaicedset='XMM_img.fits'
```

- Paso 5: Estudio del perfil espacial de la fuente.

Para ello se usa el comando “eradial” para generar una imagen de PSF (*Point Spread Function*) de acuerdo con la imagen PN y las imágenes MOS. Esta tarea permite al usuario producir el perfil radial de una fuente en el campo de visión y compararla con la función de dispersión nominal de un archivo de calibración. Se puede utilizar para probar si una fuente es extendida. Se obtiene lo siguiente:

RAD LO: Radio inicial (arcsec)

RAD HI: Radio final (arcsec)

RPROF: Perfil radial obtenido en cuentas por arcsec<sup>2</sup>

RPROF ERR: Error del perfil radial

RPSF: PSF nominal

FIT RPSF: PSF después de ajustar el perfil radial

Previamente hay que generar imágenes de los objetos con “evselect”, antes de aplicar “eradial”. Con “fplot” se genera la salida de eradial y podemos obtener figuras como por ejemplo la Figura 3.3.

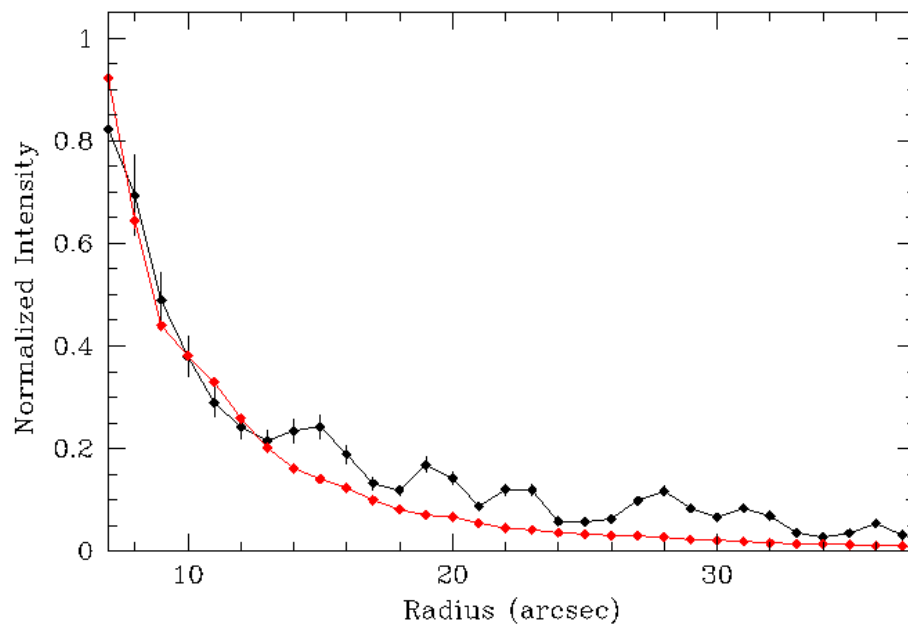


Figura 3.3: PSF teórica de Abell 30 (negro) frente a Nova LMC 1995 (rojo). A partir de radios mayores de entre 12 y 13", A30 muestra claras desviaciones con respecto a una fuente puntual.

| PN G       | PN Name   | INSTRUMENT | OFFSET<br>(') | Count Rate<br>(ks <sup>-1</sup> ) |
|------------|-----------|------------|---------------|-----------------------------------|
| 000.9-02.0 | B13-13    | PN         | 11            | <2.0                              |
|            |           | MOS1+MOS2  | 11            | <1.5                              |
|            |           | PN         | 11            | <2.0                              |
| 001.0-01.9 | K 6-35    | MOS1+MOS2  | 11            | 3.2±0.5                           |
|            |           | PN         | 3             | 5.5±1.4                           |
|            |           | MOS1+MOS2  | 3             | <1.2                              |
|            |           | PN         | 3             | <17.4                             |
| 036.1-57.1 | NGC 7293  | MOS1+MOS2  | 3             | <6.2                              |
|            |           | PN         | 1             | 34.0±2.0                          |
|            |           | MOS1+MOS2  | 1             | 28.5±1.4                          |
| 037.7-34.5 | NGC 7009  | PN         | 1             | 6.0±1.0                           |
|            |           | MOS1+MOS2  | 1             | 5.6±0.8                           |
| 056.0+02.0 | K 3-35    | PN         | 1             | <2.3                              |
|            |           | MOS1+MOS2  | 1             | 2.5±0.8                           |
|            |           | PN         | 1             | <1.2                              |
|            |           | MOS1+MOS2  | 1             | <5.4                              |
| 089.0+00.3 | NGC 7026  | PN         | 1             | 6.0±1.0                           |
|            |           | MOS1+MOS2  | 1             | 5.6±0.8                           |
| 094.0+27.4 | K 1-16    | PN         | 2             | 105±18                            |
| 197.8+17.4 | NGC 2392  | PN         | 1             | 39.2±2.2                          |
|            |           | MOS1+MOS2  | 1             | 8.9±0.6                           |
| 261.0+32.0 | NGC 3242  | PN         | 1             | 31.5±1.6                          |
|            |           | MOS1+MOS2  | 1             | 6.1±0.5                           |
| 326.1-01.9 | vBe 3     | PN         | 9             | 69.0±9.0                          |
|            |           | MOS1+MOS2  | 9             | 32.0±6.0                          |
| 339.9+88.4 | LoTr 5    | PN         | 6             | 13.8±0.8                          |
|            |           | MOS1+MOS2  | 6             | 26.0±1.0                          |
| 352.8-00.2 | Hen 2-227 | MOS1       | 10            | 1.3±0.3                           |
|            |           | MOS2       | 10            | <0.8                              |
| 359.3-00.9 | Hb 5      | PN         | 7             | 3.0±0.3                           |
|            |           | MOS1+MOS2  | 7             | 2.4±0.3                           |

Tabla 3.4: *XMM-Newton* PNe with Detected X-ray Emission

### 3.3.2.3. Detección de PNe en el archivo de XMM-Newton

Al igual que con los datos *Chandra*, se procedió a la extracción de espectros para cada una de estas fuentes, así como a la generación de espectros de fondo y matrices de calibración. Igualmente se utilizó *XSPEC* para determinar si una fuente era detectada en el rango de energías entre 0.3 y 2.0 keV, también usando el criterio que el número de cuentas una vez sustraída la emisión de fondo debía ser al menos tres veces superior a su desviación estándar. La Tabla 3.4 detalla las PNe con detección en rayos X, la Tabla 3.5 lista las fuentes que resultaron no ser PNe y las Tablas 3.6 y 3.7 incluyen aquellas PNe que, estando registradas por los detectores, no han sido detectadas en rayos X. También para estas últimas se proporciona una cota superior a su emisión en rayos X calculado como tres veces la desviación estándar del fondo en la región de la fuente.

| PN G       | PN Name  | INSTRUMENT | OFFSET<br>(') | Count Rate<br>(ks <sup>-1</sup> ) | Source Nature (Type)                |
|------------|----------|------------|---------------|-----------------------------------|-------------------------------------|
| 030.6+05.0 | PM 1-237 | PN         | 8             | 1.4±0.4                           | Dense core inside a molecular cloud |
|            |          | MOS1+MOS2  | 8             | <6.5                              |                                     |
| 288.2-00.5 | PM 1-54  | PN         | 5             | 4.5±0.5                           | Possible Planetary Nebula           |
|            |          | MOS1+MOS2  | 5             | 1.4±0.2                           |                                     |
|            |          | MOS1+MOS2  | 6             | 2.1±0.5                           |                                     |
|            |          | MOS1+MOS2  | 5             | 1.5±0.9                           |                                     |
|            |          | MOS1+MOS2  | 5             | 1.5±0.5                           |                                     |
|            |          | MOS1+MOS2  | 6             | 1.6±0.2                           |                                     |

Tabla 3.5: Miscellaneous Sources Detected by *XMM-Newton*

### 3.4. Resultados de PNe con detección en rayos X en Chandra y XMM-Newton

En la Tabla 3.8 se ha compilado la información pertinente de aquellas PNe detectadas por *Chandra* y *XMM-Newton*. Dicha tabla incluye las distancias a las fuentes, las cuales proceden de la búsqueda bibliográfica de cada objeto. También se incluyen los valores de la columna de hidrógeno,  $N_{\text{H}}$ , los cuales se han estimado a partir de la extinción en el óptico usando la relación:

$$N_{\text{H I}}/E(B - V) = 5,8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1} \quad (3.4)$$

derivada por Bohlin et al. (1980). Para aquellas fuentes cuyos espectros disponían de un número suficiente de cuentas para llevar a cabo un análisis espectral, se determinó la temperatura del plasma emisor en rayos X, pudiendo estimarse sus flujos observados y luminosidades intrínsecas en el rango entre 0.3 y 2.0 keV. Para aquellas fuentes cuyos espectros no tenían la calidad suficiente para un análisis espectral (número de cuentas inferior a 300), se ha asumido una temperatura intermedia para el plasma emisor y se ha determinado de esta forma el valor del flujo observado en rayos X en el rango entre 0.3 y 2.0 keV, así como la luminosidad intrínseca. El valor de la temperatura que se asumió en este cálculo fue  $kT=0.20$  keV, que está en el rango de temperaturas 0.15-0.23 keV medidas en aquellas fuentes en las que sí fue posible el ajuste espectral.

De igual forma, la Tabla 3.9 recopila la información para todas aquellas PNe en las que no se detecta emisión difusa en rayos X en observaciones *Chandra* o *XMM-Newton*. Para estos objetos indicamos una cota superior tanto para el flujo como para las luminosidades, derivadas a partir de la cota superior del número de cuentas por unidad de tiempo y asumiendo también un valor de 0.20 keV para la temperatura del plasma.

La información incluida en dichas tablas se representa gráficamente en las Figuras 3.4, 3.5 y 3.6. En la Figura 3.4 se representa el número de cuentas por segundo de cada detector (EPIC-pn de *XMM-Newton* y ACIS-S de *Chandra*) frente a la cantidad de PNe. Esta figura nos muestra que, para un gran número de las PNe que no han sido detectadas, tenemos límites muy estrictos a sus flujos, por debajo del de muchas otras que sí han sido detectadas. En otras palabras, la razón por la que estas PNe no han sido detectadas no puede achacarse a la falta de sensibilidad de las observaciones, más bien es una propiedad intrínseca de las fuentes.

La Figura 3.5 clarifica esta cuestión. En ella se muestran los valores de flujos y luminosidades en el rango entre 0.3 y 2.0 keV de las PNe en función de los valores de  $N_{\text{H}}$  y de la distancia de las fuentes. Las luminosidades en rayos X de las fuentes detectadas están en el



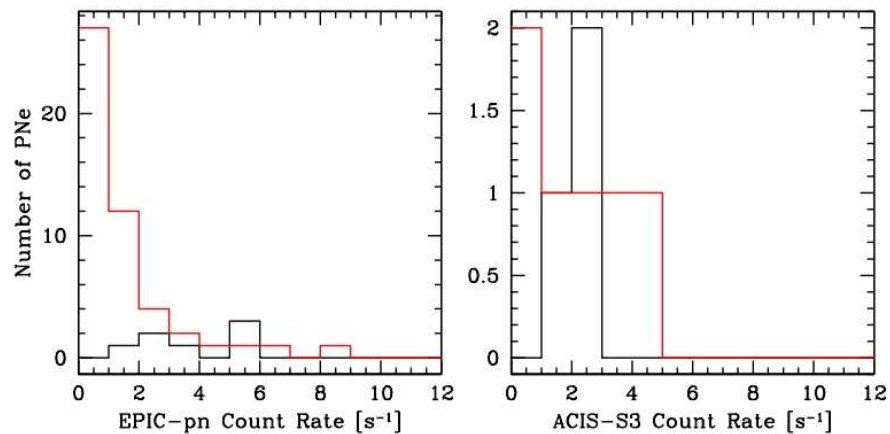


Figura 3.4: Número de cuentas por segundo para los detectores EPIC-PN (*izquierda*) y ACIS-S3 (*derecha*) frente al número de PNe de la muestra. Los histogramas en negro corresponden a los objetos detectados, mientras que los rojos representan a los no detectados.

rango  $8 \times 10^{29} - 4 \times 10^{32}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$ . Se aprecia que, a medida que aumenta la extinción y la distancia a una PN, la proporción de estas que son detectadas disminuye. Esta situación ya se había descrito para la emisión fotosférica de las estrellas centrales en observaciones de *ROSAT* (Guerrero, Chu, & Gruendl 2001), pero ahora puede extenderse a la emisión difusa de la burbuja caliente. Igualmente la Figura 3.5 revela una tendencia a aumentar el flujo observado de aquellas fuentes que son detectadas con la extinción y la distancia, es decir, que a medida que una PN está más extinguida y se encuentra a mayor distancia, sólo detectamos las fuentes más brillantes.

Podemos hacer uso de la Figura 3.6 para definir con más exactitud los límites de detectabilidad de una PN en rayos X con la tecnología actual de telescopios y detectores. En general, es poco probable la detección de emisión en rayos X de fuentes a distancias superiores a 3 kpc y con columnas de densidad de hidrógeno por encima de  $2 \times 10^{21}$  cm $^{-2}$  (ó  $E(B - V) > 0.35$  mag). Por otro lado, aquellas fuentes que están a menor distancia y tienen menores extinciones son sistemáticamente detectadas.

### Agradecimientos

Esta investigación ha hecho uso de la base de datos SIMBAD, operada por el CDS en Estrasburgo (Francia).

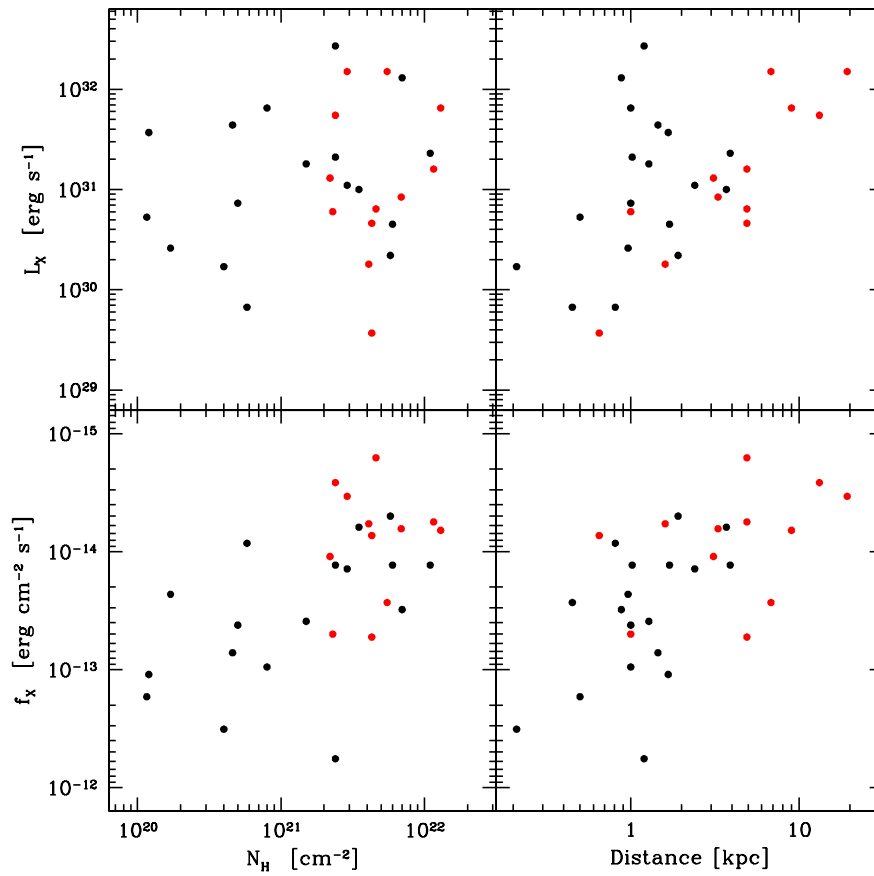


Figura 3.5: Luminosidad intrínseca (arriba) y flujo observado (abajo) en el rango 0.3-2.0 keV en función de los valores de la columna de hidrógeno,  $N_H$  (izquierda) y distancia (derecha) de las PNe detectadas en rayos X (puntos negros) y de las no detectadas (puntos rojos).

| PN G       | PN Name  | INSTRUMENT | OFFSET<br>(') | Count Rate<br>(ks <sup>-1</sup> ) |
|------------|----------|------------|---------------|-----------------------------------|
| 000.0-01.7 | B13-14   | PN         | 7             | <3.3                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 7             | <1.0                              |
| 000.1-02.3 | B13-10   | PN         | 11            | <26.4                             |
|            |          | MOS1+MOS2  | 11            | <3.9                              |
|            |          | PN         | 12            | <3.3                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 12            | <1.1                              |
|            |          | PN         | 12            | <1.9                              |
| 000.2-01.9 | M 2-19   | MOS1+MOS2  | 12            | <0.7                              |
|            |          | PN         | 14            | <27.6                             |
|            |          | MOS1+MOS2  | 14            | <3.8                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 12            | <0.8                              |
| 000.3-01.6 | JaSt 86  | MOS1+MOS2  | 12            | <1.0                              |
| 000.4-01.9 | M 2-20   | MOS1+MOS2  | 13            | <4.1                              |
| 000.9-02.0 | B13-13   | PN         | 11            | <5.1                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 11            | <1.5                              |
|            |          | PN         | 11            | <2.2                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 11            | <0.8                              |
| 001.1+00.0 | JaSt 62  | PN         | 8             | <1.8                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 8             | <0.8                              |
|            |          | PN         | 11            | <2.0                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 11            | <0.9                              |
|            |          | PN         | 11            | <0.9                              |
| 001.1-03.7 | ShWi 3   | PN         | 8             | <3.7                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 8             | <1.0                              |
|            |          | PN         | 9             | <2.7                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 9             | <1.0                              |
| 001.2-03.9 | ShWi 5   | PN         | 9             | <2.8                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 9             | <1.0                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 11            | <0.8                              |
| 001.5-00.0 | A12-N    | PN         | 9             | <2.6                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 9             | <1.1                              |
| 001.6+00.1 | JaSt 63  | MOS1+MOS2  | 9             | <0.8                              |
| 002.1-04.2 | H 1-54   | MOS1+MOS2  | 11            | <10.0                             |
|            |          | MOS1+MOS2  | 12            | <0.8                              |
| 002.3-03.4 | H 2-37   | PN         | 7             | <1.5                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 7             | <0.5                              |
| 002.6-03.4 | M 1-37   | PN         | 11            | <1.5                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 14            | <0.7                              |
| 005.1-03.0 | H 1-58   | PN         | 7             | <2.0                              |
|            |          | MOS2       | 7             | <0.9                              |
| 000.5-05.3 | SB 2     | MOS1+MOS2  | 13            | <0.9                              |
| 006.0+02.8 | M 1-28   | PN         | 7             | <3.3                              |
|            |          | MOS2       | 7             | <1.4                              |
| 007.8-03.8 | Sa 3-128 | MOS1+MOS2  | 3             | <0.8                              |
| 007.8-03.7 | M 2-34   | MOS1+MOS2  | 10            | <2.3                              |
| 011.7+00.0 | M 1-43   | PN         | 6             | <8.1                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 6             | <1.8                              |
|            |          | PN         | 13            | <11.3                             |
|            |          | MOS1+MOS2  | 13            | <1.8                              |
| 011.7+00.2 |          | PN         | 4             | <2.8                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 4             | <0.8                              |
| 014.2+03.8 | PM 1-205 | MOS2       | 12            | <1.2                              |
| 016.7+00.1 | PM 2-36  | PN         | 3             | <3.6                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 3             | <1.2                              |
| 017.0-01.2 | PM 1-232 | MOS1+MOS2  | 7             | <1.0                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 7             | <1.6                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 9             | <0.9                              |
|            |          | MOS1+MOS2  | 9             | <0.9                              |
| 021.7-00.6 | M 3-55   | MOS1+MOS2  | 6             | <1.0                              |
| 021.8-00.4 | M 3-28   | MOS1+MOS2  | 7             | <1.1                              |

Tabla 3.6: *XMM-Newton* PNe Undetected in X-ray Emission

| PN G       | PN Name    | INSTRUMENT | OFFSET<br>(') | Count Rate<br>(ks <sup>-1</sup> ) |
|------------|------------|------------|---------------|-----------------------------------|
| 027.7+00.7 | M 2-45     | PN         | 6             | <2.1                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 6             | <0.4                              |
| 034.4-00.3 | PM 1-265   | MOS1+MOS2  | 12            | <0.8                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 12            | <0.7                              |
| 049.3+88.1 | H 4-1      | PN         | 9             | <48.3                             |
| 130.4+03.1 | K 3-92     | MOS1+MOS2  | 9             | <0.8                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 12            | <0.5                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 11            | <9.2                              |
| 135.6+01.0 | WeBo 1     | MOS1+MOS2  | 4             | <2.0                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 4             | <1.0                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 4             | <4.7                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 4             | <4.2                              |
| 299.8-01.3 | Hen 2-81   | PN         | 9             | <3.4                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 9             | <1.0                              |
| 307.3+05.0 | Sa 2-93    | PN         | 5             | <6.6                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 5             | <23.3                             |
|            |            | PN         | 5             | <8.1                              |
| 309.0+00.8 | Hen 2-96   | MOS1+MOS2  | 10            | <0.9                              |
| 311.0+02.4 | SuWt 2     | PN         | 13            | <2.1                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 13            | <0.8                              |
|            |            | MOS1       | 11            | <0.9                              |
|            |            | MOS2       | 11            | <1.3                              |
| 311.4+02.8 | Hen 2-102  | PN         | 3             | <2.1                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 3             | <0.6                              |
| 313.3+00.3 |            | MOS1+MOS2  | 11            | <0.7                              |
| 315.7-04.2 | Sa 2-108   | MOS1+MOS2  | 13            | <0.9                              |
| 325.9-01.7 | vBe 2      | MOS1+MOS2  | 7             | <0.6                              |
|            |            | PN         | 7             | <2.0                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 7             | <0.9                              |
| 347.7+02.0 | Sa 2-167   | MOS1+MOS2  | 7             | <0.6                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 37            | <0.5                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 7             | <0.6                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 7             | <0.5                              |
| 354.4+03.2 |            | MOS1+MOS2  | 12            | <8.1                              |
| 355.9-04.4 | K 6-32     | MOS1+MOS2  | 6             | <0.5                              |
| 357.1-04.7 | H 1-43     | PN         | 6             | <2.6                              |
| 357.3-06.5 | SB 50      | MOS1+MOS2  | 4             | <1.6                              |
| 358.8+00.0 | Terz N2022 | PN         | 11            | <33.3                             |
|            |            | MOS1       | 11            | <1.9                              |
|            |            | MOS2       | 11            | <1.8                              |
| 358.6-02.2 | MaC 1-7    | PN         | 9             | <2.4                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 9             | <0.8                              |
| 359.1+00.0 | GRM 2      | PN         | 8             | <2.0                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 8             | <0.9                              |
| 359.1-00.1 | GRM 3      | PN         | 12            | <5.4                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 9             | <0.5                              |
|            |            | PN         | 9             | <1.7                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 9             | <0.9                              |
| 359.1-01.7 | M 1-29     | MOS1+MOS2  | 13            | <1.2                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 14            | <1.7                              |
| 359.1-02.9 | M 3-46     | MOS1+MOS2  | 10            | <1.5                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 12            | <1.8                              |
| 359.2-00.4 | RPZM 48    | PN         | 13            | <1.4                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 13            | <0.7                              |
| 359.3-03.1 | M 3-17     | PN         | 14            | <4.5                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 14            | <1.3                              |
|            |            | MOS1+MOS2  | 12            | <1.7                              |
| 359.4-00.8 | RPZM 39    | MOS1+MOS2  | 12            | <0.3                              |

Tabla 3.7: *XMM-Newton* PNe Undetected in X-ray Emission

Tabla 3.8: *Chandra* & *XMM-Newton* PNe with Detected X-ray Emission

| Object      | Telescope & Instrument | Distance<br>Kpc | $N_{\text{H}}$<br>$\text{cm}^{-2}$ | Count Rate<br>( $\text{ks}^{-1}$ ) | $f_{\text{X}}$<br>[ $\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ] | $L_{\text{X}}$<br>[ $\text{erg s}^{-1}$ ] | Ref. |
|-------------|------------------------|-----------------|------------------------------------|------------------------------------|---|---|------|
| BI 3-13     | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | $3.2 \pm 0.5$                      |   |   |      |
| BD+30° 3639 | <i>CXO</i> ACIS-S      | 1.2             | $0.24 \times 10^{22}$              | $232 \pm 4$                        | $5.7 \times 10^{-13}$                                   | $2.7 \times 10^{32}$                      | 1    |
| Hb 5        | <i>XMM</i> EPIC        | 1.7             | $6.0 \times 10^{21}$               | $3.0 \pm 0.3$                      | $1.3 \times 10^{-14}$                                   | $4.5 \times 10^{30}$                      |      |
| Hen 2-227   | <i>XMM</i> EPIC        | 1.91            | $5.8 \times 10^{21}$               | $1.3 \pm 0.3$                      | $5.0 \times 10^{-15}$                                   | $2.2 \times 10^{30}$                      |      |
| K 1-16      | <i>XMM</i> EPIC        | 1.67            | $1.2 \times 10^{20}$               | $105 \pm 18$                       | $1.1 \times 10^{-13}$                                   | $3.7 \times 10^{31}$                      |      |
| K 3-35      | <i>XMM</i> EPIC        | 3.9             | $1.1 \times 10^{22}$               | $2.5 \pm 0.8$                      | $1.3 \times 10^{-14}$                                   | $2.3 \times 10^{31}$                      |      |
| K 6-35      | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | $5.5 \pm 1.4$                      |   |   |      |
| LoTr 5      | <i>XMM</i> EPIC        | 0.45            | $5.8 \times 10^{19}$               | $26.0 \pm 1.0$                     | $2.7 \times 10^{-14}$                                   | $6.7 \times 10^{29}$                      |      |
| MyCn 18     | <i>CXO</i> ACIS-S      | 2.4             | $2.9 \times 10^{21}$               | $2.6 \pm 0.3$                      | $1.4 \times 10^{-14}$                                   | $1.1 \times 10^{31}$                      |      |
| NGC 40      | <i>CXO</i> ACIS-S      | 1.02            | $2.4 \times 10^{21}$               | $21.7 \pm 0.3$                     | $1.3 \times 10^{-14}$                                   | $2.1 \times 10^{31}$                      | 2,3  |
| NGC 246     | <i>CXO</i> ACIS-S      | 0.5             | $1.16 \times 10^{20}$              | $21.9 \pm 0.7$                     | $1.7 \times 10^{-13}$                                   | $5.3 \times 10^{30}$                      |      |
| NGC 2392    | <i>XMM</i> EPIC        | 1.28            | $1.5 \times 10^{21}$               | $39.2 \pm 2.2$                     | $3.9 \times 10^{-14}$                                   | $1.8 \times 10^{31}$                      | 4    |
| NGC 3132    | <i>CXO</i> ACIS-S      | 0.81            | $5.8 \times 10^{20}$               | $1.2 \pm 0.2$                      | $8.5 \times 10^{-15}$                                   | $6.7 \times 10^{29}$                      |      |
| NGC 3242    | <i>XMM</i> EPIC        | 0.55            | $5.0 \times 10^{20}$               | $31.3 \pm 1.6$                     | $4.2 \times 10^{-14}$                                   | $7.3 \times 10^{30}$                      | 5    |
| NGC 4361    | <i>CXO</i> ACIS-S      | 0.964           | $1.7 \times 10^{20}$               | $3.0 \pm 0.3$                      | $2.3 \times 10^{-14}$                                   | $2.6 \times 10^{30}$                      |      |
| NGC 6543    | <i>CXO</i> ACIS-S      | 1.5             | $8.0 \times 10^{20}$               | $31.3 \pm 0.9$                     | $9.5 \times 10^{-14}$                                   | $6.5 \times 10^{31}$                      | 6    |
| NGC 7009    | <i>XMM</i> EPIC        | 1.45            | $4.6 \times 10^{20}$               | $6.0 \pm 1.0$                      | $7.2 \times 10^{-14}$                                   | $4.4 \times 10^{31}$                      | 7    |
| NGC 7026    | <i>XMM</i> EPIC        | 3.7             | $3.5 \times 10^{21}$               | $6.0 \pm 1.0$                      | $6.2 \times 10^{-15}$                                   | $1.0 \times 10^{31}$                      |      |
| NGC 7027    | <i>CXO</i> ACIS-S      | 0.89            | $7.0 \times 10^{21}$               | $14.5 \pm 0.9$                     | $3.1 \times 10^{-14}$                                   | $1.3 \times 10^{32}$                      | 8    |
| NGC 7293    | <i>CXO</i> ACIS-S      | 0.21            | $4.0 \times 10^{20}$               | $43.3 \pm 1.3$                     | $3.2 \times 10^{-13}$                                   | $1.7 \times 10^{30}$                      |      |
| vBe 3       | <i>XMM</i> EPIC        |                 | $4.8 \times 10^{21}$               | $69.0 \pm 9.0$                     |   |   |      |

References.—(1) Kastner et al. (2000); (2) Montez et al. (2005); (3) Kastner et al. (2008); (4) Ruiz et al. (2013); (5) Ruiz et al. (2011); (6) Chu et al. (2001); (7) Guerrero et al. (2005); (8) Kastner et al. (2001)

| Object      | Telescope & Instrument | Distance<br>Kpc | $N_{\text{H}}$<br>$\text{cm}^{-2}$ | Upper Limit<br>( $\text{ks}^{-1}$ ) | $f_{\text{X}}$<br>[ $\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ] | $L_{\text{X}}$<br>[ $\text{erg s}^{-1}$ ] |
|-------------|------------------------|-----------------|------------------------------------|-------------------------------------|---|---|
| A12-N       | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <2.6                                |   |   |
| B13-10      | <i>XMM</i> EPIC        | 23.0            |                                    | <26.4                               |   |   |
| B13-13      | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <5.1                                |   |   |
| B13-14      | <i>XMM</i> EPIC        | 19.3            | $2.9 \times 10^{21}$               | <3.3                                | $<3.4 \times 10^{-15}$                                  | $<1.5 \times 10^{32}$                     |
| GJJC 1      | <i>CXO</i> ACIS-S      | 3.1             | $2.2 \times 10^{21}$               | <2.1                                | $<1.1 \times 10^{-14}$                                  | $<1.3 \times 10^{31}$                     |
| GRM 1       | <i>CXO</i> ACIS-S      | 8.5             |                                    | <0.9                                |   |   |
| GRM 2       | <i>CXO</i> ACIS-S      |                 |                                    | <1.5                                |   |   |
|             | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.9                                |   |   |
| GRM 3       | <i>CXO</i> ACIS-S      |                 |                                    | <0.6                                |   |   |
|             | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.5                                |   |   |
| G011.7+00.2 | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.8                                |   |   |
| G313.3+00.3 | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.7                                |   |   |
| G354.4+03.2 | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <8.1                                |   |   |
| H 1-43      | <i>XMM</i> EPIC        | 13.2            | $2.4 \times 10^{21}$               | <2.6                                | $<2.6 \times 10^{-15}$                                  | $<5.5 \times 10^{31}$                     |
| H 1-54      | <i>XMM</i> EPIC        | 4.9             | $4.3 \times 10^{21}$               | <0.8                                | $<5.3 \times 10^{-14}$                                  | $<4.6 \times 10^{30}$                     |
| H 1-58      | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.9                                |   |   |
| H 2-37      | <i>XMM</i> EPIC        | 3.6             |                                    | <1.5                                |   |   |
| H 4-1       | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <48.3                               |   |   |
| Hen 2-102   | <i>XMM</i> EPIC        | 3.77            |                                    | <0.6                                |   |   |
| Hen 2-81    | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <1.0                                |   |   |
| Hen 2-96    | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.9                                |   |   |
| JaSt 62     | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <2.0                                |   |   |
| JaSt 63     | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.8                                |   |   |
| JaSt 86     | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <1.0                                |   |   |
| K 3-92      | <i>XMM</i> EPIC        | 6.8             | $5.5 \times 10^{21}$               | <0.5                                | $<2.7 \times 10^{-14}$                                  | $<1.5 \times 10^{32}$                     |
| K 6-32      | <i>CXO</i> ACIS-S      |                 |                                    | <4.8                                |   |   |
|             | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.5                                |   |   |
| M 1-16      | <i>CXO</i> ACIS-S      | 5.45            |                                    | <24.0                               |   |   |
| M 1-28      | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <1.4                                |   |   |
| M 1-29      | <i>XMM</i> EPIC        | 3.3             | $6.9 \times 10^{21}$               | <1.2                                | $<6.4 \times 10^{-15}$                                  | $<8.4 \times 10^{30}$                     |
| M 1-37      | <i>XMM</i> EPIC        | 4.9             | $4.6 \times 10^{21}$               | <0.8                                | $<1.6 \times 10^{-15}$                                  | $<6.4 \times 10^{30}$                     |
| M 1-43      | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <1.8                                |   |   |
| M 2-19      | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <27.6                               |   |   |
| M 2-20      | <i>XMM</i> EPIC        | 9.5             |                                    | <4.1                                |   |   |
| M 2-34      | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <2.3                                |   |   |
| M 2-45      | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.4                                |   |   |
| M 2-9       | <i>CXO</i> ACIS-S      | 0.65            | $4.3 \times 10^{21}$               | <3.1                                | $<7.3 \times 10^{-15}$                                  | $<3.7 \times 10^{29}$                     |
| M 3-17      | <i>XMM</i> EPIC        | 9.0             | $1.3 \times 10^{22}$               | <1.3                                | $<6.6 \times 10^{-15}$                                  | $<6.5 \times 10^{31}$                     |
| M 3-28      | <i>XMM</i> EPIC        | 4.9             | $11.6 \times 10^{21}$              | <1.1                                | $<5.6 \times 10^{-15}$                                  | $<1.6 \times 10^{31}$                     |
| M 3-46      | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <1.5                                |   |   |
| M 3-55      | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <1.0                                |   |   |
| MaC 1-7     | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.8                                |   |   |
| PM 1-2      | <i>CXO</i> ACIS-S      | 1.8             |                                    | <24.0                               |   |   |
| PM 1-205    | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <1.2                                |   |   |
| PM 1-232    | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.9                                |   |   |
| PM 1-265    | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.7                                |   |   |
| PM 2-36     | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <1.2                                |   |   |
| RPZM 39     | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.3                                |   |   |
| RPZM 48     | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.7                                |   |   |
| Sa 2-108    | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.9                                |   |   |
| Sa 2-167    | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.5                                |   |   |
| Sa 2-93     | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <6.6                                |   |   |
| Sa 3-128    | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.8                                |   |   |
| SB 2        | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.9                                |   |   |
| SB 50       | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <1.6                                |   |   |
| ShWi3       | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <3.7                                |   |   |
| ShWi5       | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <2.8                                |   |   |
| SuWt 2      | <i>XMM</i> EPIC        | 1.0             | $2.3 \times 10^{21}$               | <0.8                                | $<5.0 \times 10^{-14}$                                  | $<6.0 \times 10^{30}$                     |
| Terz N2022  | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <1.8                                |   |   |
| vBe 2       | <i>XMM</i> EPIC        |                 |                                    | <0.6                                |   |   |
| WeBo 1      | <i>XMM</i> EPIC        | 1.6             | $4.1 \times 10^{21}$               | <1.0                                | $<5.8 \times 10^{-15}$                                  | $<1.8 \times 10^{30}$                     |

Tabla 3.9: *Chandra* & *XMM-Newton* PNe Undetected X-ray Emission

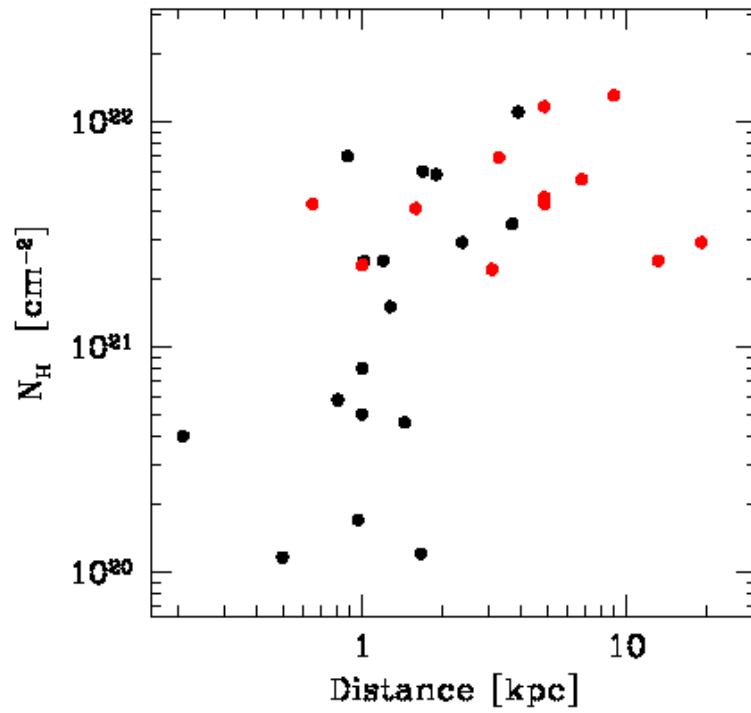


Figura 3.6: Distancia y extinción ( $N_H$ ) de las PNe observadas en rayos X, donde las fuentes detectadas se representan con puntos negros y las que no se detectan con puntos rojos.

## Capítulo 4

# Physical Structure of NGC 3242 from the Hot Bubble to the Nebular Envelope

One key feature of the interacting stellar winds model of the formation of planetary nebulae (PNe) is the presence of shock-heated stellar wind confined in the central cavities of PNe. This so-called hot bubble should be detectable in X-rays. Here we present *XMM-Newton* observations of NGC 3242, a multiple-shell PN whose shell morphology is consistent with the interacting stellar winds model. Diffuse X-ray emission is detected within its inner shell with a plasma temperature  $\sim 2.35 \times 10^6$  K and an intrinsic X-ray luminosity  $\sim 2 \times 10^{30}$  ergs  $s^{-1}$  at the adopted distance of 0.55 kpc. The observed X-ray temperature and luminosity are in agreement with “ad-hoc” predictions of models including heat conduction. However, the chemical abundances of the X-ray-emitting plasma seem to imply little evaporation of cold material into the hot bubble, whereas the thermal pressure of the hot gas is unlikely to drive the nebular expansion as it is lower than that of the inner shell rim. These inconsistencies are compounded by the apparent large filling factor of the hot gas within the central cavity of NGC 3242.

### 4.1. Introduction

Planetary Nebulae (PNe) consist of stellar material ejected by low- and intermediate-mass stars ( $0.8-1.0 M_{\odot} \leq M_i \leq 8-10 M_{\odot}$ ). Towards the end of the Asymptotic Giant Branch (AGB), these stars experience copious mass loss and eject most of their stellar envelope through a slow, dense AGB wind. The ejected material is subsequently ionized by the central star and becomes a PN. PNe eventually disperse into the interstellar medium as they expand, whereas the stellar cores, mainly composed of carbon and oxygen, will evolve toward the white dwarf stage.

Near the time when the hot stellar core is exposed, the slow AGB wind, with terminal velocities 5–30 km  $s^{-1}$  (Eder et al., 1988), is superseded by a fast stellar wind with terminal velocities 1,000–4,000 km  $s^{-1}$  (Cerruti-Sola y Perinotto, 1985; Guerrero et al., 2010). This fast stellar wind sweeps up the slower AGB wind to form a PN (Kwok, 1983). In this interacting stellar winds (ISW) model, the physical structure of a PN would be similar to that of a wind-blown bubble, as modeled by Weaver et al. (1977), comprising a central cavity filled



with shocked fast wind (the so-called hot bubble), a dense shell of swept-up AGB wind at  $10^4$  K, and an outer envelope of unperturbed expanding AGB wind. In a simplistic model, the temperature of the shocked stellar wind inside the hot bubble would be  $10^7$ - $10^8$  K, but turbulent mixing (e.g., Mellema y Frank, 1995) or heat conduction (Zhekov y Perinotto, 1998; Steffen et al., 2008) lowers the temperature of the hot gas to  $10^6$ - $10^7$  K and raises its density to produce optimal conditions for the emission of soft X-rays. Therefore, X-ray observations of shock-heated hot gas in PNe provide us a direct means to examine the interaction of the fast stellar wind with the AGB wind and to investigate the transfer of energy and momentum to the PN envelope.

*ROSAT* observations showed hints of diffuse X-ray emission in a few PNe (Guerrero et al., 2000). However, it was not until the advent of *Chandra* and *XMM-Newton*, with their unprecedented resolution and sensitivity, that we were finally able to unambiguously detect hot gas in PNe. *Chandra* and *XMM-Newton* have resolved the diffuse X-ray emission in a handful of PNe (e.g., Kastner et al., 2000, 2001; Chu et al., 2001; Guerrero et al., 2002, 2005) and revealed unexpected, hard X-ray emission from the central stars of several PNe that may originate from the coronal emission of unseen faint binary companions or shocks within the fast stellar winds (Guerrero et al., 2001; Kastner et al., 2003; Montez et al., 2010). Observations of diffuse X-ray emission in PNe demonstrate that hot gas in elliptical PNe is confined within the innermost nebular shell and that the high pressure of the hot gas may indeed drive the nebular expansion as expected in bubble models.

The observed values of  $L_X$  and  $T_X$  are in agreement with predictions of the time-dependent models developed by Steffen et al. (2008) that include heat-conduction for PNe with central stars of normal, hydrogen-rich surface composition. There is, however, an unsolved puzzle: the analyses of the chemical composition of the X-ray-emitting plasma in PNe suggest that it is mainly composed of stellar wind, with little contamination of material from the cold nebular shell (e.g., NGC 2392 and NGC 6543, Guerrero et al., 2005; Chu et al., 2001). This discrepancy has been further illustrated by the analysis of the high-spectral resolution *Chandra* LETG spectrum of BD+30°3639 that conclusively confirms the stellar wind composition of its X-ray-emitting plasma (Yu et al., 2009). This problem has prompted alternative mechanisms for the production of hot gas in PNe, including the action of fast collimated outflows and/or slow fragments in the onset of the fast stellar wind (Soker y Kastner, 2003), and the absorption of energy from the stellar wind by slowly moving ions embedded in the wind itself, the so-called pick-up ions (Soker et al., 2010).

NGC 3242 (PN G261.0+32.0), the Ghost of Jupiter, is a multiple-shell PN with a bright,  $28'' \times 20''$  inner ellipsoidal shell and ansae surrounded by a fainter,  $46'' \times 40''$  moderately elliptical envelope. These two shells are further enclosed by arcs and a giant broken halo revealed by deep images (Corradi et al., 2003, 2004). The double-shell morphology of the main nebula of NGC 3242 is highly suggestive of interactions between the fast stellar wind of its central star ( $v_\infty = 2,400$  km s $^{-1}$ , Pauldrach et al., 2004) and the previous slow AGB wind. The AGB wind (the nebular envelope) has been swept by the fast stellar wind to form a thin ionized shell with a central cavity that can be expected to be filled with shocked fast wind. This shock-heated gas should emit X-rays, and the diffuse X-ray emission from NGC 3242 is likely detectable because of its proximity (distance =  $0.55 \pm 0.23$  kpc, Terzian, 1997; Mellema, 2004), and low extinction (Balick et al., 1993; Henry et al., 2000; Pottasch y Bernard-Salas, 2008).

In this paper, we present *XMM-Newton* observations of NGC 3242 that have detected diffuse X-ray emission within its innermost nebular shell. The observations are described in §2, the results are presented in §3, the physical structure of the optical nebula is investigated

in §4, and the effects of the shocked stellar wind in the nebula are discussed in §5.

## 4.2. Observations

### 4.2.1. XMM-Newton X-Ray Observations

NGC3242 was observed with the *XMM-Newton* Observatory in Revolution 730 on 2003 December 4 using the EPIC-MOS1, EPIC-MOS2, and EPIC-pn CCD cameras (OBSID = 0200240401). The two EPIC-MOS cameras were operated in the Full-Frame Mode for a total exposure time of 19.1 ks, while the EPIC-pn camera was operated in the Extended Full Frame Mode for a total exposure time of 15.7 ks. The Medium filter was used for all observations. The *XMM-Newton* products were processed using the *XMM-Newton Science Analysis Software* (SAS version 10.0.0) and the calibration files from the Calibration Access Layer available on 2010 September 16. The event files were screened to eliminate events due to charged particles or associated with periods of high background. For the EPIC-MOS observations, only events with CCD patterns 0–12 were selected; for the EPIC-pn observation, only events with CCD pattern 0 (single pixel events) were selected. Time intervals of high background, when the count rate in the background dominated 10–12 keV energy range is  $\geq 0.3$  cts s<sup>-1</sup> for EPIC-MOS and  $\geq 1.4$  cts s<sup>-1</sup> for EPIC-pn, were discarded. The resulting net exposure times are 18.7 ks, 18.7 ks, and 13.6 ks for the EPIC-MOS1, EPIC-MOS2, and EPIC-pn observations, respectively.

The *XMM-Newton* EPIC observations detect a source of diffuse X-ray emission at the location of NGC 3242. An inspection of EPIC-pn and EPIC-MOS images at different energy ranges reveals that this source is soft, with most emission below 1.0 keV and very little emission at higher energies. The EPIC-pn background-subtracted count rate in the 0.38–2.0 keV energy range is  $31.3 \pm 1.6$  cts ks<sup>-1</sup> for a total of  $422 \pm 22$  counts. The EPIC-pn net count rates in the energy ranges 0.38–1.0 keV and 1.0–2.0 keV are  $30.3 \pm 1.6$  cts ks<sup>-1</sup>, and  $1.1 \pm 0.4$  cts ks<sup>-1</sup>, respectively. The EPIC-MOS background-subtracted count rates in the 0.38–2.0 keV energy band are  $4.4 \pm 0.5$  cts ks<sup>-1</sup> for MOS1 and  $4.8 \pm 0.5$  cts ks<sup>-1</sup> for MOS2, with a total of  $83 \pm 10$  cts for MOS1 and  $90 \pm 10$  cts for MOS2.

### 4.2.2. Archival Narrow-band HST Imaging

In order to examine the spatial correlation between the diffuse X-ray emission and the optical nebula, narrow-band WFPC2 images of NGC3242 in the H $\alpha$ , He II  $\lambda$ 4686, [N II]  $\lambda$ 6583, and [O III]  $\lambda$ 5007 emission lines were retrieved from the *HST* archive (Proposal ID 7501 and 8773, PI: Arsen Hajian, and Proposal ID 6117, PI: Bruce Balick). The images used in this work are listed in Table 4.1 with their integration times and filters. In all cases, the innermost shell of the nebula was registered on the WFPC2-PC1 CCD, while a fraction of the outer envelope was missed by the detector. These images were calibrated via the pipeline procedure and cosmic rays were removed by combining different exposures obtained with the same filter using standard IRAF<sup>1</sup> routines. The final images have total exposure times of 100 s for H $\alpha$ , 160 s for He II, 1260 s for [O III], and 2840 s for [N II].

---

<sup>1</sup> IRAF, the Image Reduction and Analysis Facility, is distributed by the National Optical Astronomy Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA) under cooperative agreement with the National Science Foundation.

| Emission Lines | Number of images | $t_{\text{exp}}$ [s] | Program ID |
|----------------|------------------|----------------------|------------|
| H $\alpha$     | 1                | 100                  | 6117       |
| He II          | 1                | 160                  | 6117       |
| [N II]         | 3                | 400                  | 6117       |
|                | 2                | 300                  | 7501, 8773 |
|                | 4                | 260                  | 7501, 8773 |
| [O III]        | 1                | 260                  | 7501       |
|                | 5                | 200                  | 7501, 8773 |

Tabla 4.1: HST WFPC2 Observations of NGC 3242

### 4.2.3. Medium-Dispersion Spectroscopy Observations

Medium-dispersion long-slit spectroscopic observations of NGC 3242, obtained using the GoldCam CCD Spectrograph (GCCAM) on the 2.1m telescope at the Kitt Peak National Observatory (KPNO) on 1996 December 7, were kindly provided to us by Dr. K. Kwitter ((Henry et al., 2000)). The observations, covering the spectral region 3600 – 9600 Å, were obtained using a 285"×5" slit oriented along the East-West direction and centered at 8" south of the central star. The spatial scale of the observations is 0".78 pix<sup>-1</sup>. The grating 240 was used with the GG-345 blocking filter to cover the blue spectral region 3650 – 6750 Å at a spectral dispersion 1.49 Å pix<sup>-1</sup>, whereas the red spectral region 5650 – 9600 Å was observed at a spectral dispersion 1.86 Å pix<sup>-1</sup> using grating 58 with the OG-530 blocking filter. Two exposures of 60 s each were acquired in the blue spectral range, while exposures of 60 s, 30 s, and two of 20 s were acquired in the red spectral range. The original spectra were reduced and analyzed using standard IRAF routines. For the flux calibration we used several observations of the spectrophotometric standard stars BD+28°4211 and Hiltner 600 obtained on the same night.

## 4.3. XMM-Newton Data Analysis

### 4.3.1. Spatial Properties of the X-ray Emission from NGC 3242

To study the spatial distribution of the X-ray emission from NGC 3242, we have produced EPIC images of NGC 3242 in the energy band 0.25-2.5 keV by extracting the individual EPIC-pn, EPIC-MOS1, and EPIC-MOS2 images, mosaicing them together, applying the exposure map correction, and smoothing it. The raw image is shown in the left panel of Figure 4.1, while the exposure map corrected, smoothed version of the image overlaid by X-ray contours is shown in the central panel.

To compare the relative spatial distribution of the X-ray-emitting gas and the ionized nebular material, we have superposed the X-ray contours on the *HST* WFPC2 [O III] image of NGC 3242 (Figure 4.1-*right*). The comparison between the X-ray contours and the optical image suggests that the X-ray-emitting gas is confined within the innermost shell of NGC 3242, as the location of the lowest intensity level X-ray contours outside the 28"×20" inner shell of NGC 3242 is most likely caused by the point-spread function (PSF) of *XMM-Newton* that is known to have a half energy width (HEW) of 15".2 for EPIC-pn and 13".0-13".8 for EPIC-MOS and significantly extended wings.

The X-ray image and contours also suggest that the detailed morphology of the X-ray emission is asymmetric, with an emission peak northwest of the central star. We further

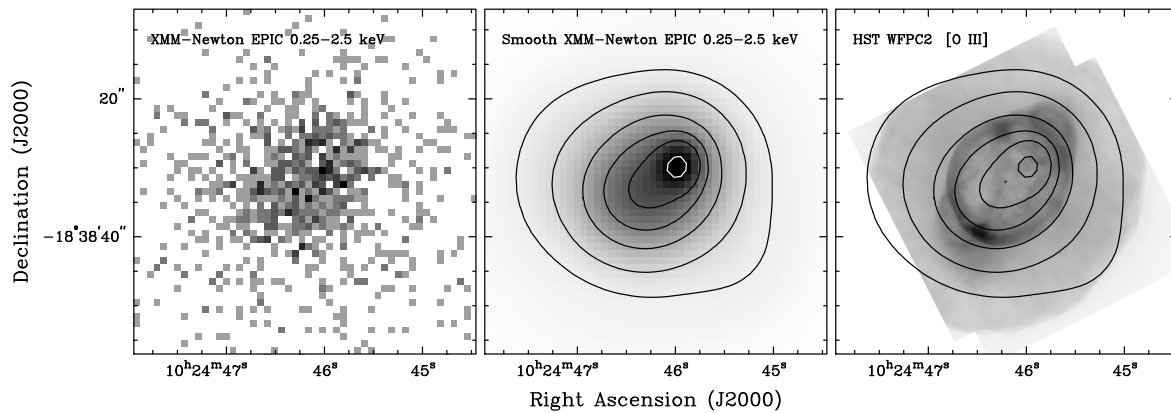


Figure 4.1: Raw (*left*) and smoothed (*center*) *XMM-Newton* EPIC images of NGC 3242 in the 0.25-2.5 keV energy band, and (*right*) *HST* WFPC2-PC1 [O III] image of NGC 3242. The [O III] image is overplotted with the X-ray contours derived from the smoothed EPIC X-ray image. Contours correspond to  $10\sigma$ ,  $20\sigma$ ,  $50\sigma$ ,  $75\sigma$ ,  $100\sigma$ , and  $150\sigma$  above the background level.

compare in Figure 4.2 the surface brightness profile of the X-ray emission of NGC 3242 along the major and minor nebular axes with the PSF from a point source in the field of view. Both profiles of the nebular emission are asymmetric and more extended than those of the point-source, more clearly for the profile along the major axis of the nebula.

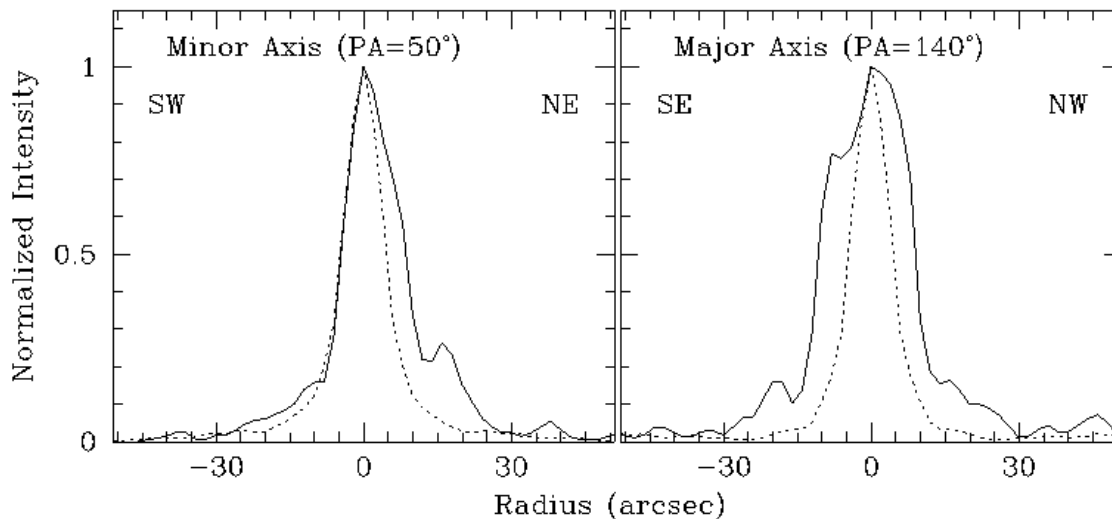


Figure 4.2: Normalized intensity of the EPIC-MOS X-ray surface brightness profile of NGC 3242 (solid line) and a point-source in the field of view of the instrument (dotted line) along the minor (*left*) and major (*right*) axes of the nebula.

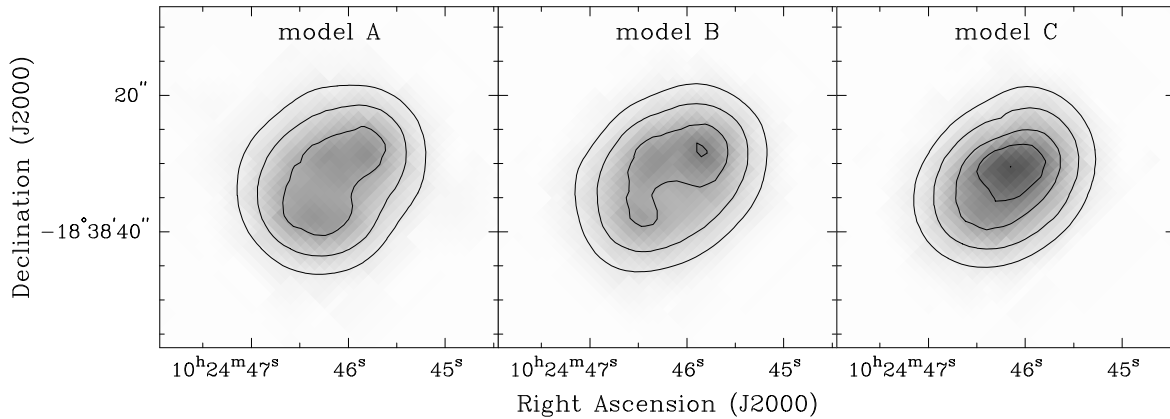


Figure 4.3: Realizations of three Monte Carlo simulations of the *XMM-Newton* images of NGC 3242 for an X-ray-emitting ellipsoidal shell of constant density with a shell thickness 10 % (model A) and 20 % (model C), and a filled shell (model C). Contours correspond to  $20\sigma$ ,  $40\sigma$ ,  $80\sigma$ , and  $120\sigma$  above the background level.

In order to better understand the distribution of X-ray-emitting gas in NGC 3242 we have constructed simulated observations for comparison with the *XMM-Newton* images. For these simulated observations we modeled the emission from NGC 3242 as though it arose from a constant-density ellipsoidal shell of X-ray-emitting gas interior to the innermost nebular shell. We assumed a prolate ellipsoid with semi-major and semi-minor axes of  $11''.25 \times 7''.5$  in the plane of the sky. Three models were considered: Model A assumed the X-ray-emitting gas was confined to an ellipsoidal shell with a fractional width ( $\Delta r/r$ ) of 0.1; Model B assumed a similar shell with a fractional width of 0.2; and Model C assumed the X-ray-emitting gas filled the ellipsoid with constant density.

To simulate the *XMM-Newton* observations, we generated random simulated X-rays based on the model distribution of the X-ray emitting gas with further randomization in the plane of the sky consistent with the *XMM-Newton* PSF<sup>2</sup>. We also added random X-ray events to the simulated image to mimic the background emission. The total number of simulated source and noise counts were set to match those of the actual *XMM-Newton* observations. Each model was used to make ten simulations to explore the variations caused by the small number statistics of these Monte Carlo simulations. We then adaptively smoothed the simulated observations with the same parameters used for the actual observations. Figure 4.3 shows a typical realization for each of the three models described. In the realizations of models A and B (the shell models) a central deficit in X-ray emission is always apparent. In the realizations of Model C the X-ray emission peaks on or near the center; the example shown in Figure 4.3 even exhibited an offset peak matching the actual observation. These simulated observations demonstrate that the diffuse X-ray emission from NGC 3242 is more consistent with that from a central cavity filled with X-ray-emitting gas than from a thin ellipsoidal shell. They also suggest that the asymmetric distribution of the X-ray emission may be spurious due to the low count number.

<sup>2</sup> Based on *XMM-Newton* observations of the bright, soft point source Nova LMC1995 (Orio et al., 2003).

### 4.3.2. Spectral Properties of the X-ray Emission from NGC 3242

To study the spectral properties of the X-ray emission from NGC 3242, we have extracted its EPIC-pn, EPIC-MOS1, and EPIC-MOS2 background-subtracted spectra (Figure 4.4). Our description of the spectral properties of NGC 3242 will focus on the EPIC-pn spectrum as the number of counts in this spectrum is  $\sim 5$  times larger than in the EPIC-MOS1 and EPIC-MOS2 spectra. The EPIC-pn spectrum of NGC 3242 is soft, with most counts below 1.0 keV. The spectrum peaks at 0.5-0.6 keV, and then steadily declines towards higher energies. This peak is most likely due to the He-like OVII triplet at 0.57 keV.

We shall note that the shape of the EPIC-pn spectrum at energies below 0.55 keV is difficult to explain. The unbinned spectrum reveals noticeable oscillations in the count rates with small number of counts in energy bins at  $\sim 450$  eV and  $\sim 500$  eV, and large number of counts in energy bins between these two energies and at  $\sim 400$  eV. Since these “spectral features” have widths smaller than the EPIC-pn spectral resolution at this energy range (FWHM $\sim 90$  eV), it is unlikely that these spikes are associated with real emission lines. It has been reported that optical loading can produce the observed effects, but this mechanism can be ruled out because the Medium Filter used in our observations prevents the optical contamination from point sources as bright as  $m_V=6-9$  mag. (XMM-SOC-CAL-TN-0051), while the central star of NGC 3242 has  $m_V=10.3$  mag (van Altena et al., 1995). We can conclude that these oscillations are most likely caused by stochastic effects. To mitigate this issue, the EPIC-pn spectrum has been binned to have at least 25 counts per channel for further spectral analysis. Similarly, the EPIC-MOS spectra have been binned to have at least 15 counts per channel for spectral analyses.

### 4.3.3. Spectral Analysis

For the spectral analysis, we have adopted the nebular chemical abundances (He=0.94 He $_{\odot}$ , C=0.78 C $_{\odot}$ , N=1.61 N $_{\odot}$ , O=0.83 O $_{\odot}$ , Ne=0.75 Ne $_{\odot}$ , S=0.20 S $_{\odot}$ , and Ar=0.40 Ar $_{\odot}$ ), and foreground hydrogen column density ( $N_H=5\times 10^{20}$  cm $^{-2}$ ) derived by Pottasch y Bernard-Salas (2008). We have then modeled the observed EPIC spectra using an absorbed APEC optically thin plasma emission model and adopting the absorption cross-sections from Morrison y McCammon (1983).

This model provides a reasonable fit to the EPIC spectra of NGC 3242’s diffuse emission with a reduced  $\chi^2$  of 1.60 ( $=38.4/24$ ) for  $kT=0.190\pm 0.009$  keV ( $\sim 2.2\times 10^6$  K), although the best-fit model is lower than the observed spectrum at energies  $<0.5$  keV. The fits are not improved by allowing  $N_H$  to vary and we find that the best-fit values of  $kT$  and  $N_H$  appear to be correlated (Figure 4.5) as  $kT = 0,1975 - 20,0\times N_H$ , where  $kT$  is given in keV and  $N_H$  in units of  $10^{20}$  cm $^{-2}$ .

Alternatively, we may allow the chemical abundances of nitrogen and carbon to vary in the fits, as these two elements have spectral lines that can contribute in the 0.4-0.5 keV energy band. Variations of the carbon abundance do not produce noticeable changes in the quality of the spectral fit, and thus the carbon abundance cannot be well constrained. On the other hand, changes to the nitrogen abundances produce a significant improvement of the spectral fit, and the best-fit model (Figure 4.4) has  $kT=0.202_{-0,010}^{+0,012}$  keV ( $\sim 2.35\times 10^6$  K),  $N=5.3_{-1,8}^{+2,8}$  N $_{\odot}$ , and a reduced  $\chi^2$  of 1.07 ( $=24.56/23$ ). The limits to the nitrogen abundance set by this fit are better illustrated by the nitrogen versus temperature  $\chi^2$  grid plot of the spectral fit in Figure 4.4, which shows that the range of nitrogen abundances exclude the nebular abundance of 1.61 N $_{\odot}$ . The best-fit value for the nitrogen abundance implies a N/O ratio of the X-ray-

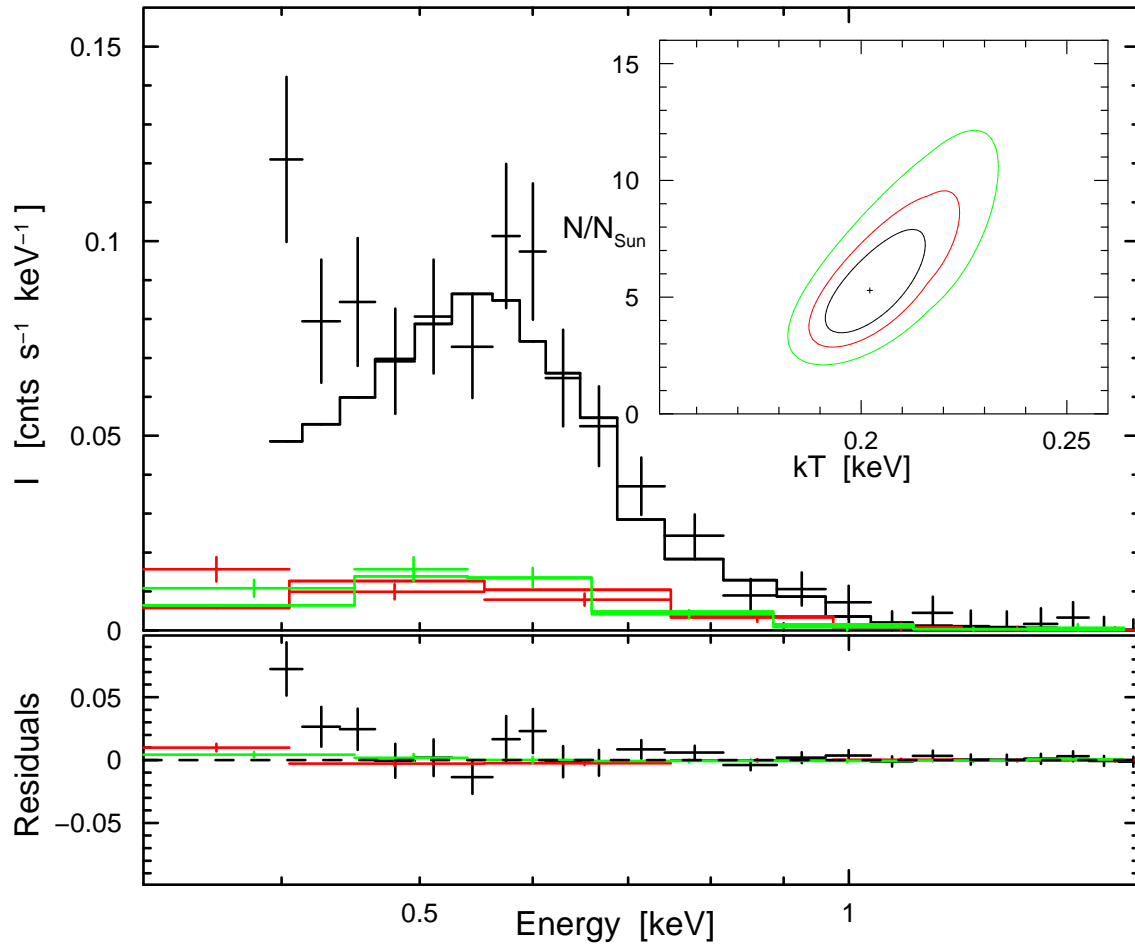


Figure 4.4: (*top-panel*) EPIC-pn (black), EPIC-MOS1 (red), and EPIC-MOS2 (green) background-subtracted spectra of the diffuse emission of NGC 3242. The best-fit joint model is shown as a histogram in the corresponding color. The inset shows the nitrogen vs. temperature  $\chi^2$  grid plot of the spectral fit where the black, red, and green curves represent the 68 %, 90 %, and 99 % confidence levels. (*bottom-panel*) Residuals of the best-fit joint model to the EPIC-pn (black), EPIC-MOS1 (red), and EPIC-MOS2 (green) spectra of NGC 3242 shown in the top panel.

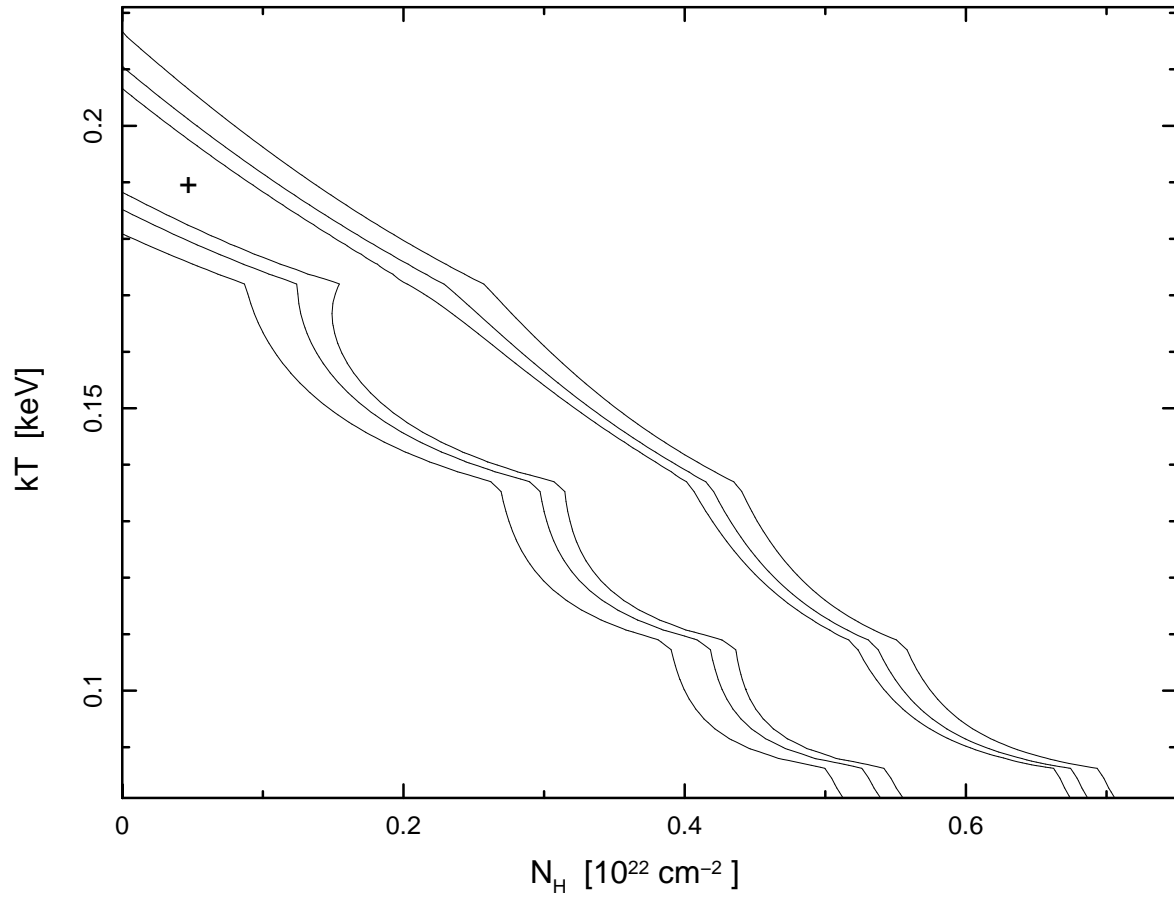


Figure 4.5: Temperature vs. column density  $\chi^2$  grid plot of the spectral fit with nebular abundances and free column density, where the three curves represent the 68 %, 90 %, and 99 % confidence levels, and the cross marks the best fit for the value of  $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  adopted for  $N_{\text{H}}$ .



emitting gas to be  $(N/O)_X \sim 1.2 \sim 3.3$  times greater than the N/O ratio of the ionized nebular material,  $(N/O)_{\text{neb}} \sim 0.36$ .

For the best-fit model with enhanced nitrogen abundance, we derive an observed flux of  $(4.2_{-1.1}^{+0.7}) \times 10^{-14}$  ergs  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$  and an intrinsic X-ray luminosity of  $(7.3_{-1.3}^{+0.8}) \times 10^{30} d^2$  ergs  $\text{s}^{-1}$  in the 0.4-2.0 keV energy band, where  $d$  is the distance in kpc. The volume emission measure ( $EM = N_e^2 V$ , where  $N_e$  is the electron density and  $V$  is the emitting volume) of this model is  $\sim 5 \times 10^{53} d^2 \text{ cm}^{-3}$ . The emitting volume of the inner shell of NGC 3242 is  $\sim 2 \times 10^{52} \epsilon d^3 \text{ cm}^3$ , where  $\epsilon$  is the volume filling factor of the X-ray-emitting gas. Thus, the electron density of the X-ray-emitting gas is  $\sim 5 \epsilon^{-1/2} d^{1/2} \text{ cm}^{-3}$ , and the thermal pressure is  $1.6 \times 10^{-9} \epsilon^{-1/2} d^{1/2} \text{ dyne cm}^{-2}$ . At a distance of 0.55 kpc, the X-ray luminosity of NGC 3242 is  $(2.2_{-0.4}^{+0.2}) \times 10^{30}$  ergs  $\text{s}^{-1}$ , the electron density of the X-ray-emitting gas is  $4 \epsilon^{-1/2} \text{ cm}^{-3}$ , and its thermal pressure is  $1.2 \times 10^{-9} \epsilon^{-1/2} \text{ dyne cm}^{-2}$ .

## 4.4. Physical Structure of the Optical Shell

### 4.4.1. Bulk Physical Conditions

The electron temperature and density of the optical shell of NGC 3242 can be derived using standard techniques (e.g., Guerrero et al., 1996) from the long-slit intermediate-dispersion spectroscopy presented in §2.3. From these two-dimensional spectra of NGC 3242, we have extracted one-dimensional spectra of representative regions of its inner and outer shells, and measured the fluxes of the emission lines using the IRAF task *splot*. Table 4.2 presents line fluxes normalized to an H $\beta$  flux of 100. The observed fluxes,  $F$ , have been dereddened using the IRAF task *redcorr* to derive the intrinsic intensity of the line,  $I$ :

$$I = F \times 10^{-c_{H\beta} \times f_\lambda} \quad (4.1)$$

where  $c_{H\beta}$  is the logarithmic H $\beta$  extinction constant computed by comparing the observed value of the H $\alpha$  to H $\beta$  ratio to the expected theoretical value of 2.87 for case B recombination (Osterbrock y Ferland, 2006). The observed fluxes are subsequently corrected using the values of  $f_\lambda$  corresponding to the interstellar extinction law of Savage y Mathis (1979). The H $\alpha$ /H $\beta$  ratio measured in the medium dispersion spectra implies an extinction coefficient  $c_{H\beta} = 0.01$  for the inner shell and 0.05 for the outer shell. We note that these values of  $c_{H\beta}$  are smaller than the values 0.10-0.15 derived by Balick et al. (1993) and Pottasch y Bernard-Salas (2008), but consistent with the values derived by Henry et al. (2000) using this same dataset.

The physical conditions for the inner and outer shells of NGC 3242 have been derived using temperature-sensitive line ratios of [O III], [N II], [O II], and [S III], and density-sensitive line ratios of [S II] and [Ar IV]. The ions and lines used, their ratios, and the values of electron temperature,  $T_e$ , and density,  $N_e$ , are listed in Table 4.3. The results suggest that the inner shell density is  $\sim 2,200 \text{ cm}^{-3}$ , in excellent agreement with the density derived from the [S II] lines by Pottasch y Bernard-Salas (2008), and the outer shell density is  $\sim 370 \text{ cm}^{-3}$ . Among the four temperatures derived from different lines, we adopt that from the [O III] lines, 11,900 K for the inner shell and 10,400 K for the outer shell, as the [O III] temperature diagnostic is the least affected by the extinction law and the lines are the brightest. This radial decline in temperature is consistent with the results presented by Balick et al. (1993). Using these values, we derive thermal pressures of  $3.6 \times 10^{-9} \text{ dyne cm}^{-2}$  and  $5 \times 10^{-10} \text{ dyne cm}^{-2}$  for the inner and outer shells, respectively.

| Line ID   | Wavelength [Å] | $f_\lambda$ | Inner Shell           |        | Outer Shell           |        |
|---|----------------|-------------|-----------------------|--------|-----------------------|--------|
|   |                |             | $F$                   | $I$    | $F$                   | $I$    |
| [O II]  | 3726           | 0.26        | 10.8                  | 11.7   | 3.7                   | 4.0    |
| [O II]  | 3729           | 0.26        | 9.7                   | 10.5   | 0.3                   | 0.3    |
| [S II]  | 4068           | 0.20        | 0.5                   | 0.5    | ...                   | ...    |
| [S II]  | 4076           | 0.20        | 0.5                   | 0.5    | ...                   | ...    |
| H $\delta$  | 4101           | 0.18        | 26.4                  | 25.6   | 27.2                  | 25.5   |
| H $\gamma$  | 4340           | 0.135       | 45.5                  | 47.0   | 46.2                  | 48.2   |
| [O III]   | 4363           | 0.13        | 10.9                  | 11.3   | 10.1                  | 10.5   |
| [Ar IV]   | 4711           | 0.04        | 4.8                   | 4.9    | 4.0                   | 4.0    |
| [Ar IV]   | 4740           | 0.04        | 4.0                   | 4.0    | 2.9                   | 2.9    |
| H $\beta$   | 4861           | 0.00        | 100.0                 | 100.0  | 100.0                 | 100.0  |
| [O III]   | 4959           | -0.02       | 339.1                 | 336.8  | 362.2                 | 359.7  |
| [O III]   | 5007           | -0.03       | 1018.1                | 1007.8 | 1523.3                | 1507.9 |
| [Cl III]  | 5517           | -0.15       | 0.2                   | 0.2    | 0.3                   | 0.3    |
| [N II]  | 5755           | -0.21       | 0.07                  | 0.07   | ...                   | ...    |
| [S III]   | 6312           | -0.30       | 0.7                   | 0.6    | 0.4                   | 0.4    |
| [N II]  | 6548           | -0.34       | 0.7                   | 0.6    | ...                   | ...    |
| H $\alpha$  | 6563           | -0.34       | 289                   | 287    | 296                   | 286    |
| [N II]  | 6583           | -0.34       | 2.1                   | 1.9    | 14.6                  | 13.4   |
| [S II]  | 6716           | -0.36       | 0.3                   | 0.3    | 1.1                   | 1.0    |
| [S II]  | 6731           | -0.36       | 0.4                   | 0.4    | 1.0                   | 0.9    |
| [O II]  | 7320           | -0.43       | 0.5                   | 0.4    | 0.05                  | 0.04   |
| [O II]  | 7330           | -0.43       | 0.5                   | 0.4    | 0.05                  | 0.04   |
| [S III]   | 9069           | -0.64       | 3.7                   | 3.1    | 22.6                  | 19.2   |
| [S III]   | 9532           | -0.65       | 18.0                  | 15.2   | 18.1                  | 15.2   |
| F(H $\beta$ ) (ergscm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ) |                |             | $3.1 \times 10^{-11}$ |        | $2.2 \times 10^{-12}$ |        |

Tabla 4.2: Line Strengths for NGC 3242

#### 4.4.2. Spatially Resolved Physical Conditions

The narrow-band *HST* images and ratio maps of NGC 3242 in different emission lines (Figure 4.6) display a simple shell morphology consisting of an elliptical inner shell and an attached outer shell. This shell morphology is only moderately complicated by ansae and knots best seen in the [N II] images. A spatio-kinematic study of NGC 3242 by Balick et al. (1987) confirms this simple shell structure: the inner shell is a nearly round bubble expanding at 25–30 km s<sup>-1</sup>, while the outer shell is a co-expanding envelope filled with material. Thus, the H $\alpha$  image of NGC 3242 can be used to obtain density and pressure profiles of the nebula for comparison with those of the X-ray-emitting gas in the central cavity.

The density profile of NGC 3242 has been previously determined by Soker et al. (1992) using a ground-based H $\alpha$  image. We will use the high-resolution *HST* WFPC2 H $\alpha$  image to determine the electron density,  $N_e$ , and thermal pressure,  $P_{th}$ , of the inner shell and the envelope as a function of nebular radius. First, we examined this image to select a direction that would provide us with a clean surface brightness profile. The cut along PA=230° is orthogonal to the inner shell rim and covers the full extent of the outer shell. Thus, we extracted the surface brightness profiles in the H $\alpha$ , He II  $\lambda$ 4686, [O III]  $\lambda$ 5007, and [N II]  $\lambda$ 6583 shown in Figure 4.7. The surface brightness profile of the outer shell is very similar in the H $\alpha$ , [O III], and [N II] lines, but the He II emission is diminished most likely because the inner shell is optically thick to He<sup>+</sup> ionizing photons. As for the inner shell, all profiles show the bright shell rim, but peak at different radial distances:  $\sim 7''.4$  for He II,  $\sim 7''.6$  for H $\alpha$ , and  $\sim 7''.8$  for [O III]. The emission inside this rim drops steeply, but the filaments projected in

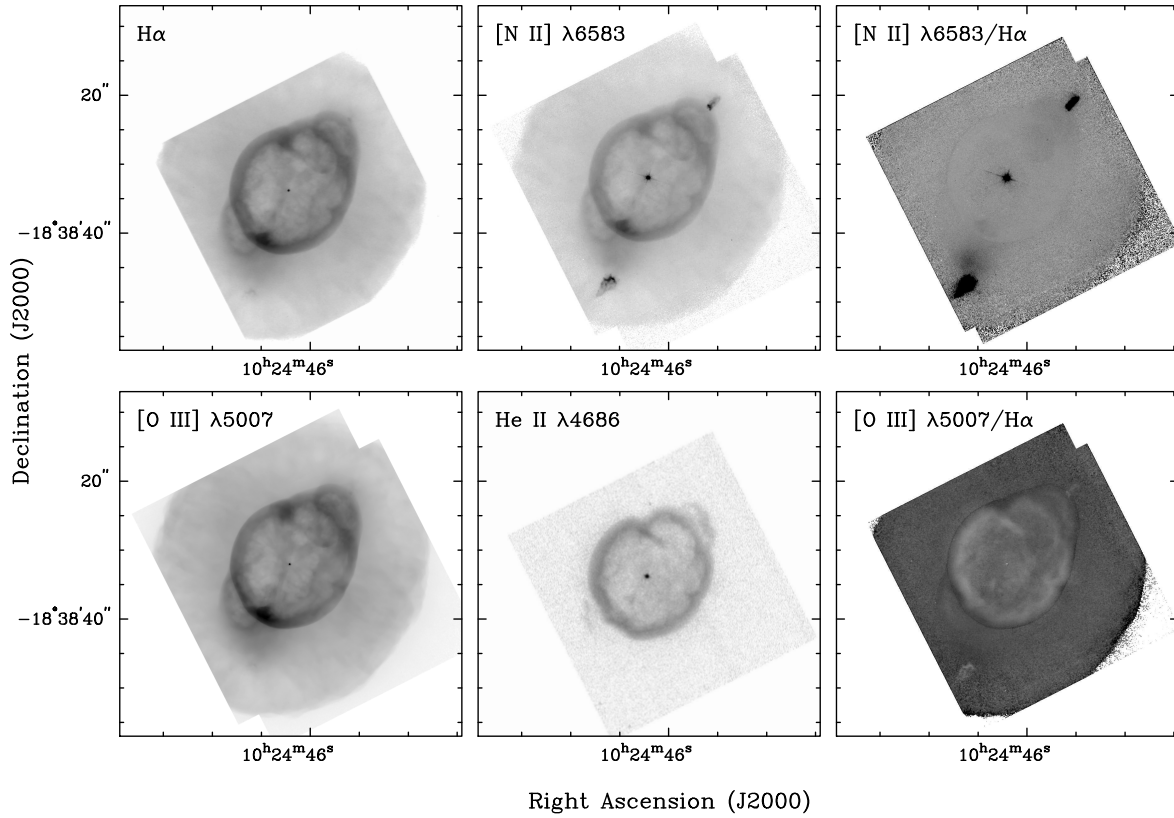


Figura 4.6: *HST* WFPC2 narrow-band images and ratio maps of the central region of NGC 3242. The images are displayed on a squared-root scale, while the ratio maps are displayed on a linear scale.

| Physical Parameter | Ion     | Line Ratios             | Observed Ratios |             | Value                  |                      |
|--------------------|---------|-------------------------|-----------------|-------------|------------------------|----------------------|
|                    |         |                         | Inner Shell     | Outer Shell | Inner Shell            | Outer Shell          |
| $T_e$              | [N II]  | (6548+6583)/5755        | 41.6            | ...         | 14,700 K               | ...                  |
| $T_e$              | [S III] | (9069+9532)/6312        | 32.0            | 106.6       | 14,040 K               | 8,070 K              |
| $T_e$              | [O III] | (4959+5007)/4363        | 124.9           | 189.0       | 11,880 K               | 10,400 K             |
| $T_e$              | [O II]  | (3726+3729)/(7320+7330) | 19.5            | 43.3        | 10,100 K               | 9,860 K              |
| $N_e$              | [Ar IV] | 4711/4740               | 1.18            | 1.37        | 2.250 cm <sup>-3</sup> | 400 cm <sup>-3</sup> |
| $N_e$              | [S II]  | 6716/6731               | 0.71            | 1.13        | 2.200 cm <sup>-3</sup> | 340 cm <sup>-3</sup> |

Tabla 4.3: Physical Conditions in NGC 3242

the central cavity produce secondary peaks in the H $\alpha$ , [O III], and [N II] lines, but not in the He II line.

The outer shell has been modeled assuming a mean electron density  $\sim 370$  cm<sup>-3</sup> and a temperature of 10,400 K. Figure 4.8-*left* shows the fit to the H $\alpha$  surface brightness profile of the outer shell of NGC 3242 assuming four different radial dependences of the density:  $r^{-2}$ ,  $r^{-1}$ ,  $r^{-1/2}$ , and  $r^{-1/3}$ . The model surface brightnesses for the  $r^{-2}$  and  $r^{-1}$  density profiles decrease outwards too rapidly compared to the observed surface brightness profile, and can thus be excluded. The model surface brightness for the  $r^{-1/2}$  and  $r^{-1/3}$  density profiles more closely match the observation.

Using the  $r^{-1/2}$  density profiles in the outer shell, we proceed to model the H $\alpha$  and He II surface brightness profiles at the rim of the inner shell by varying the thickness of the shell and adjusting the ionization fraction of He<sup>++</sup>. A shell with a constant density 2.200 cm<sup>-3</sup>, temperature of 11,900 K, shell thickness  $\sim 15$  %, and a sharp decay in its inner edge produces a good fit to the He II profile. The fit to the rim of the shell in the H $\alpha$  profile is also reasonable, but the model profile does not include the contributions from filaments to the H $\alpha$  profile (Figure 4.8-*right*).

The density profile deduced from the model comparisons is shown in Figure 4.9-*left*. The radial profile of the thermal pressure (Figure 4.9-*right*) has been constructed assuming a constant electron temperature of 11,900 K for the inner shell, and 10,400 K for the outer shell, as derived from temperature sensitive optical line ratios. This figure shows that the thermal pressure of the inner shell is much higher than that of the outer shell, i.e., the inner shell is expanding into the envelope.

We can also compare the thermal pressure of the nebular shell to that of the hot interior. Assuming that the hot gas is distributed in a constant-density shell interior to but in contact with the inner nebular shell, the filling factor can be expressed as  $\epsilon = 1 - (r_i/r_o)^3$ , where  $r_o$  and  $r_i$  are the outer and inner radii of the hot gas shell ( $r_o$  is also the inner radius of the inner nebular shell). As the hot gas density is  $\sim 4\epsilon^{-1/2}$  cm<sup>-3</sup> ( $d = 0,55$  kpc), we have plotted the hot gas density as a function of its inner shell radius  $r_i$  in Figure 4.9-*left* and the thermal pressure in Figure 4.9-*right*. The hot gas shell's inner radii corresponding to  $\epsilon$  of 0.15, 0.5, and 0.8 are marked. It is apparent that the hot gas pressure exceeds that of the nebular shell only for small filling factor values,  $\epsilon < 0,15$ , thus requiring the hot gas to be concentrated in a thin shell with fractional thickness 0.05.

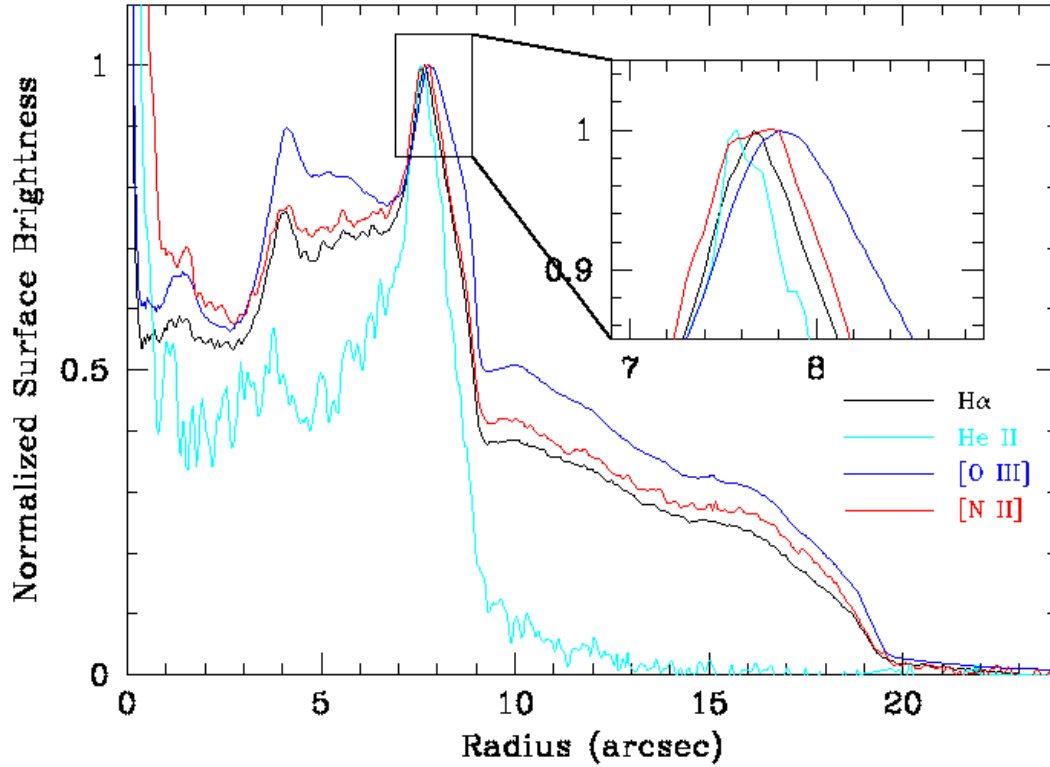


Figura 4.7:  $H\alpha$ , He II  $\lambda 4686$ , [O III]  $\lambda 5007$ , and [N II]  $\lambda 6583$  surface brightness profiles of the inner and outer shells of NGC 3242 normalized to the bright peak at the rim of the inner shell. The profiles are derived by averaging the surface brightness in radial bins in a sector along  $PA = 230^\circ$  with  $\Delta PA = 10^\circ$ . The inset expands this peak to better illustrate the spatial differences at this location of the emission in the different lines.

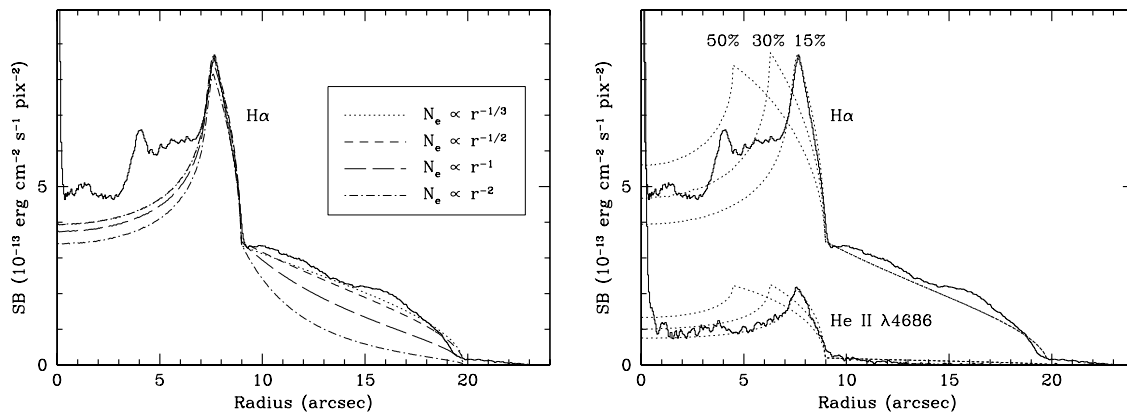


Figure 4.8: (*left*)  $H\alpha$  surface brightness profile of NGC 3242 along  $PA=230^\circ$  (thick line) and synthetic  $H\alpha$  surface brightness profiles of the outer shell ( $r > 8''.9$ ) for different radial dependences of  $N_e$ . As for the inner shell, a thickness of 15% in radius has been assumed (see below). (*right*)  $H\alpha$  and He II  $\lambda 4686$  surface brightness profile of NGC 3242 along  $PA=230^\circ$  (thick lines) and synthetic surface brightness profiles of the inner shell for different values of the shell thickness: 15%, 30%, and 50%. As for the outer shell, a decay of  $N_e \propto r^{-1/2}$  has been assumed (see above).

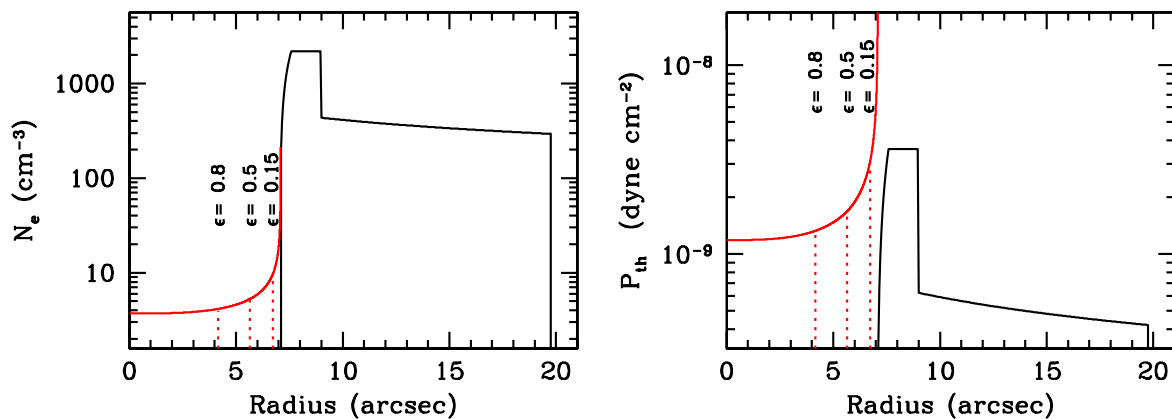


Figure 4.9: (*left*) Electron density,  $N_e$ , and (*right*) thermal pressure,  $P_{th}$ , radial profiles of the central cavity and the inner shell and envelope of NGC 3242. The density and thermal pressure of the X-ray-emitting gas within the central cavity (radius  $< 7''$ ) are shown as a function of the filling factor,  $\epsilon$  (red curves). The values of these physical conditions for filling factors,  $\epsilon$ , of 0.15, 0.5, and 0.8 are further labeled on the plot at the inner radii of the corresponding hypothetical hot gas shell.

## 4.5. Discussion

The properties of the X-ray emission from NGC 3242, based on a preliminary analysis (Ruiz et al., 2006), were compared to 1D hydrodynamical models of PNe that included the

effects of stellar wind evolution and heat conduction by Steffen et al. (2008). They remarked that the round shape of the rim of the inner shell of NGC 3242 makes it a suitable PN for the comparison with their 1D simulations. The revised values of different X-ray properties of NGC 3242 presented here need to be discussed in the framework of Steffen et al. (2008)'s model. This revision mostly affects the values of the thermal pressure of the hot bubble and inner shell rim, whereas the X-ray luminosity (scaled to the distance of 0.55 kpc) and plasma temperature of NGC 3242 are basically the same as those used by Steffen et al. (2008).

We note that the models selected by Steffen et al. (2008) have a thermal pressure of the hot bubble that exceeds that of the rim, while our revised values indicate the opposite, i.e., the thermal pressure of the rim ( $P_{\text{th}}=3.6\times 10^{-9}$  dyne  $\text{cm}^{-2}$ ) is higher than that of the bubble ( $P_{\text{th}}=1.6\times 10^{-9} \epsilon^{-1/2} d^{1/2}$  dyne  $\text{cm}^{-2}$ ). One possible outcome to this issue would be a distance for NGC 3242 much farther than 0.55 kpc (Terzian, 1997; Mellema, 2004); at a distance of 3 kpc, the thermal pressures of the hot bubble and rim would be the same, but this would make NGC 3242 too large ( $r = 0,12$  pc) and evolved ( $\tau = 6,000$  yrs) and we consider it to be unlikely.

The other possible solution is to consider a low value for the filling factor of the X-ray-emitting gas in the bubble; a value  $\epsilon=0.15$  would make both pressures the same. Such a low filling factor is expected to produce a noticeable limb-brightening morphology that is not observed (Figure 4.1 and 4.2). As shown in Fig. 4.3, hints of a limb-brightened morphology are still apparent for a hot gas shell with a fractional thickness of 0.2 (i.e.,  $\epsilon \sim 0,5$ ) even at the *XMM-Newton* limited spatial resolution ( $\sim 15''$ ). It is arguable, however, that extinction has reduced the center-to-limb contrast of the X-ray emission, thus shifting the emission inwards, as this is an effect expected to be noticeable (Steffen et al., 2008) even for the small extinction ( $N_{\text{H}}=5\times 10^{20}$   $\text{cm}^{-2}$ ) towards the nebula.

Alternatively, we must consider the dynamical effects of the photo-ionization of the nebular material, which may have overcome those of the currently diminished stellar wind of NGC 3242 (Kudritzki et al., 1997; Tinkler y Lamers, 2002). In this case, the nebular expansion is driven by the thermal pressure increase produced in the rim by photo-ionization. This may explain the relatively large thickness of NGC 3242 inner shell rim, as compared to that of NGC 6543. We suggest that the rim thickness can be used as an indicator of the relative thermal pressure of hot gas and photo-ionized nebular material; a sharp rim would imply that the thermal pressure of the hot gas is larger than this of the nebula, and thus that hot gas itself is present (and detectable), while a thick inner shell rim would imply a lower pressure for the hot gas, if present.

The low plasma temperature is puzzling in view of the enhanced N/O ratio of the X-ray-emitting plasma, about three times higher than the N/O ratio of the nebular material. Such differences in the chemical abundances seem to imply that the X-ray-emitting plasma mostly consists of shocked stellar wind, with little contamination of material from the nebula. The low plasma temperature, however, needs large amounts of material from the cold nebular shell to have been incorporated into the hot bubble. This problem, similar to that found in other PNe such as BD+30°3639 (Yu et al., 2009), NGC 2392 (Guerrero et al., 2005), and NGC 6543 (Chu et al., 2001), may require mechanisms for the production of X-ray emission in PNe other than mixing and heat conduction as summarized by Soker et al. (2010).

There is, finally, a noticeable asymmetry of the spatial distribution of the X-ray emission from NGC 3242, with the northwestern half of the hot bubble being brighter than its southeastern half (Figure 4.1 and 4.2). Even if we assume that the inner shell of NGC 3242 were a tilted ellipsoid with its Northwestern tip moving towards us (and its Southeastern tip

receding from us), it seems unlikely that an uneven spatial distribution of intervening material could be responsible of the observed asymmetry as it may be the case of the dusty PNe BD+30°3639 (Kastner et al., 2000) and NGC 7027 (Kastner et al., 2001), because only small extinction variations were observed in NGC 3242 (Balick et al., 1993). On the other hand, our simulations in Section 3.1 suggest that the asymmetric distribution of X-ray emission could result from small number statistics.

## 4.6. Summary

We have obtained *XMM-Newton* X-ray observations of NGC 3242, a multiple-shell PN consisting of an inner shell with a bright, round rim, and an outer envelope. The observations have detected diffuse, soft X-ray emission confined within the innermost shell of NGC 3242. The relatively low temperature of the hot gas,  $T_X = 2.35 \times 10^6$  K, compared to the expected adiabatic post-shock temperature of a stellar wind with a velocity of 2,400 km s<sup>-1</sup> (Pauldrach et al., 2004) suggests that heat conduction has taken place. Indeed, models including heat conduction provide a reasonable description of the X-ray temperature and luminosity of NGC 3242 (Steffen et al., 2008). However, the chemical abundances of the X-ray-emitting plasma are closer to the stellar values, suggesting little evaporation of cold nebular material into the hot bubble and thus contradicting the expectation of heat conduction.

We have compared the physical properties ( $N_e$ ,  $T_e$ ,  $P_{\text{th}}$ ) of the gas in the hot bubble with those of the gas at the inner shell rim. The inner shell can be described as a thin shell with a constant density of 2,200 cm<sup>-3</sup> and a thickness 15% its radius, while the envelope is best described by a shell whose density declines  $\propto r^{-1/2}$  to  $r^{-1/3}$ . The gas in the hot bubble has lower thermal pressure than the gas in the shell rim, unless the X-ray-emitting gas is mostly confined within a thin shell, which is not supported by the X-ray morphology observed. Comparisons with simulations favor a large filling factor for the X-ray-emitting gas.

We also note the asymmetric distribution of the X-ray emission within the inner shell of NGC 3242 and found it unlikely to be a result of nonuniform absorption of the X-ray emission within the optical shell. X-ray observations at higher spatial resolution and signal-to-noise ratio (Montez et al., in preparation) are needed to provide a sharper view of the distribution of the X-ray-emitting plasma within NGC 3242.





## Capítulo 5

# Diffuse X-ray Emission from Three Planetary Nebulae: IC 418, NGC 2392, and NGC 6826

The presence of O VI ions can be indicative of plasma temperatures of a few  $\times 10^5$  K that is expected in heat conduction layers between the hot shocked stellar wind gas at several  $10^6$  K and the cooler ( $10^4$  K) nebular gas of planetary nebulae (PNe). We have used *FUSE* observations of PNe to search for nebular O VI emission or absorption as a diagnostic of conduction layer to ensure the presence of hot interior gas. Three PNe showing nebular O VI, namely IC 418, NGC 2392, and NGC 6826, have been selected for *Chandra* observations and diffuse X-ray emission is indeed detected in each of these PNe. Among the three, NGC 2392 has peculiarly high diffuse X-ray luminosity and plasma temperature compared with those expected from its stellar wind's mechanical luminosity and terminal velocity. The limited effects of heat conduction on the plasma temperature of a hot bubble at the low terminal velocity of the stellar wind of NGC 2392 may partially account for its high plasma temperature, but the high X-ray luminosity needs to be powered by processes other than the observed stellar wind, probably caused by the presence of an unseen binary companion of the CSPN of NGC 2392. We have compiled relevant information on the X-ray, stellar, and nebular properties of PNe with a bubble morphology and found that the expectations of bubble models including heat conduction compare favorably with the present X-ray observations of hot bubbles around H-rich CSPNe, but have notable discrepancies for those around H-poor [WR] CSPNe. We note that PNe with more massive central stars can produce hotter plasma and higher X-ray surface brightness inside central hot bubbles.

### 5.1. Introduction

Planetary nebulae (PNe) consist of the stellar material ejected by low- and intermediate-mass stars near the end of their evolution, before turning into white dwarfs. The physical structure of a PN is largely determined by the photoionization of the slow, dense wind ejected during the asymptotic giant branch (AGB) phase by the intense stellar radiation field and its interaction with the subsequent fast, tenuous wind emanating from the hot stellar core at terminal velocities up to  $\sim 4,000$   $\text{kms}^{-1}$  (Cerruti-Sola y Perinotto, 1985; Guerrero et al., 2010). In this interacting stellar-wind model (Kwok, 1983), the physical structure of a PN

| <i>FUSE</i> UV Observations       |                |                       |             |                    |                          |                          |
|-----------------------------------|----------------|-----------------------|-------------|--------------------|--------------------------|--------------------------|
| Object                            | Program ID     | Aperture              | Date        | Processing Version | $t_{\text{exp}}$<br>[s]  |                          |
| IC 418                            | LWRS           | P1151111              | 2001 Dec 2  | CalFUSE v3.2.3     | 4,440                    |                          |
| NGC 2392                          | LWRS           | B0320601              | 2001 Feb 21 | CalFUSE v3.2.3     | 2,620                    |                          |
| NGC 6826                          | MDRS           | P1930401              | 2000 Aug 8  | CalFUSE v3.2.3     | 5,800                    |                          |
| <i>Chandra</i> X-ray Observations |                |                       |             |                    |                          |                          |
| Object                            | Observation ID | Instrument & Pointing | Date        | Processing Version | $t_{\text{obs}}$<br>[ks] | $t_{\text{exp}}$<br>[ks] |
| IC 418                            | 7440           | ACIS-S S3             | 2006 Dec 12 | DS 7.6.9           | 51.1                     | 50.4                     |
| NGC 2392                          | 7421           | ACIS-S S3             | 2007 Nov 13 | DS 7.6.11          | 58.1                     | 57.4                     |
| NGC 6826                          | 7439           | ACIS-S S3             | 2007 Jun 11 | DS 7.6.10          | 34.5                     | 34.1                     |
|                                   | 8559           | ACIS-S S3             | 2007 Jul 24 | DS 7.6.10          | 15.0                     | 14.9                     |
| <i>HST</i> Optical Observations   |                |                       |             |                    |                          |                          |
| Object                            | Program ID     | Instrument & Pointing | Date        | Filter             | $t_{\text{exp}}$<br>[s]  |                          |
| IC 418                            | 8773           | WFPC2-PC              | 2001 Oct 3  | F502N              | 600                      |                          |
| NGC 2392                          | 8499           | WFPC2-WF3             | 2000 Jan 11 | F656N              | 100                      |                          |
| NGC 6826                          | 6117           | WFPC2-PC              | 1996 Jan 27 | F502N              | 100                      |                          |

Tabla 5.1: Space Observations of IC 418, NGC 2392, and NGC 6826

is similar to that of a wind-blown bubble and will comprise (1) a central cavity filled with shocked fast wind at temperatures of  $10^7$ – $10^8$  K, (2) a dense shell of swept-up AGB wind at  $10^4$  K (the bright ring seen in optical images), and (3) an outer envelope of ionized AGB wind material reshaped by the leading shock set up by ionization (Schmidt-Voigt y Koppen, 1987; Marten y Schoenberner, 1991; Mellema, 1994; Villaver et al., 2002; Perinotto et al., 2004). At the interface between the shocked fast wind and the swept-up AGB wind, a contact discontinuity forms and heat conduction is expected to occur (Spitzer, 1962). The resulting mass evaporation from the dense nebular shell into the hot interior lowers the temperature and raises the density of the hot gas (Weaver et al., 1977), significantly increasing the X-ray emissivity. Hydrodynamic models of PNe with heat conduction predict diffuse X-ray emission that should be easily detectable with modern X-ray observatories (Volk y Kwok, 1985; Zhekov y Perinotto, 1998; Schönberner et al., 2006; Steffen et al., 2008).

*Chandra* and *XMM-Newton* observations of diffuse X-ray emission from PNe have been used to investigate the physical properties of the hot interior gas, which shows plasma temperatures of  $(1\text{--}3)\times 10^6$  K and X-ray luminosities  $L_X=2\times 10^{30}$ – $3\times 10^{32}$  erg s $^{-1}$  (Chu et al., 2004; Guerrero et al., 2005; Montez et al., 2005; Kastner et al., 2008; Ruiz et al., 2011). The X-ray morphology, low plasma temperatures, and moderate  $L_X$  are quantitatively consistent with those expected from bubble models with heat conduction (Steffen et al., 2008).

To make rigorous comparisons between observations and model predictions of hot gas in PN interiors and to achieve statistical significance in the comparisons, the small sample of PNe with known diffuse X-ray emission needs to be enlarged. While it has been observed that PNe possessing detectable diffuse X-ray emission exhibit sharp inner shells of swept-up AGB wind, the reverse may not be true (Kastner et al., 2012). A more reliable diagnostic to ensure the detection of diffuse X-ray emission from PNe is needed. To this end, we have utilized the collisionally ionized O VI expected in interface layers to diagnose the presence of hot gas. Using archival *Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer* (*FUSE*; Moos et al., 2000) observations of PNe, we find three cases, IC 418, NGC 2392, and NGC 6826, exhibiting nebular

O VI absorption lines. We have subsequently obtained *Chandra* observations of these three PNe, and indeed diffuse X-ray emission is detected in all three cases. In this paper, we describe the *FUSE* observations of PNe in Section 2, report the *Chandra* observations of the three PNe in Section 3, discuss the X-ray results in the framework of models of PNe formation and evolution in Section 4, and summarize the main conclusions in Section 5.

## 5.2. O VI Diagnostic of Hot Gas

A PN with hot interior gas will possess an interface layer in which the temperature falls from  $10^6$  K near the hot gas to  $10^4$  K in the cool nebular shell. Thermal collisions in the interface layer produce highly ionized species, such as C IV, N V, and O VI, whose excitation potentials are 47.8, 77.5, and 113.9 eV, and whose fractional abundances peak at  $\sim 1 \times 10^5$ ,  $2 \times 10^5$ , and  $3 \times 10^5$  K, respectively (Shull & van Steenberg, 1982). Cloudy simulations (Ferland et al., 1998) show, however, that such ions can also be produced by photoionization in appreciable amounts for luminous central stars of planetary nebulae (CSPNe) hotter than  $\sim 35,000$ ,  $85,000$ , and  $140,000$  K, respectively. Being the hardest to be produced by photoionization, O VI is thus the best choice among the three species for diagnosing interface layers and hot gas in PNe. O VI has a resonance doublet at  $\lambda\lambda 1031.9, 1037.6$  Å, a primary spectral feature targeted by *FUSE*.

The O VI doublet from the interface layer can be detected as emission features in *FUSE* spectra if the entrance aperture does not include the CSPN, or as absorption features if the entrance aperture includes the CSPN. *FUSE* observations of NGC 6543 and NGC 7009, two PNe with diffuse X-ray emission, indeed detected nebular O VI emission from the interface layers (Gruendl et al., 2004; Iping et al., 2002).

The *FUSE* archive contains high-dispersion spectra ( $\lambda/\Delta\lambda \approx 20,000$ , Sahnou et al., 2000) of a large number of CSPNe. These observations provide two pieces of information pertinent to the hot interior gas. First, the stellar O VI lines may show P Cygni profiles indicating the existence of a fast stellar wind that is needed to produce the hot interior gas in a PN. Second, there may be narrow nebular O VI absorption features superposed on the stellar P Cygni profile, and if the CSPN is cooler than  $140,000$  K, the nebular absorption must originate from an interface layer, requiring the existence of hot interior gas. *FUSE* makes simultaneous observations through the  $30'' \times 30''$  low (LWRS),  $4'' \times 20''$  medium (MDRS), and  $1''.25 \times 20''$  high (HIRS) resolution apertures, that are offset from one another. It is possible that some *FUSE* observations of CSPNe had one or two off-source apertures falling within the nebula, allowing us to search for O VI emission from the interface layer.

We have used *FUSE* observations of the nebular shells of a dozen PNe to search for nebular O VI emission, and analyzed *FUSE* observations of  $\simeq 60$  CSPNe to search for narrow nebular O VI absorption lines in their spectra. Each observation is typically composed of multiple spectra. The individual exposures were processed using the CalFUSE v3.2.3 (Dixon et al., 2007) to obtain an extracted spectrum. Prior to combining the individual spectra, the relative alignment of each was checked by performing a cross correlation. Typical offsets were less than a few  $\text{km s}^{-1}$  for the LiF1A module. The spectra were then combined using a weighted average after accounting for the small offsets in wavelength.

Among the PNe with *FUSE* observations, IC 418, NGC 2392, and NGC 6826 display narrow nebular O VI absorption lines superposed on the spectra of their CSPNe (Figure 5.1, see Table 5.1 for the details of these observations). We have thus obtained *Chandra* X-ray observations of these three PNe. Note that the *Chandra* observation of NGC 2392 was a follow-up

of an earlier *XMM-Newton* observation (Guerrero et al., 2005).

### 5.3. Chandra observations

The *Chandra X-ray Observatory* (*CXO*) observed IC 418, NGC 2392, and NGC 6826 using the array for spectroscopy of the Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS-S). All three PNe were imaged on the back-illuminated CCD S3 using the VFaint mode. Details of the observations are given in Table 5.1. The *Chandra* observations of NGC 6826 were split into two segments due to scheduling issues.

The background emission level was mostly stable for the observations of the three PNe, with NGC 2392 having a quiescent background level, and IC 418 and NGC 6826 having abnormally high background levels. Besides a short spike of high background that affected the observation of IC 418, no further period has been excised from the original data, and therefore the differences between the observation times  $t_{\text{obs}}$  and the useful exposure times  $t_{\text{exp}}$  in Table 5.1 are mostly associated with the removal of dead-time periods. All subsequent analyses have been performed using the *Chandra* Interactive Analysis of Observations (CIAO) software package version 4.1.2 and HEASARC XSPEC v12.3.0 routines (Arnaud, 1996).

The *Chandra* ACIS-S X-ray images of IC 418, NGC 2392, and NGC 6826 are displayed in Figures 5.2 and 5.3. The raw X-ray images in Figure 5.2 have been extracted using the natural ACIS-S pixel size of  $0''.5$ . The smoothed images in Figures 5.2 and 5.3 have been processed using the CIAO task “*csmooth*” with a circular Gaussian kernel with size up to 4 pixels ( $\approx 2''.0$ ) and a fast-Fourier transform (FFT) convolution method. These images reveal the presence of soft diffuse X-ray emission in the three PNe. A comparison with archival *HST* WFPC2 narrow-band optical images selected to emphasize the innermost shells and small-scale nebular features (Tab. 5.1) shows that this diffuse X-ray emission is confined within the innermost nebular shell (Figures 5.2 and 5.3). We describe below in more detail the spatial and spectral properties of this diffuse emission. The analysis of X-ray point-sources at the CSPNe of NGC 2392 and NGC 6826 will be reported in an upcoming paper (Guerrero et al., in preparation).

#### 5.3.1. IC 418

The *Chandra* observations of IC 418 detect diffuse emission at an ACIS-S S3 count rate of  $0.62 \pm 0.12$  cnt ks $^{-1}$  in the energy range 0.3-2.0 keV for a total of  $32 \pm 6$  counts. The X-ray emission is confined within the high excitation, innermost  $3''.5 \times 5''.0$  shell traced by the emission in the [O III] line (Figures 5.2 and 5.3). Owing to the small angular size of the X-ray-emitting region and small number of counts, the spatial distribution of the X-ray emission cannot be analyzed in detail. Both the raw image and contours on the top panels of Figure 5.2 suggest that the diffuse X-ray emission is elongated along the major axis of the inner shell. The peak of the X-ray emission is located  $\sim 0''.5$  towards the northwest of the location of the central star. The spatial distribution of the diffuse X-ray emission of IC 418 relative to the optical shell and CSPN is reminiscent of that of BD+30°3639 (Kastner et al., 2000).

The ACIS-S S3 spectrum of IC 418 peaks at  $\simeq 0.7$  keV (Figure 5.4). A spectral fit is obviously not possible, but the observed spectrum can be reasonably well described by a thin plasma emission model with a plasma temperature of 0.26 keV and nebular chemical abundances absorbed by a column density of  $N_{\text{H}} \sim 1 \times 10^{21}$  cm $^{-2}$  (Pottasch et al., 2004). In this model, the observed X-ray flux in the 0.3-2.0 keV band is  $2.5 \times 10^{-15}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$ , and

Tabla 5.2: X-ray Detections of Diffuse Emission from PNe with Bubble Morphology

| Object     | Telescope<br>&<br>Instrument | $d$ (a)<br>[kpc] | Hot Bubble<br>Radius<br>[pc] | Count<br>Rate<br>[cnt ks <sup>-1</sup> ] | $f_x$<br>[erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ] | $S_x$ (b)<br>[erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> arcsec <sup>-2</sup> ] | $L_x$ (b)<br>[erg s <sup>-1</sup> ] | $kT_x$<br>[keV] | Ref.   |
|------------|------------------------------|------------------|------------------------------|--|--|---|-------------------------------------|-----------------|--------|
| BD+30°3639 | <i>CXO</i> ACIS-S            | 1.30             | 0.013                        | 244±4                                    | $5.7 \times 10^{-13}$                            | $2.2 \times 10^{-14}$   | $2.7 \times 10^{32}$                | 0.233±0.007     | 1      |
| IC 418     | <i>CXO</i> ACIS-S            | 1.20             | 0.012                        | 0.62±0.12                                | $2.5 \times 10^{-15}$                            | $8.4 \times 10^{-17}$   | $8.4 \times 10^{29}$                | 0.26            | 2      |
| NGC 40     | <i>CXO</i> ACIS-S            | 1.02             | 0.10                         | 2.8±0.9                                  | $1.3 \times 10^{-14}$                            | $8.3 \times 10^{-17}$   | $2.1 \times 10^{31}$                | 0.09            | 3,4(c) |
| NGC 2392   | <i>CXO</i> ACIS-S            | 1.28             | 0.050                        | 9.3±0.4                                  | $3.9 \times 10^{-14}$                            | $1.0 \times 10^{-16}$   | $1.8 \times 10^{31}$                | 0.18±0.04       | 2      |
| NGC 3242   | <i>XMM</i> EPIC              | 1.0              | 0.041                        | 31.3±1.6                                 | $4.2 \times 10^{-14}$                            | $5.8 \times 10^{-17}$   | $7.3 \times 10^{30}$                | 0.202±0.011     | 5      |
| NGC 5315   | <i>CXO</i> ACIS-S            | 2.62             | 0.017                        | 12.4±0.7                                 | $1.0 \times 10^{-13}$                            | $1.5 \times 10^{-14}$   | $2.9 \times 10^{32}$                | 0.224±0.022     | 4      |
| NGC 6543   | <i>CXO</i> ACIS-S            | 1.50             | 0.037                        | 42.4±0.9                                 | $9.5 \times 10^{-14}$                            | $5.7 \times 10^{-16}$   | $6.5 \times 10^{31}$                | 0.145±0.010     | 6      |
| NGC 6826   | <i>CXO</i> ACIS-S            | 1.30             | 0.028                        | 1.97±0.21                                | $9.0 \times 10^{-15}$                            | $3.4 \times 10^{-17}$   | $2.0 \times 10^{30}$                | 0.20            | 2      |
| NGC 7009   | <i>XMM</i> EPIC              | 1.45             | 0.051                        | 61.5±1.7                                 | $7.2 \times 10^{-14}$                            | $1.9 \times 10^{-16}$   | $4.4 \times 10^{31}$                | 0.152±0.015     | 7      |
| NGC 7027   | <i>CXO</i> ACIS-S            | 0.89             | 0.012                        | 14.0±0.9                                 | $3.1 \times 10^{-14}$                            | $5.2 \times 10^{-14}$   | $1.3 \times 10^{32}$                | 0.26            | 8      |

References.—(1) Kastner et al. (2000); (2) this work; (3) Montez et al. (2005); (4) Kastner et al. (2008); (5) Ruiz et al. (2011); (6) Chu et al. (2001); (7) Guerrero et al. (2005); (8) Kastner et al. (2001)  
(a) Distances adopted from Mellema (2004) and Frew (2008), (b) Unabsorbed X-ray surface brightness and luminosity in the energy range 0.3-2.0 keV.(c) Montez et al. (2005) mistakenly reported the absorbed X-ray luminosity of NGC 40 whose value was later corrected by Kastner et al. (2008).

the intrinsic X-ray luminosity is  $8.4 \times 10^{29}$  erg s<sup>-1</sup> for a distance of 1.2 kpc (Frew, 2008). These values are compiled in Table 5.3.1, which includes other X-ray properties such as the hot bubble radius and unabsorbed X-ray surface brightness.

### 5.3.2. NGC 2392

The *Chandra* observations of NGC 2392 resolve the X-ray emission detected by previous *XMM-Newton* observations (Guerrero et al., 2005) into a point-source at the central star and diffuse emission within the innermost shell of this nebula (Figures 5.2 and 5.3). The diffuse emission is well confined within the  $15''.2 \times 17''.6$  innermost nebular shell of NGC 2392. Its ACIS-S S3 count rate in the energy range 0.3-1.5 keV is  $9.3 \pm 0.4$  cnt ks<sup>-1</sup>, and a total of  $530 \pm 25$  counts are detected. The diffuse X-ray emission does not show a limb-brightened morphology, but it is brighter in the central region and towards a northern region inside the central cavity. The spatial distribution of this X-ray emission is roughly consistent with that expected for an ellipsoidal shell filled with hot gas.

The ACIS-S S3 spectrum of the diffuse emission of NGC 2392 peaks at 0.5-0.6 keV and shows a plateau of fainter emission between 0.7 and 1.0 keV. Very little emission is detected above 1.0 keV. The ACIS-S spectrum can be well fit by a thin plasma MEKAL emission model. The analysis of the *XMM-Newton* data (Guerrero et al., 2005) suggested that the X-ray-emitting plasma in NGC 2392 had N/O and Ne/O abundance ratios greater than the respective nebular values of 0.4 and 0.2 (Barker, 1991; Henry et al., 2000). The more recent nebular abundance study of NGC 2392 by Pottasch et al. (2008) suggests N/O=0.65 and Ne/O=0.30. These nebular abundances, together with the absorption column density  $N_H = 9 \times 10^{20}$  cm<sup>-2</sup> converted from the optical extinction, provide a reasonably good fit to the observed X-ray spectrum (reduced  $\chi^2 = 1.12$ ) for a plasma temperature of  $kT = 0.18 \pm 0.04$  keV. In this model, the observed flux in the 0.2-1.5 keV band is  $3.9 \times 10^{-14}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, and the intrinsic X-ray luminosity is  $1.8 \times 10^{31}$  erg s<sup>-1</sup> for a distance of 1.28 kpc (Frew, 2008). Other X-ray properties of NGC 2392 are listed in Table 5.3.1.

The comparison between the current spectral fit and that performed on the *XMM-Newton* data obtained on 2004 April 2 needs to take into account that *XMM-Newton* did not resolve the point source at the central star from the diffuse emission. The physical conditions implied by the spectral fits to the diffuse emission detected by *Chandra* ( $N_{\text{H}}=9\times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ,  $kT=0.18\pm 0.04 \text{ keV}$ ) and by *XMM-Newton* ( $N_{\text{H}}=8\times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ,  $kT=0.18_{-0.03}^{+0.01} \text{ keV}$ ) are consistent, but the observed diffuse X-ray flux derived from *Chandra* ( $f_{\text{X}}=3.9\times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) is  $\sim 35\%$  lower than that from the *XMM-Newton* ( $f_{\text{X}}=6.0\times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ). Part of this difference is caused by the contribution of the central point source, of which the observed flux is  $1.4\times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (Guerrero et al., in preparation). The remaining  $\simeq 12\%$  difference is only slightly larger than the calibration uncertainties between *Chandra* ACIS and *XMM-Newton* EPIC<sup>1</sup>.

### 5.3.3. NGC 6826

The *Chandra* observations of NGC 6826 detect a point-source at its central star (Guerrero et al., in preparation) and diffuse emission that, as is the case with IC 418 and NGC 2392, is confined within the  $\sim 12''.4\times 7''.4$  innermost shell of the nebula (Figs. 5.2 and 5.3). The diffuse emission is detected at an ACIS-S S3 count rate of  $1.97\pm 0.21 \text{ cnt ks}^{-1}$  in the energy range 0.3-2.0 keV for a total of  $96\pm 10$  counts. The spatial distribution of the diffuse X-ray emission shown by the contours on the bottom panels of Figure 5.2 hint at a patchy distribution which seems to be better described by a centrally filled shell than by the limb-brightened morphology that would produce a thin shell.

The ACIS-S S3 spectrum of NGC 6826 is soft, with a plateau of emission between 0.35 and 0.7 keV over which a subtle peak at  $\sim 0.45 \text{ keV}$  can be seen. A weaker emission peak is detected at  $\sim 0.9 \text{ keV}$ , and no noticeable emission is detected above 1.0 keV. The spectral shape is suggestive of emission from an optically thin plasma, but, as with IC 418, no reliable spectral fit is possible due to the small number of counts. Assuming the chemical abundances and absorbing column density of  $N_{\text{H}} \sim 1\times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  derived for NGC 6826 (Surendiranath y Pottasch, 2008), the spectrum of its diffuse X-rays can be reasonably well described by a plasma emission model for a plasma temperature of  $kT = 0.2 \text{ keV}$  and the observed X-ray flux is  $9.0\times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  in the 0.3-2.0 keV energy band. The intrinsic X-ray luminosity for this model and energy band is  $2.0\times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$  for a distance of 1.3 kpc (Frew, 2008). Further X-ray properties of NGC 6826 are listed in Table 5.3.1.

## 5.4. Discussion

The background-subtracted spectra of IC 418, NGC 2392 and NGC 6826 have been described using optically-thin thermal plasma models with nebular abundances and their basic parameters (temperature and X-ray flux and luminosity in the energy band 0.3-2.0 keV) determined in previous sections. The detection of diffuse X-ray emission from these three PNe, together with NGC 6543 and NGC 7009 (Gruendl et al., 2004; Iping et al., 2002), testifies that nebular O VI emission and/or absorption is an excellent diagnostic for the presence of hot bubbles in PNe with sharp shell morphology.

Similarly, the detection of diffuse X-ray emission in a PN can be used to forecast the presence of narrow O VI absorptions in the spectrum of its CSPN. Among the PNe with

<sup>1</sup> As described by the *XMM-Newton* Calibration Team in [http://xmm.esac.esa.int/external/xmm\\_calibration](http://xmm.esac.esa.int/external/xmm_calibration), these differences can amount to 10 %, especially in the soft energy range below 1 keV.

Table 5.3: Properties of the stellar wind and diffuse X-ray emission of PNe

| Object     | Spectral Type | $T_{\text{eff}}$<br>[kK] | $v_{\infty}$<br>[km s <sup>-1</sup> ] | $\log L/L_{\odot}$<br>(a) | $\dot{M}$ (a)<br>[ $M_{\odot}$ yr <sup>-1</sup> ] | $\log(L_{\text{X}}/L_{\star})$<br>(b) | $\log(L_{\text{X}}/L_{\text{wind}})$<br>(b) | $T_{\text{shock}}$ (c)<br>[10 <sup>6</sup> K] | $T_{\text{X}}/T_{\text{shock}}$ | Ref.  |
|------------|---------------|--------------------------|---------------------------------------|---------------------------|---|---------------------------------------|---|---|---------------------------------|-------|
| BD+30°3639 | [WC9]         | 47                       | 700                                   | 3.77                      | $1.8 \times 10^{-6}$                              | -4.93                                 | -3.01                                       | 14.8  | 0.2                             | 1     |
| IC 418     | Of(H)         | 39                       | 700                                   | 3.72                      | $3.3 \times 10^{-8}$                              | -7.39                                 | -3.78                                       | 7.4   | 0.4                             | 2     |
| NGC 40     | [WC8]         | 71                       | 1000                                  | 3.42                      | $1.1 \times 10^{-6}$                              | -5.69                                 | -4.22                                       | 30.2  | 0.035                           | 1     |
| NGC 2392   | O6f           | 45                       | 300                                   | 3.82                      | $8.4 \times 10^{-9}$                              | -6.16                                 | -1.12                                       | 1.4   | 1.5                             | 3     |
| NGC 3242   | O(H)          | 75                       | 2400                                  | 3.42                      | $3.4 \times 10^{-9}$                              | -6.15                                 | -2.93                                       | 87.0  | 0.03                            | 2     |
| NGC 5315   | [WO4]         | 76                       | 2400                                  | 3.74                      | $1.6 \times 10^{-6}$                              | -4.87                                 | -4.00                                       | 174.0   | 0.015                           | 1     |
| NGC 6543   | wels          | 60                       | 1450                                  | 3.54                      | $3.3 \times 10^{-8}$                              | -5.32                                 | -2.53                                       | 31.8  | 0.05                            | 2,3   |
| NGC 6826   | O3f(H)        | 44                       | 1200                                  | 3.81                      | $4.7 \times 10^{-8}$                              | -7.10                                 | -4.03                                       | 22.0  | 0.1                             | 2     |
| NGC 7009   | O(H)          | 87                       | 2770                                  | 3.56                      | $1.2 \times 10^{-9}$                              | -5.51                                 | -1.82                                       | 115.9   | 0.015                           | 4,5,6 |
| NGC 7027   | ...           | 198                      | ...                                   | 3.89                      | ...   | -5.37                                 | ...   | ...   | ...                             | 7     |

References.—(1) Marcolino et al. (2007), (2) Pauldrach et al. (2004), (3) Herald y Bianchi (2011), (4) Mendez et al. (1988), (5) Cerruti-Sola y Perinotto (1989), (6) Iping et al. (2002), (7) Latter et al. (2000). (a) Stellar luminosities and mass-loss rates adopted from the references in the last column and scaled with the distances given in Table 5.3.1. (b) X-ray luminosity in the 0.3-2.0 keV energy band. (c) The shock temperature of the [WR] stars BD+30°3639, NGC 40, and NGC 5315 is at given wind velocity about twice that of normal CSPNe, according to the larger mean molecular weight of their stellar winds.

diffuse X-ray emission (this paper; Kastner et al., 2012), there are another four with available *FUSE* observations of their central stars in the spectral range of the O VI lines, namely BD+30°3639, NGC 40, NGC 2371-2, and NGC 7662 (Guerrero y De Marco, 2013). A careful scrutiny of these spectra reveals narrow O VI absorptions of the  $\lambda 1031.9$  Å line in NGC 40, NGC 2371-2, and possibly in NGC 7662, as well as a possible absorption of the  $\lambda 1037.6$  Å line in NGC 2371-2. As for BD+30°3639, the search for narrow O VI absorptions in its *FUSE* spectrum is inconclusive because the large number of atomic and H<sub>2</sub> absorption lines that dominate its stellar continuum at this wavelength range. To sum up, 8 out of the 9 PNe with diffuse X-ray emission also show O VI narrow absorptions in the stellar continuum of their CSPNe.

The firm correlation between diffuse X-ray emission and O VI narrow absorptions in the stellar continuum of PNe with sharp shell morphology provides strong evidence for a conduction layer between the hot interior and the cool nebular shell of PNe. The physical structure (how the density and temperature vary with radial distance) of this conduction layer and the amount of highly ionized species present at this interface (O<sup>+5</sup>, N<sup>+4</sup>) depend on the efficiency of thermal conduction, although the O VI luminosity seems rather insensitive to those effects (Steffen et al., 2008). We expect our awarded *HST* STIS observations of the N V and C IV line emission from the interfaces in NGC 6543 (PI: M.A. Guerrero) and in the Wolf-Rayet wind-blown bubble S 308 (PI: Y.-H. Chu) would help us obtain more information on the physical structure of conduction layers.

#### 5.4.1. Hot Bubbles of Planetary Nebulae

*Chandra* and *XMM-Newton* have yielded a number of detections of diffuse X-ray emission confined within the innermost closed shells of PNe, the so-called hot bubbles. Sources



with available X-ray luminosities and temperatures in the literature<sup>2</sup> are summarized in Table 5.3.1 where we have excluded the bipolar PNe Mz 3 and NGC 7026 (Guerrero et al., 2004; Gruendl et al., 2006; Clark et al., 2012). Table 5.3.1 compiles the X-ray properties of the PNe with bubble morphology, including their observed X-ray flux ( $f_X$ ) and intrinsic surface brightness ( $S_X$ ) and luminosity in the energy band 0.3-2.0 keV, scaled to the distance determined by Frew (2008), as well as the X-ray temperature and hot bubble radius<sup>3</sup>.

It is interesting to compare the physical properties of these CSPNe and their winds with the physical parameters of hot gas inferred from the diffuse X-ray emission. The properties of stellar winds of these PNe have been compiled in Table 5.3 that includes the stellar spectral type (column 2), effective temperature (column 3), wind terminal velocity (column 4), stellar luminosity (column 5), and mass-loss rate (column 6) as provided by the references listed in the last column of the table. An inspection of the spectral type of the CSPNe reveals that this sample consists of three H-poor [WR] CSPNe (BD+30°3639, NGC 40, and NGC 5315), and six H-rich CSPNe (IC 418, NGC 2392, NGC 3242, NGC 6543, NGC 6826, NGC 7009, and NGC 7027). The wind terminal velocities, stellar luminosities, and mass-loss rates have been derived from model atmosphere analyses of UV and optical stellar lines, except for NGC 7027 (Latter et al., 2000). We note that the stellar luminosities and mass-loss rates provided here have been scaled with respect to those given in the original references by the distance given in the third column of Table 5.3.1.

The X-ray luminosities and temperatures of these nebulae are then compared to their stellar ( $L_*$ ) and wind mechanical ( $L_{\text{wind}} \equiv \frac{1}{2} \dot{M} v_\infty^2$ ) luminosities in columns 7 and 8 of Table 5.3. Finally, the post-shock temperature of the stellar wind ( $T_{\text{shock}}$ ), estimated assuming an adiabatic shock as

$$T_{\text{shock}} = \frac{3}{16} \frac{\mu}{k} v_\infty^2 \equiv 2.3 \times 10^7 \mu \left( \frac{v_\infty}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \text{ [K]}, \quad (5.1)$$

where  $\mu$  is the mean molecular weight<sup>4</sup>, is listed in column 9 and compared with the plasma temperature derived from X-ray spectra in column 10.

These observationally determined properties of hot plasma in PNe are compared in Figure 5.5 to theoretical predictions based on 1D hydrodynamical simulations performed with the code NEBEL (Perinotto et al., 2004; Steffen et al., 2008, 2012). These simulations take into account the energy transfer due to heat conduction and the evolution of stellar mass-loss rate and terminal wind velocity that determine the mechanical energy input into the hot bubble. The plots presented in Figure 5.5 are thus an increment and refinement of the plots in Steffen et al. (2008) for a larger sample of PNe with consistently revised stellar properties and diffuse X-ray parameters.

Before starting a discussion on the location of the PNe in our sample on these plots, we would like to note that the models presented in Figure 5.5 have been developed exclusively for PNe with H-rich central stars. Therefore, the PNe with [WR] central stars BD+30°3639, NGC 40, and NGC 5315 (marked in these plots by “pink” symbols) are not expected to follow

<sup>2</sup> Recently, Kastner et al. (2012) has reported the detection of diffuse X-ray emission in the elliptical PNe NGC 2371-2 and NGC 7662, but no estimates of their X-ray temperatures and luminosities are available. Similarly, diffuse X-ray emission has been detected within the innermost shell of IC 4593 (Guerrero et al., in preparation).

<sup>3</sup> We note here that the values of the hot bubble radii of the PNe in Table 5.3.1 that were analyzed by Kastner et al. (2008) clearly differ with their values because they used diameters but quoted them as radii.

<sup>4</sup> The mean molecular weight for fully ionized H-rich stellar winds can be approximated as  $\approx 0.6$ , whereas for fully ionized H-poor stellar winds is  $\approx 1.2$ .

these tracks. Indeed, the data points of these sources appear notably far from these theoretical tracks, e.g., BD+30°3639 and NGC 5315, with young [WR] CSPNe, exhibit the highest values of  $L_X$  (Fig. 5.5-a) and largest  $L_X/L_\star$  ratios (Fig. 5.5-b, d, and e). Interestingly, the X-ray temperatures predicted by the models for H-rich stellar winds do not differ critically from the temperature of the hot plasma derived for PNe with [WR] CSPNe (Fig. 5.5-f), despite that they have more massive stellar winds with higher mechanical luminosities than their H-rich counterparts. Theoretical work is underway to investigate the X-ray properties of hot bubbles around [WR] CSPNe (Steffen et al., 2012).

Overall, there is a good agreement between the global properties of the hot gas in PNe with H-rich stars (“black” symbols in Figure 5.5) and the model predictions, i.e., most of the data points are bracketed within the tracks predicted by the models. The most notable differences appear in the comparison between models and observations when the stellar wind mechanical luminosity,  $L_{\text{wind}}$ , is considered (Fig. 5.5-c). The dispersion of the data points in this figure can stem from the large uncertainties in the mass-loss estimates, but also from the comparison of the present-time mass loss with X-ray properties that depend on the mass-loss rate integrated over time. The difficulties for such comparison are well illustrated by NGC 7009, whose low mass-loss rate, as provided by Cerruti-Sola y Perinotto (1989), is increased by other authors by factors of  $\sim 1.8$  (Tinkler y Lamers, 2002),  $\sim 3.6$  (Bombeck et al., 1986), and  $\sim 10.7$  (Cerruti-Sola y Perinotto, 1985). On the other hand, the increase of X-ray luminosity with time, as revealed by the evolution dependent stellar parameters  $T_{\text{eff}}$  and  $v_\infty$  shown in panels a, d, and e of Figure 5.5, is consistent with the model predictions. Similarly, the little variation of  $T_X$  with the evolution predicted by the models is supported by the data points shown in panels b and f of Figure 5.5.

As for the PNe with new data presented in this paper, we note that IC 418 and NGC 6826 seem to have low values of  $L_X$  and  $L_X/L_\star$ , and very notably small  $L_X/L_{\text{wind}}$  (Fig. 5.5-c). We should emphasize that the X-ray luminosities of these two PNe have not been derived from spectral fits, but from a rough estimate of their X-ray temperatures and count rates due to the small number of detected counts ( $\sim 32$  cts and  $\sim 96$  cts, respectively). The uncertainty in the X-ray temperature of these sources can amount up to 15–25 %, whereas the count rate uncertainty is  $\sim 20$  % for IC 418 and  $\sim 10$  % for NGC 6826. Taking into account the uncertainties in count rates, plasma temperatures, and absorption column densities, the X-ray luminosities of these two sources shown in Table 5.3.1 can be higher by 50 %. Even then, the locations of these two sources in the  $L_X/L_{\text{wind}}$  vs.  $T_{\text{eff}}$  (Fig. 5.5-b) and  $L_X/L_{\text{wind}}$  vs.  $T_X$  (Fig. 5.5-c) plots still fall below the theoretical tracks. Contrary to IC 418 and NGC 6826, the data point of NGC 2392 is well above the theoretical tracks in the  $L_X/L_{\text{wind}}$  vs.  $T_X$  plot (Fig. 5.5-c). We will discuss later in section 4.2 the X-ray peculiarities of NGC 2392.

It has been suggested that the time-scales for the effects of stellar wind shock-heated plasma in PNe is short, 5,000 yr (Ruiz et al., 2011; Kastner et al., 2012). To investigate the time evolution of the hot bubbles of PNe, we have plot in Figure 5.6 the X-ray temperature of the PNe in our sample with H-rich stellar winds against the radius of their hot bubbles (top panel) and the effective temperature of their CSPNe (middle panel). The top panel of this figure shows an apparent anti-correlation between the X-ray temperature and hot bubble radius, i.e., as the hot bubble expands, the X-ray temperature of the plasma seems to decrease. The comparison of the data points with the theoretical tracks on this plot reveals that we may be comparing PNe descending from progenitors of different initial masses. This is more clearly illustrated in the middle panel plotting  $T_X$  against  $T_{\text{eff}}$ ; PNe with more massive central stars produce hotter X-ray-emitting plasma because they reach a high wind power in a short

time-scale, when the hot bubble is still small in size. The plot of X-ray surface brightness ( $S_X$ ) against the star effective temperature, in the bottom panel of Figure 5.6, further supports this conclusion. The value of  $S_X$  does not vary much as the star moves along the horizontal track of the post-AGB evolution, but it depends strongly on the mass of the central star. PNe with massive central stars rapidly inject larger amounts of wind mechanical energy into small-sized bubbles, resulting not only in higher plasma temperatures, but also in higher X-ray surface brightnesses.

Finally, it is interesting to note the persistent absence of limb-brightening in the spatial distribution of diffuse X-ray emission from hot bubbles of PNe (see also Kastner et al., 2012). In particular, the diffuse X-ray emission from IC 418, NGC 2392, and NGC 6826 does not show clear evidence for limb-brightening (Fig. 5.2), suggesting that the X-ray-emitting plasma may fill a significant fraction of the nebular shell. Whereas models of hot bubbles with heat conduction predict a limb-brightened morphology for this diffuse emission, it has been noted that even a small amount of interstellar extinction may reduce significantly the center-to-limb emission contrast because the soft emission from the cooler plasma close to the nebular rim is more easily absorbed than the harder emission from the hotter plasma inwards (Steffen et al., 2008). In this respect, the spatial distribution of diffuse X-ray emission from PNe differs notably from that observed in wind-blown bubbles around Wolf-Rayet stars, which show distinct limb-brightened morphologies (e.g., S 308, Toalá et al., 2012).

#### 5.4.2. NGC 2392 – Over-luminous for Its Wind

An inspection of the location of the PNe whose *Chandra* observations are presented in this paper on the different plots shown in Fig. 5.5 suggests that IC 418 and NGC 6826 are generally a bit under-luminous, whereas NGC 2392 follows the theoretical tracks with the notable exception of its high  $L_X/L_{\text{wind}}$  in Fig. 5.5-c. Such peculiar behavior of NGC 2392 is confirmed by comparing its values of  $L_X/L_{\text{wind}}$  and  $T_X/T_{\text{shock}}$  to those of the other PNe in Table 5.3. The diffuse X-ray luminosities of these PNe comprise just minute fractions of their stellar wind mechanical luminosities; however, the diffuse X-ray luminosity of NGC 2392 constitutes a significant fraction,  $\sim 10\%$ , of its wind mechanical luminosity. In absolute terms, the X-ray luminosity of NGC 2392 exceeds that of many PNe in Table 5.3.1, which is puzzling as the stellar wind of the CSPN of NGC 2392 has a relatively low mass-loss rate and a meager terminal velocity of  $300 \text{ km s}^{-1}$ .

The plasma temperature of NGC 2392 is also puzzling. While the plasma temperatures implied by X-ray spectra of all PNe in Table 5.3.1 are lower than the post-shock temperatures of their stellar winds, the observed plasma temperature of NGC 2392 is *higher* than the post-shock temperature expected from its  $300 \text{ km s}^{-1}$  wind terminal velocity. The influence of heat conduction is expected to lower significantly the plasma temperature from the post-shock temperature (dashed line in Fig. 5.5-f), which rises with increasing wind velocity, as it is certainly the case for NGC 6826. However, at low wind speeds, early in the evolution of the hot bubble, the influence of heat conduction on plasma temperature is still small, and therefore the plasma temperature is not expected to differ substantially from the post-shock temperature of an adiabatic shock. Yet, the plasma temperature should not exceed the post-shock temperature.

We conclude that the stellar winds of the PNe in our sample are able to power their X-ray-emitting hot gas except for NGC 2392. A wind terminal velocity higher than  $300 \text{ km s}^{-1}$  is needed for NGC 2392 to raise its expected for  $L_X$  and  $T_X$ . We note that larger values of the ter-

minal velocity of this wind have been reported by Pauldrach et al. (2004) and Kudritzki et al. (2006), but Herald y Bianchi (2011) have examined these values and found them not compatible with the P-Cygni profiles seen in *FUSE* observations. Considering that an unusual  $200 \text{ km s}^{-1}$  bipolar outflow has been reported in NGC 2392 (Giesekeing et al., 1985) and that the nebular ionization and expansion velocity are anomalously high, it is possible that the CSPN has a hidden companion and their binary interactions<sup>5</sup> contribute to the energetics of the nebular interior (Danekhar et al., 2012, Méndez et al., in preparation). Guerrero et al. (2005) suggested that a fraction of the diffuse X-rays from NGC 2392 was associated with this bipolar outflow, an idea later pursued theoretically by Akashi et al. (2008), but the spatial distribution of the diffuse X-ray emission revealed by *Chandra* does not support this hypothesis. Future investigations of the CSPN of NGC 2392 are needed to solve the puzzle of the high X-ray luminosity of its hot interior.

## 5.5. Summary and Conclusions

We have obtained *Chandra* X-ray observations of three PNe, IC 418, NGC 2392, and NGC 6826, that display narrow nebular O VI absorption lines superposed on the *FUSE* spectra of their CSPNe. Diffuse X-ray emission is detected in each of these three PNe within the sharp innermost optical shell. These detections, together with those in NGC 40, NGC 2371-2, NGC 6543, NGC 7009, and NGC 7662, amount to eight known PNe with hot ( $\sim 10^6 \text{ K}$ ) interior gas in contact with the cool ( $\sim 10^4 \text{ K}$ ) nebular shell whose conduction layers have been confirmed by the presence of collisionally produced O VI. The physical structure of these PNe is thus consistent with that expected from bubble models for H-rich stellar winds including heat conduction (Steffen et al., 2008) which predict a conduction layer with a steep temperature gradient between the hot interior and the cool nebular shell.

These models also have specific predictions as for the evolution in time of the global X-ray properties of bubble models. To test these predictions, we have compiled relevant information on the X-ray, stellar, and nebular properties of PNe with a bubble morphology. The expectations of bubble models including heat conduction compare positively with the present X-ray observations of PNe with H-rich stellar winds, but those with H-poor [WR] stars present notable discrepancies. There is an apparent anti-correlation between X-ray temperature and hot bubble radius, but we note that this anti-correlation is caused by differences in stellar masses rather than evolutionary stages: PNe with massive central stars are expected to produce hotter X-ray-emitting plasma inside small-sized hot bubbles of higher X-ray surface brightness. On the other hand, PNe with less massive central stars have a slower evolution during the post-AGB phase and inject less amounts of mechanical wind luminosities into larger hot bubbles, resulting in cooler X-ray-emitting plasma.

Finally, we note that the stellar wind of PNe with bubble morphology and hot gas confined in their interiors seems capable of powering their X-ray emission, except for the notable case of NGC 2392. The low speed and small mass-loss rate of its stellar wind result in a low wind mechanical luminosity both in absolute and relative terms compared to other PNe. We suggest that a binary companion may exist and contribute to high energy processes that have provided the additional power to its hot gas.

---

<sup>5</sup> Such interactions exclude the faint companion reported by Ciardullo et al. (1999) to be in a possible binary association because at the distance of  $2''.65$  from the CSPN of NGC 2392 it would imply an orbital separation of 3,400 AU.

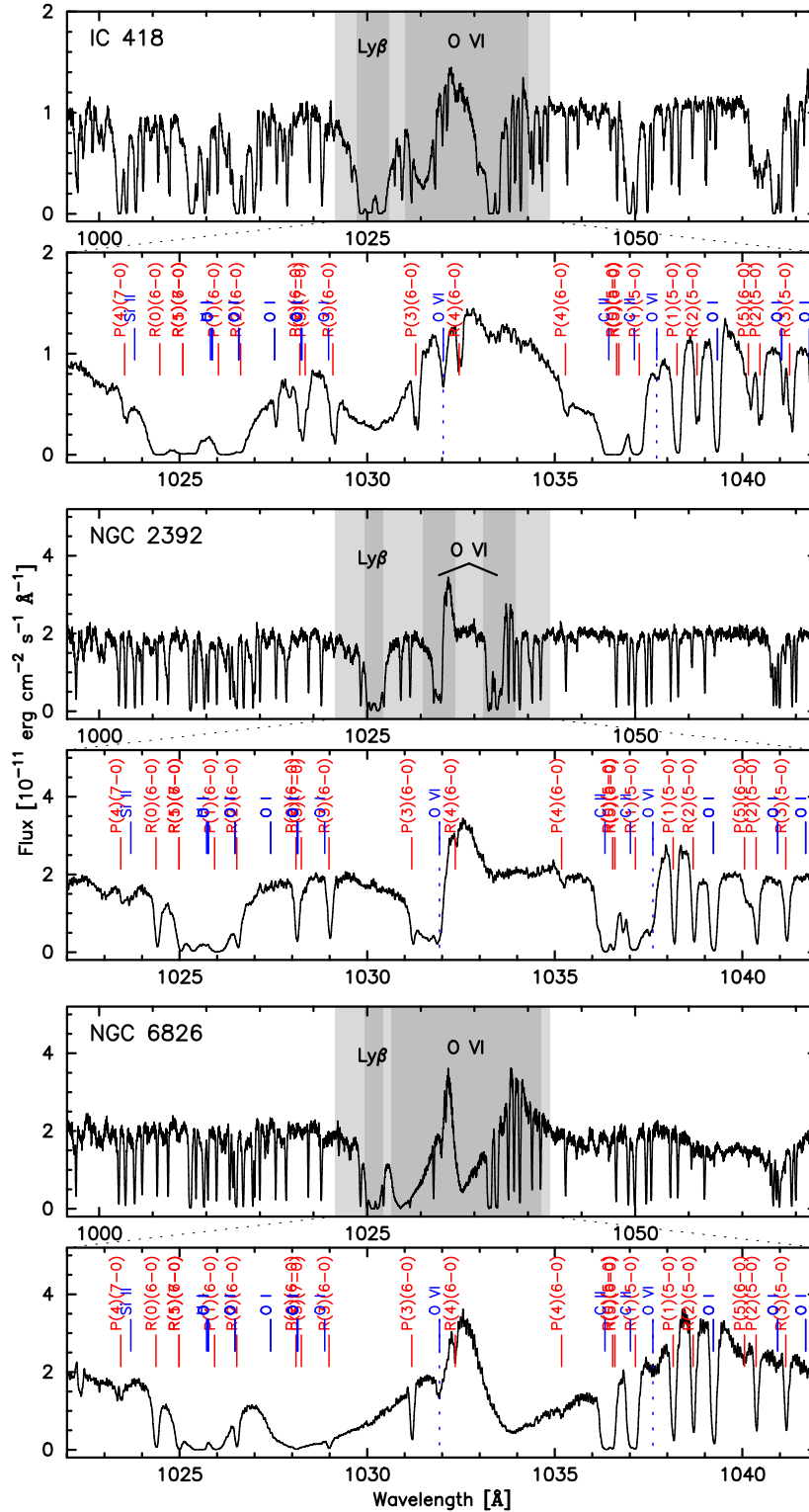


Figure 5.1: *FUSE* spectra showing the region around the O VI lines for the central stars of IC 418 (top panels), NGC 2392 (middle panels), and NGC 6826 (bottom panels). For each object the upper panel shows a wide spectral range with the broad Ly $\beta$  and O VI P Cygni profiles highlighted (darker grey). The shaded region in the upper panel is expanded to better show narrow absorption features superposed on the broader spectrum. Absorption from the H<sub>2</sub> Lyman and Werner bands are marked in red and ionic transition are marked with blue. The narrow, nebular O VI components are also marked with vertical dashed lines.

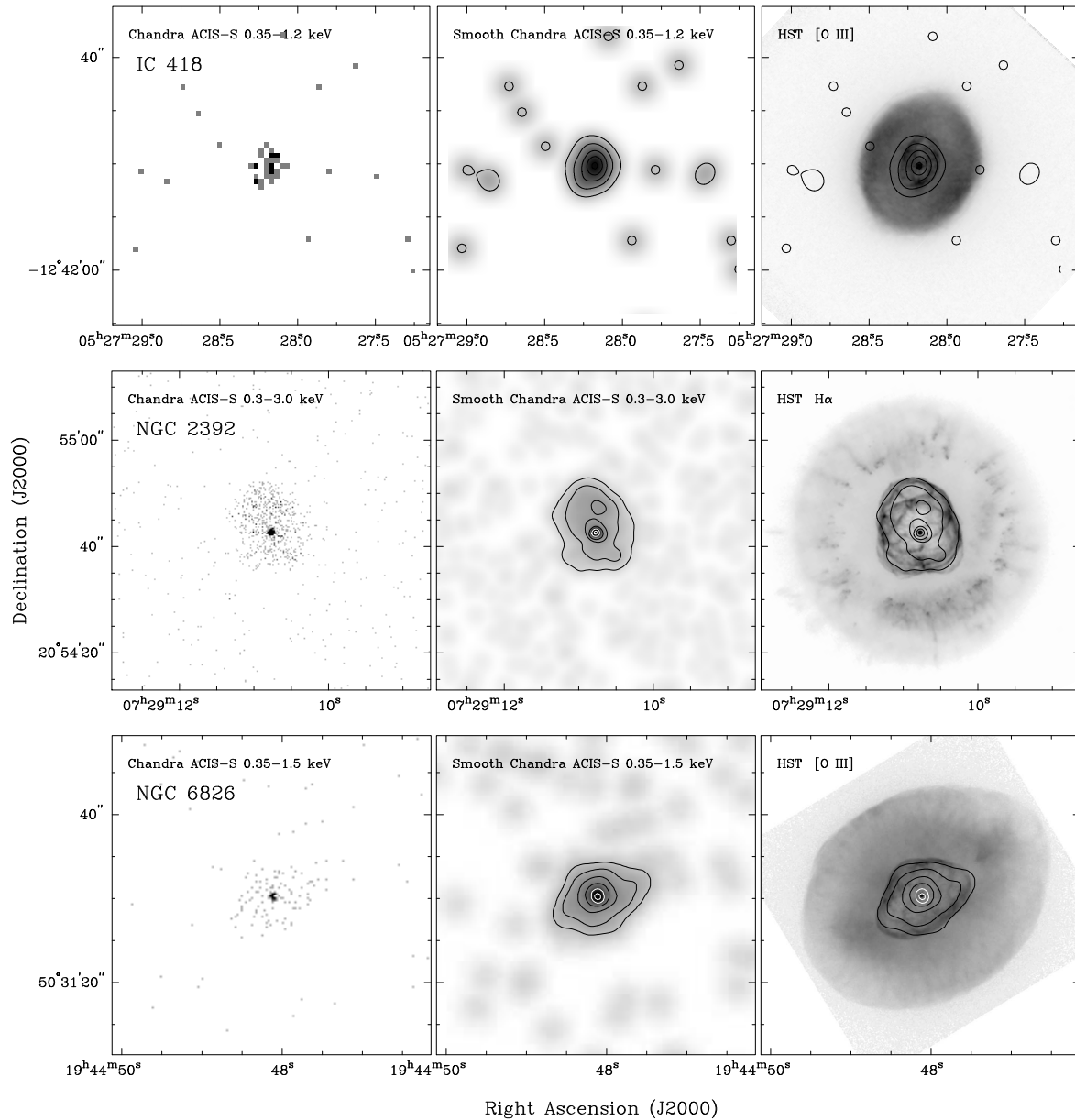


Figure 5.2: *Chandra* ACIS-S raw (*left*) and smoothed (*center*) X-ray images and *HST* optical narrow-band images (*right*) of IC 418 (*top row*), NGC 2392 (*middle row*), and NGC 6826 (*bottom row*). The X-ray contours extracted from the smoothed X-ray images have been overlaid onto the optical images. The black and grey (only for IC 418) contours mark the X-ray levels corresponding to 10 %, 25 %, 50 %, 75 %, and 95 % of the peak intensity of the diffuse emission. Two additional white contours defining the 25 % and 75 % of the peak intensity of the central source are shown for NGC 2392 and NGC 6826.

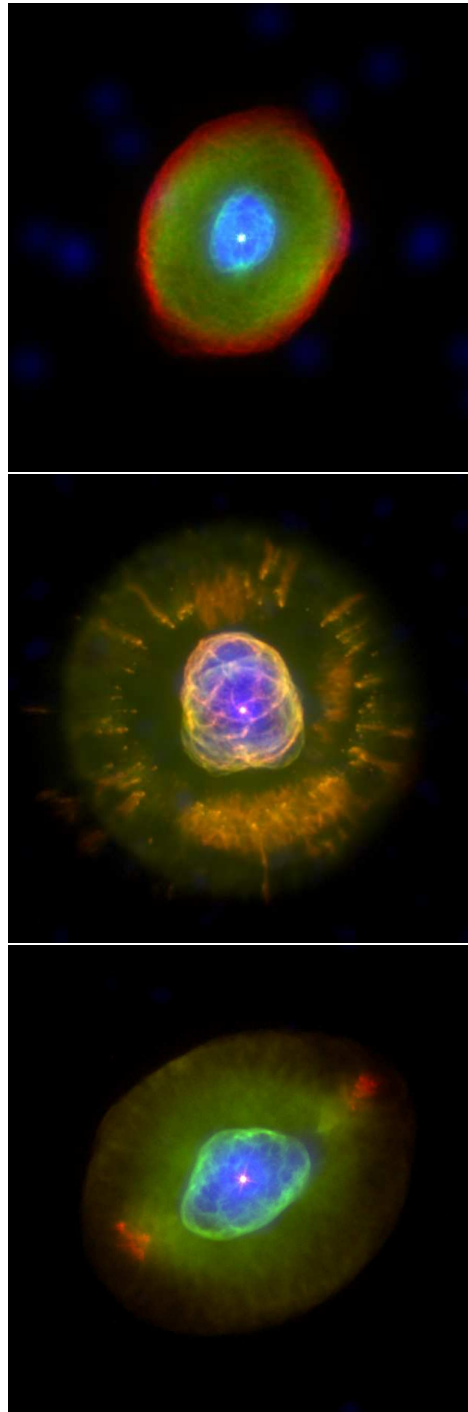


Figura 5.3: *Chandra* and *HST* composite pictures of IC 418 (*upper*), NGC 2392 (*center*), and NGC 6826 (*bottom*). X-ray emission is shown in blue, and optical  $H\alpha$  and  $[N\ II]$  line emission in green and red, respectively. The field of view (FoV) of the pictures is  $\approx 27''$  for IC 418,  $\approx 63''$  for NGC 2392, and  $\approx 41''$  for NGC 6826.

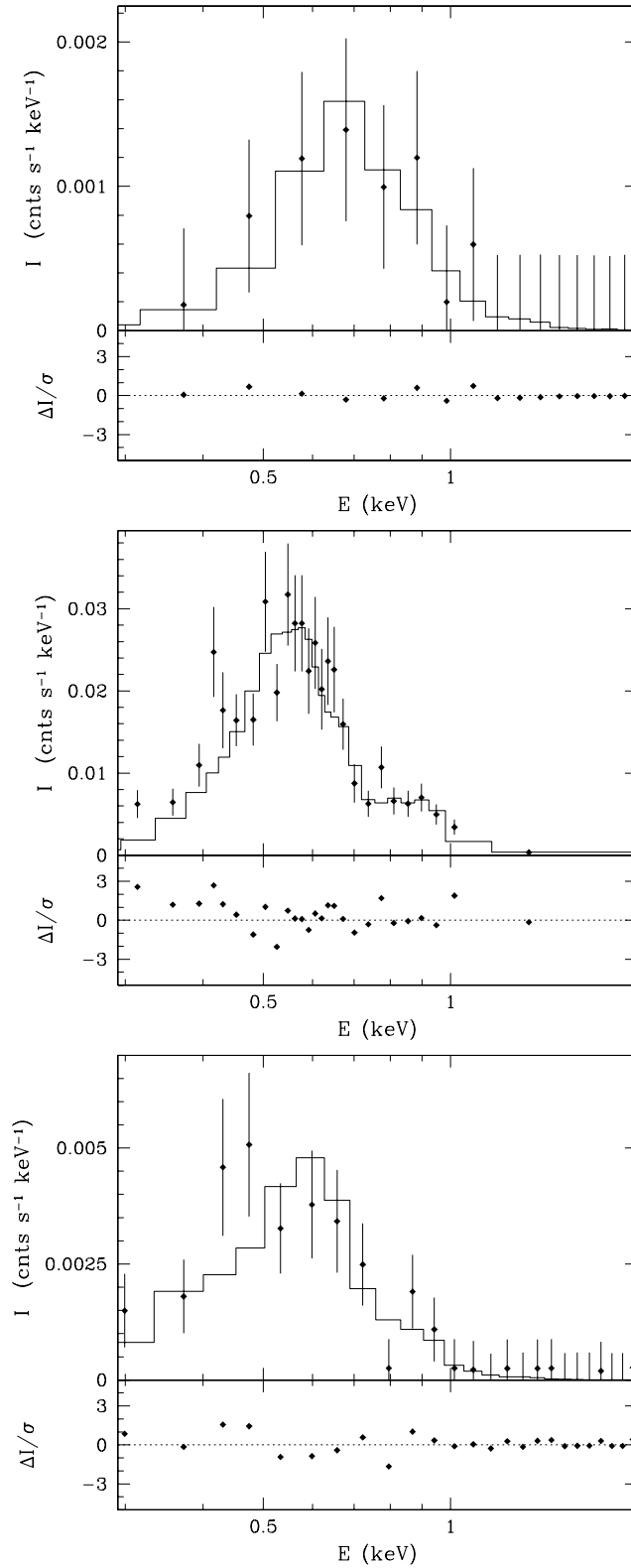


Figure 5.4: *Chandra* ACIS-S S3 background-subtracted spectra of the diffuse X-ray emission of IC 418 (*upper*), NGC 2392 (*center*), and NGC 6826 (*bottom*). The histograms correspond to models that describe well the observed X-ray spectra of IC 418 and NGC 6826, while it is the best-fit model for NGC 2392.



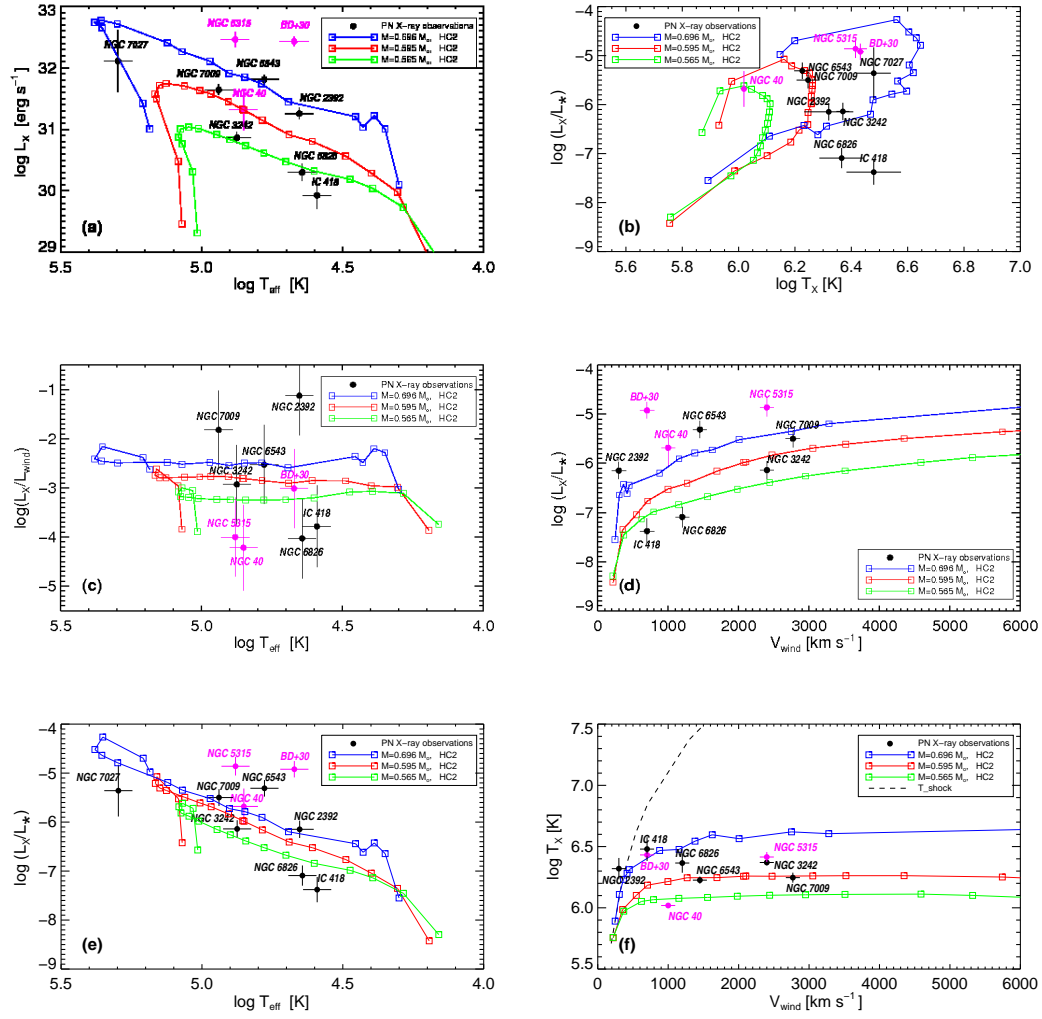


Figure 5.5: X-ray luminosity ( $L_X$ ) of the hot bubble of PNe for the energy range 0.3–2.0 keV (6.2–41 Å) and X-ray temperature ( $T_X$ ) as functions of  $T_{\text{eff}}$ , the stellar effective temperature (panels a, c, and e), X-ray temperature (panel e), and  $V_{\text{wind}}$ , the wind terminal velocity (panels d and f). In panels b, c, d, and e,  $L_X$  has been scaled with the stellar luminosity ( $L_*$ ) and wind mechanical luminosity ( $L_{\text{wind}}$ ) to remove the dependence on distance. The tracks correspond to the theoretical models HC2 with heat conduction for CSPNe with masses 0.565  $M_{\odot}$  (green), 0.595  $M_{\odot}$  (red), and 0.696  $M_{\odot}$  (blue) according to the prescriptions of the second method used by Steffen et al. (2008), i.e., the heat flux does not exceed the saturation limit. The dashed line in panel f represents the post-shock temperature of an adiabatic shock for the case of H-rich stars, i.e.,  $T_{\text{shock}}$  described by 5.1 for  $\mu=0.6$ . Black dots correspond to objects with a H-rich CSPN, whereas pink dots refer to sources with a [WR]-type CSPN. The error-bars in the data points correspond to the 1- $\sigma$  uncertainty in our determination of  $L_X$  and  $T_X$  (the uncertainty in distance is not included in the error-bar of  $L_X$ ). Typical uncertainties of 0.15 dex for  $L_*$  and 0.8 dex for  $L_{\text{wind}}$  have been convolved with the error-bars of  $L_X$  for the  $L_X/L_*$  and  $L_X/L_{\text{wind}}$  ratios. Similarly, typical uncertainties of 0.05 dex in  $T_{\text{eff}}$  and 100 km s<sup>-1</sup> in  $V_{\text{wind}}$  are presented.

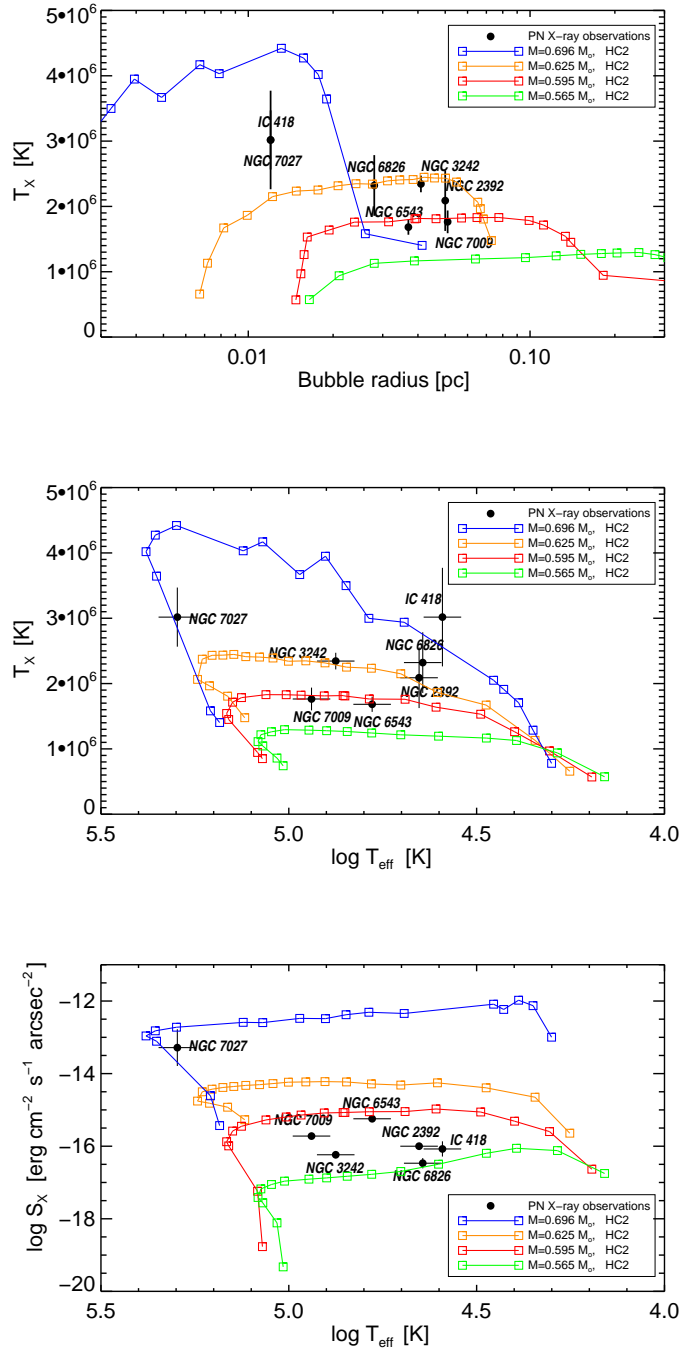


Figure 5.6: Comparisons of the X-ray plasma temperature with hot bubble radius of PNe (*top*) and CSPN effective temperature (*middle*), and X-ray surface brightness with CSPN effective temperature (*bottom*). The theoretical tracks of the variations of  $T_X$  and  $S_X$  imply that the observations comply with the expectations of the theoretical models HC2 including heat conduction for central stars with masses  $0.565 M_{\odot}$  (green),  $0.595 M_{\odot}$  (red),  $0.625 M_{\odot}$  (orange), and  $0.696 M_{\odot}$  (blue) adopted from Steffen et al. (2008). Error-bars as in Figure 5.5.



## Capítulo 6

# Rebirth of X-ray Emission from the Born-Again Planetary Nebula A 30

The planetary nebula (PN) A 30 is believed to have undergone a very late thermal pulse resulting in the ejection of knots of hydrogen-poor material. Using multi-epoch *HST* images we have detected the angular expansion of these knots and derived an age of  $850_{-150}^{+280}$  yr. To investigate the spectral and spatial properties of the soft X-ray emission detected by *ROSAT*, we have obtained *Chandra* and *XMM-Newton* deep observations of A 30. The X-ray emission from A 30 can be separated into two components: a point-source at the central star and diffuse emission associated with the hydrogen-poor knots and the cloverleaf structure inside the nebular shell. To help us assess the role of the current stellar wind in powering this X-ray emission, we have determined the stellar parameters and wind properties of the central star of A 30 using a non-LTE model fit to its optical and UV spectrum. The spatial distribution and spectral properties of the diffuse X-ray emission is highly suggestive that it is generated by the post-born-again and present fast stellar winds interacting with the hydrogen-poor ejecta of the born-again event. Charge-exchange reactions between the ions of the stellar winds and neutral material of the born-again ejecta seem to be a possible mechanism for the production of diffuse X-ray emission. Shock-heated plasma may also contribute to this emission, as the hydrogen-poor knots are ablated by the stellar winds, in which case the spectral properties of the diffuse emission require the efficient mass-loading of the present fast stellar wind to raise its density and damp its velocity. The origin of the X-ray emission from the central star of A 30 is puzzling: shocks in the present fast stellar wind and photospheric emission can be ruled out, while the development of a new, compact hot bubble confining the fast stellar wind seems implausible.

### 6.1. Introduction

Planetary nebulae (PNe) consist of stellar material ejected by low- and intermediate-mass stars. In the canonical model of PN formation, the so-called interacting stellar winds (ISW) model, the envelope of a star is stripped off through a slow and dense wind and, as the star evolves off the asymptotic giant branch (AGB), it is subsequently swept up by a fast stellar wind (Cerruti-Sola y Perinotto, 1985) to form a PN (Kwok et al., 1978; Balick, 1987). The dynamical structure of a PN can be very complex as the fast stellar wind interacts with a slow AGB wind whose density and velocity structure has been previously modified by the

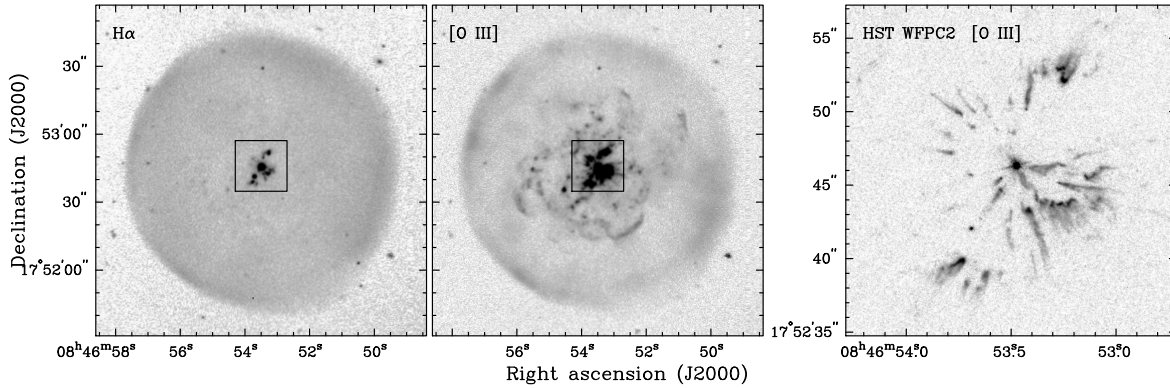


Figure 6.1: KPNO Mayall 4m CCD  $H\alpha$  (*left*),  $[O\ III]$  (*center*), and *HST* WFPC2  $[O\ III]$  (*right*) images of A 30. The boxes overlaid in the ground-based images correspond to the field of view of the *HST* image shown. The ground-based images were acquired through filters with central wavelengths  $5025\ \text{\AA}$  and  $6580\ \text{\AA}$ , and FWHMs  $50\ \text{\AA}$  and  $60\ \text{\AA}$ , respectively; the *HST* WFPC2 image used the F502N filter.

passage of the shock wave associated with a D-type ionization front (Perinotto et al., 2004; Schönberner et al., 2005a,b).

Abell 30 (a.k.a. A 30, PN G208.5+33.2) is a PN with a hydrogen-deficient central star (CSPN) of spectral type [WC]-PG1159 (also termed as “weak emission line stars”). The nebula appears in  $H\alpha$  (Figure 6.1-*left*) as a limb-brightened, presumably spherical shell with a diameter  $\sim 2'$ , although a close inspection of its kinematics reveals that this shell has a mildly ellipsoidal shape (Meaburn y Lopez, 1996). The spherically symmetric limb-brightened morphology, the low surface brightness and the low electron density of this shell (Guerrero y Manchado, 1996) are consistent with the expectations for an evolved object in the ISW model of PN formation (e.g., Schönberner et al., 2010). This conjecture is supported by the large kinematical age of 12,500 yr derived from the simple comparison of its angular size, expansion velocity<sup>1</sup> ( $38.5 \pm 1.0\ \text{km s}^{-1}$ , Meaburn y Lopez, 1996) and distance (1.7 kpc, Cahn et al., 1992).

Deep  $[O\ III]$  images of A 30 (Figure 6.1-*center*) reveal a different picture. The round nebular shell is filled by a delicate system of arc-like features that extend up to  $\sim 30''$  from the central star and depict a cloverleaf pattern (Jacoby, 1979). More remarkably, a series of knots are detected just a few arcsecs from the central star. These knots are resolved by *HST* Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2)  $[O\ III]$  images (Figure 6.1-*right*) to be distributed along a disk and two bipolar outflows (Borkowski et al., 1995), a physical structure later confirmed by the spatio-kinematical study carried out by Chu et al. (1997). The knots are found to be extremely faint in  $H\ I$  recombination lines<sup>2</sup> (Wesson et al., 2003) implying low content of hydrogen, as revealed by the  $\text{He}/\text{H}$  abundance ratio of 10.8–11.6 and the very high metal abundances of  $\text{C}/\text{H} \sim 0.45$ ,  $\text{N}/\text{H} \sim 0.30$  and  $\text{O}/\text{H} \sim 1.30$  (Jacoby y Ford, 1983; Guerrero y Manchado, 1996; Wesson et al., 2003; Ercolano et al., 2003). These knots and the central star of A 30 are

<sup>1</sup> Even if we accounted for the fact that the real expansion velocity of the shock front is larger by 10%–20% than the observed velocity (Schönberner et al., 2005b), the kinematical age of A 30 would still be large,  $\sim 10,500$  yr.

<sup>2</sup> The  $[\text{N}\ II]\ \lambda\lambda 6548, 6583$  and  $\text{HeII}\ \lambda 6560$  to  $H\alpha$  line ratios for the bipolar knots are  $\sim 2.1$ ,  $\sim 6.3$ , and  $\sim 2.4$ , respectively (Wesson et al., 2003). The emission detected at the position of these knots in the  $H\alpha$  image (Figure 6.1-*left*) consists mostly of  $[\text{N}\ II]$  and  $\text{HeII}$  emission, rather than to  $H\alpha$  emission itself, given the  $60\ \text{\AA}$  bandwidth of the  $H\alpha$  filter used for these observations.

embedded in large amounts of circumstellar dust (Borkowski et al., 1994) with anomalous carbonaceous composition (Greenstein, 1981). Apparently, these hydrogen-depleted knots have been ejected only recently by the central star of A 30, in contrast to the old and hydrogen-rich outermost round shell.

The hydrogen-deficient nature of the CSPN of A 30 and the presence of hydrogen-poor ejecta near the star inspired the born-again PN scenario (Iben et al., 1983) (also known as “very late thermal pulse” or VLTP) in which the thermonuclear burning of hydrogen in the remnant stellar envelope builds up the amount of helium until its fusion into carbon and oxygen is ignited (see, e.g., Herwig et al., 1999; Althaus et al., 2005; Lawlor y MacDonald, 2006; Miller Bertolami y Althaus, 2006; Miller Bertolami et al., 2006, for recent theoretical studies of this phenomenon). Since the remnant envelope is shallow, the increase of pressure from this last helium shell flash leads to the ejection of the newly processed material in the envelope, while the stellar structure remains intact. As the remnant envelope expands, the stellar effective temperature decreases and the star returns to the AGB phase. The stellar evolution that follows this event is fast and will take the star back toward the post-AGB track in the HR diagram (see, e.g., Figures 5 and 8 in Miller Bertolami et al., 2006): the envelope of the star contracts, its effective temperature increases and a new fast stellar wind develops. In a sense, the PN is born-again.

The fast stellar wind will blast the hydrogen-poor material ejected by the star during the born-again event and afterward during the born-again AGB phase. This interaction has been captured by *HST* WFPC2 images of the vicinity of the central star of A 30 (Borkowski et al., 1995). The hydrogen-poor knots of A 30 display a cometary appearance with either bow-shock structures pointing toward the central star or compact cores with fanning tails pointing away from the central star (Figure 6.1-*right*) whose expansion velocities increase outward up to  $\sim 200$  km s $^{-1}$  (Meaburn y Lopez, 1996; Chu et al., 1997). Soft X-ray emission from the mixture of shocked stellar wind and evaporated material can be expected (Borkowski et al., 1995), as confirmed by *ROSAT* PSPC serendipitous observations that revealed a source of soft X-ray emission at a plasma temperature  $\sim 3 \times 10^5$  K (Chu y Ho, 1995). A follow-up *ROSAT* HRI observation showed a central point source and hints of diffuse emission associated with the innermost hydrogen-poor knots, although the detection of the diffuse emission is uncertain due to the low S/N ratio (Chu et al., 1997).

We have obtained *Chandra* and *XMM-Newton* observations of A 30 in order to accurately determine the spatial and spectral properties of its X-ray emission. The results are analyzed in conjunction with the physical properties of its stellar wind determined from refined non-LTE model fits to optical and UV spectra. Multi-epoch *HST* archival images have also been used to search for proper motions of the hydrogen-poor knots in order to assess their angular expansion rate and to investigate their interactions with the fast stellar wind.

In the following, we first investigate in Sect. 2 the stellar wind properties of the CSPN of A 30, given the implications for the X-ray emission, and determine the proper motions of the hydrogen-poor knots in Sect. 3. The X-ray observations and the spatial and spectral properties of the X-ray emission are described in Sect. 4 and the results are discussed in Sect. 5. The conclusions are presented in Sect. 6.

## 6.2. Non-LTE Analysis of the CSPN of A 30

Optical and UV spectra of the CSPN of A 30 have been analyzed using calculations performed with the Potsdam Wolf-Rayet (PoWR) model atmosphere code (Hamann y Gräfener,

2004, and references therein). This code solves the non-LTE radiative transfer for a spherically expanding atmosphere, accounting for complex model atoms and line blanketing, to derive basic stellar and wind parameters. The calculations applied here include He, C, N, O, Ne, and the elements of the iron-group (the latter in the superlevel approximation).

The UV spectra of the CSPN of A 30 were observed by the *Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer (FUSE)* and *International Ultraviolet Explorer (IUE)* satellites. Data from these observations have been retrieved from MAST, the Mikulski Archive for Space Telescopes at the Space Telescope Science Institute<sup>3</sup>. The *FUSE* observations of A 30 in the spectral range 920–1180 Å consisted of the data set B0230101 obtained on 2001 April 10 with the LWRS aperture for a total useful exposure time of 4.1 ks (Guerrero & De Marco, in preparation). Similarly, the *IUE* observations of A 30 in the spectral range 1150–3200 Å consisted of the data sets SWP07955LL and LWR06930LL obtained on 1980 February 15 with total exposure times of 1.5 and 3.0 ks, respectively. Complementary high-dispersion optical spectra of the CSPN of A 30 were obtained using the Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph (UVES) on the 8m UT2 of the VLT at Paranal Observatory on 2003 February 19 in the framework of the large project 167.D-0407 (PI: Napiwotzki). The observations consisted of two 300 s exposures that cover the spectral regions 3290–4525 Å, 4605–5610 Å and 5675–6642 Å.

In spite of the limited number of spectral lines useful for analysis provided by the UV and optical spectra of the CSPN of A 30, a reasonable fit (see Fig. 6.2) is achieved for the set of parameters compiled in Table 6.2. For the fit we adopted a stellar luminosity of  $6,000 L_{\odot}$ , noting that the stellar radius, mass-loss rate and distance scale with luminosity according to the relations shown in Table 6.2. The distance of 1.76 kpc, similar to the statistical distance of 1.69 kpc provided by Cahn et al. (1992), will be used hereafter. The CSPN of A 30 is confirmed to be very hot ( $T_{*} = 115 \text{ kK}$ ), and the emission line spectrum originates from a stellar wind composed predominantly of helium, carbon and oxygen, which is typical for the [WC] spectral type.

Besides small changes in the values of the stellar temperature and helium and carbon abundances, the present results do not differ appreciably from those previously reported by Leuenhagen et al. (1993) based on a much earlier version of our model atmosphere code without the inclusion of iron-line blanketing. The major difference between the current and earlier calculations, however, is induced by the inclusion of clumping and mass-loss rate ( $\dot{M}$ ) effects. In the “microclumping” approximation (e.g., Hamann y Koesterke, 1998), the emission line fit yields the product  $\dot{M}\sqrt{D}$  where  $D$ , the so-called “clumping factor”, is difficult to constrain. The current calculations adopt a value of 10 for  $D$ , which has proven to be an adequate choice for massive WC stars. The only study for the wind of a CSPN (Todt et al., 2008) came to a similar result, although this parameter was poorly constrained. A value of 10 for the clumping factor leads in the present calculations to a mass-loss rate ( $\dot{M} = 2 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ) 2.5 times lower than the value derived by Leuenhagen et al. (1993).

According to our calculations, the stellar wind of the CSPN of A 30 has a He:C:N:O element number ratio 100:11:0.7:6.0, i.e., it is carbon rich with a C/O ratio  $\sim 1.8$ . It is interesting to compare these chemical abundances with those of the hydrogen-deficient knots, where the He:C:N:O element number ratio is 100:4.0:2.7:11.6 (Wesson et al., 2003; Ercolano et al., 2003). The low C/O ratio of the hydrogen-poor knots,  $\sim 0.3$ , is at variance with the stellar wind, and is also in contradiction to theoretical models of born-again PNe that predict C/O higher than unity (e.g., Iben et al., 1983; Herwig et al., 1999; Miller Bertolami et al., 2006).

---

<sup>3</sup> STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS5-26555.

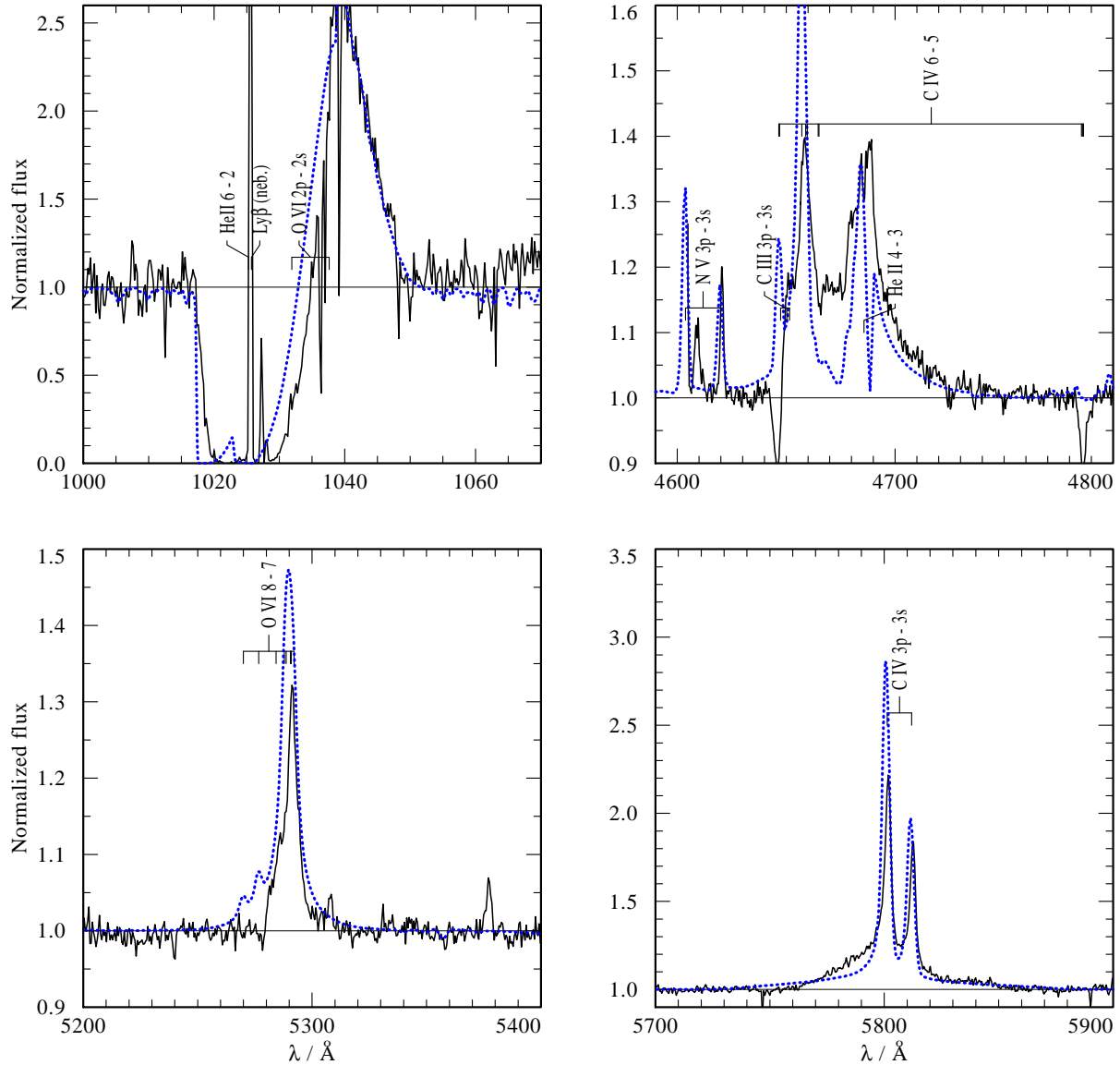


Figure 6.2: Some of the spectral lines employed for the spectral analysis of the central star of A 30. Observations (solid line) are from *FUSE* and from ground-based spectroscopy. The synthetic spectrum (dotted line) has been calculated with the Potsdam Wolf-Rayet (PoWR) model atmosphere code, using the parameters compiled in Table 6.2.



Tabla 6.1: Parameters of the central star of A 30

| Parameter                                  | Value                | Comments                           |
|--|----------------------|------------------------------------|
| Stellar parameters                         |                      |                                    |
| $\log(L/L_{\odot})$                        | 3.78                 | Adopted                            |
| Clumping factor, $D$                       | 10                   | Adopted                            |
| $d$ (kpc)                                  | 1.76                 | $d \propto L^{1/2}$                |
| $E_{B-V}$ (mag)                            | 0.18                 |                                    |
| $R_*$ <sup>a</sup> ( $R_{\odot}$ )         | 0.20                 | $R_* \propto L^{1/2}$              |
| $T_*$ <sup>b</sup> (K)                     | 115,000              |                                    |
| $v_{\infty}$ (km s <sup>-1</sup> )         | 4000                 |                                    |
| $\dot{M}$ ( $M_{\odot}$ yr <sup>-1</sup> ) | $2.0 \times 10^{-8}$ | $\dot{M} \propto D^{-1/2} L^{3/4}$ |
| Abundances (mass fractions)                |                      |                                    |
| He   | 0.63                 |                                    |
| C  | 0.20                 |                                    |
| N  | 0.015                |                                    |
| O  | 0.15                 |                                    |
| Fe (+ iron group)                          | 0.0016               |                                    |

<sup>a</sup> The stellar radius  $R_*$  refers by definition to the point where the radial Rosseland optical depth is 20.

<sup>b</sup>  $T_*$  is defined as the effective temperature related to the radius  $R_*$ .

Finally, the spectral fit of the UV and optical spectra of A 30 (Fig. 6.2) has allowed us to build its spectral energy distribution (SED) shown in Figure 6.3. The fit of the SED shown in Fig. 6.3 requires only a small interstellar reddening with  $E_{B-V} = 0.18 \pm 0.05$  mag that corresponds to a hydrogen column density  $N_{\text{H}} = (6.8 \pm 1.9) \times 10^{20}$  cm<sup>-2</sup> according to the relation  $N_{\text{H}}/E_{B-V} = 3.8 \times 10^{21}$  cm<sup>-2</sup> mag<sup>-1</sup> prescribed by Groenewegen y Lamers (1989). We note that Cardelli et al. (1989)'s interstellar extinction law used to unreddden the observed spectral data does not reproduce properly the UV absorption at  $\sim 2470$  Å which is attributed to carbonaceous dust (Greenstein, 1981), and thus the value of the hydrogen column density given above is suspect.

### 6.3. Proper Motions of the H-poor Knots of A 30

The original *HST* WFPC2 narrow-band [O III] images of A 30 (Fig. 6.1-*right*) were obtained on 1994 March 6 (epoch 1994.2), but we noticed that the *HST* archive also contained Wide Field Camera 3 (WFC3) images obtained through the F555W filter on 2009 December 31 (epoch 2010.0). It is reasonable to compare these images, taken  $\sim 15.8$  yr apart, because the nebular emission registered by the F555W filter is mostly dominated by the [O III] emission lines. Such comparison indeed unveils the proper motion of the hydrogen-poor knots of A 30, as shown in Figure 6.4. Following the method used by Reed et al. (1999) to study the angular expansion of NGC 6543, we have magnified the earlier epoch image (the F502N image) by

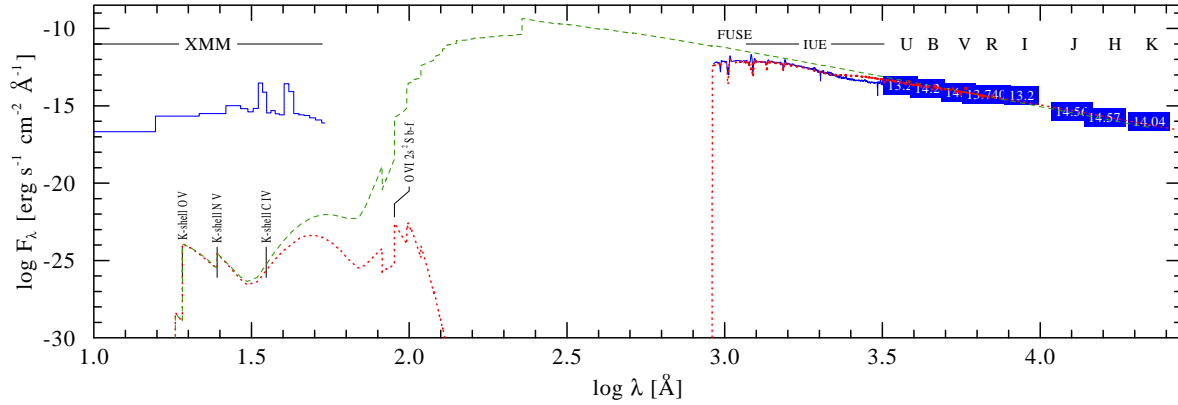


Figure 6.3: Spectral energy distribution (SED) of the central star of A 30 from the infrared to X-ray range. Observations (blue) are photometric measurements in the indicated bands, calibrated UV spectra from the *IUE* and *FUSE* satellites, and the *XMM-Newton* observations reported in this paper. These measurements are compared to the theoretical SED from our stellar model with the parameters compiled in Table 6.2. The green dashed line shows the SED without interstellar reddening, and the red dotted line after interstellar extinction has been applied.

several factors and produced the residual maps shown in Fig. 6.4. These maps suggest that the hydrogen-poor knots of A 30 have expanded  $\sim 2\%$ .

A detailed analysis of the location of both bipolar and equatorial knots along different directions in the images of the two epochs has allowed us to refine this result and conclude that the 1994.2 image needs to be magnified by  $1.019 \pm 0.003$  in order to match the 2010.0 image. Such 1.9% expansion in a time lapse of 15.8 yr implies an expansion age of  $850^{+280}_{-150}$  yr that can be interpreted as the time since the born-again episode took place circa AD 1160.

The angular expansion rate can also be used to estimate the averaged expansion velocity of the knots in the equatorial ring. Assuming that the equatorial ring is circular in shape, its major axis lies on the plane of the sky and thus the semimajor axis of  $4''.8$  implies a radius of 0.041 pc at a distance of 1.76 kpc. For an age of 850 yr, an averaged expansion velocity of  $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$  is derived.

Finally, we note the presence of a star  $\sim 5''.25$  from the CSPN of A 30 at  $\text{PA} \sim 144^\circ$ . The possible physical connection of this star with the CSPN of A 30 was used by Ciardullo et al. (1999) to estimate a distance of 2020 pc toward A 30. The comparison between the 1994.2 and 2010.0 epoch images reveals a change of  $0''.15$  on the position of this star relative to the location of the CSPN of A 30. This shift is much larger than the orbital motion expected in the time lapse of 15.8 yr for a companion star with the orbital separation of 10,580 AU estimated by Ciardullo et al. (1999). We therefore conclude that this star and the CSPN of A 30 do not form a binary system, but they are rather optical doubles. Consequently the distance estimate of 2020 pc is not valid and should not be used.

## 6.4. X-ray Observations of A 30

A 30 was observed by *XMM-Newton* on 2009 October 21 (Observation ID 0605360101, PI: W.-R. Hamann) using the European Photon Imaging Camera (EPIC) and the Reflection

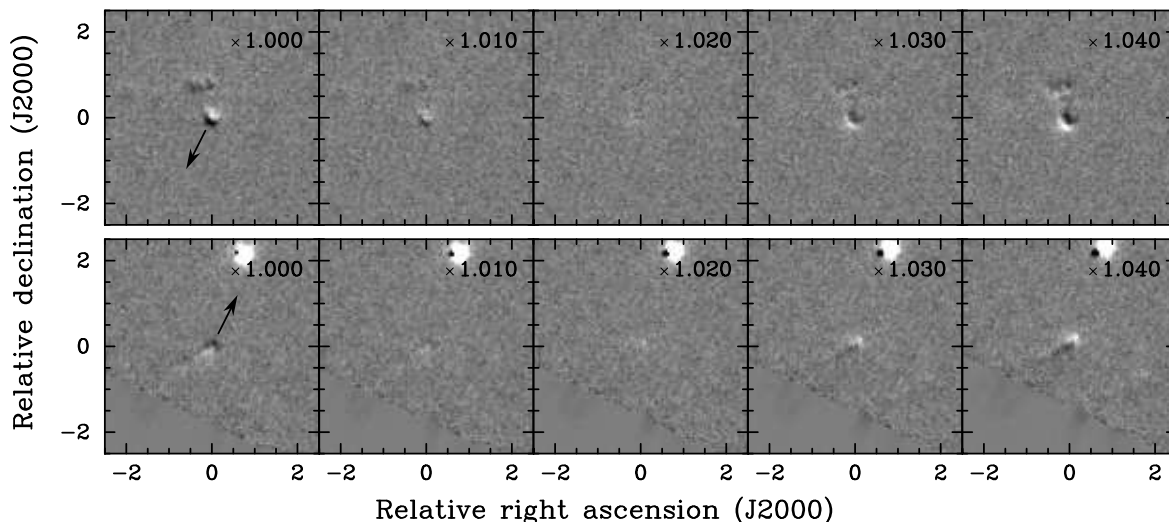


Figure 6.4: Residual maps of the northern (upper panels) and southern (lower panels) hydrogen-poor bipolar knots of A 30, where the F502N image has been magnified by the factor noted in each panel. Dark shades correspond to the F502N March 1994 image and bright shades to the F555W December 2009 image. The direction of the central star is marked by an arrow in the leftmost panels.

Grating Spectrometer (RGS) instruments for a total exposure time of 58.2 ks. The EPIC observations were performed in Full Frame Mode with the Thin Filter. The second version of the observation data files (ODFs) generated by the *XMM-Newton* Science Operation Center on 2010 June 18 were processed using the *XMM-Newton* Science Analysis Software (SAS) 10.0.2. Reprocessed EPIC-MOS, EPIC-pn and RGS event lists were created using the SAS tools “emproc”, “epproc” and “rgsproc”, respectively, and the most up-to-date *XMM-Newton* calibration files available on the Current Calibration File (CCF) as of 2010 September 15. The original exposure times were 40.88, 41.08, 37.23, 57.43 and 57.47 ks for EPIC-MOS1, EPIC-MOS2, EPIC-pn, RGS1 and RGS2, respectively, but the last segment of the observations was dramatically affected by periods of high background. After excising these periods from the data, the resulting useful exposure times amount to 31.63 ks for EPIC-MOS1, 31.31 ks for EPIC-MOS2, 24.58 ks for EPIC-pn, 31.81 ks for RGS1 and 31.53 ks for RGS2.

A 30 was subsequently observed by *Chandra* on 2011 January 1 (Observation ID 12385, PI: Y.-H. Chu) using the array for spectroscopy of the Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS-S) for a total exposure time of 96.09 ks. The nebula was imaged on the back-illuminated CCD S3 using the VFAINT mode. No periods of high background affected the data and the resulting useful exposure time amounts to 96.08 ks after excising dead-time periods. The *Chandra* Interactive Analysis of Observations (CIAO) software package version 4.3 was used to analyze these data.

The *XMM-Newton* EPIC observations detect a relatively bright source at the location of the central star of A 30. An inspection of the images at different energy bands shown in Figure 6.5 indicates that this source is soft, with emission from the lowest energies detectable by the EPIC cameras up to 0.6 keV, above which little or no emission is seen. Similarly, the *Chandra* observations detected a soft source at the position of the CSPN of A 30. The EPIC-pn, EPIC-MOS and ACIS-S background-subtracted count rates and net number of counts

Tabla 6.2: Background-subtracted count rates and net count numbers

| Instrument                        | Background-Subtracted Count Rate                      |  |  |  | Net Counts             |
|-----------------------------------|---|--|--|--|------------------------|
|                                   | 190-600 eV <sup>a</sup><br>(counts ks <sup>-1</sup> ) | 190-275 eV<br>(counts ks <sup>-1</sup> ) | 275-450 eV<br>(counts ks <sup>-1</sup> ) | 450-600 eV<br>(counts ks <sup>-1</sup> ) | 190-600 eV<br>(counts) |
| Point source and Diffuse Emission |   |  |  |  |                        |
| EPIC-pn                           | 50.4±1.6  | 19.7±0.9                                 | 28.3±1.1                                 | 1.57±0.31                                | 1150±40                |
| EPIC-MOS1                         | 7.7±0.6   | ...                                      | ...                                      | ...                                      | 219±16                 |
| EPIC-MOS2                         | 6.6±0.5   | ...                                      | ...                                      | ...                                      | 186±15                 |
| ACIS-S                            | 1.80±0.14   | ...                                      | ...                                      | ...                                      | 172±13                 |
| Point Source                      |   |  |  |  |                        |
| EPIC-pn                           | 29.7±1.1  | ...                                      | ...                                      | ...                                      | 675±26                 |
| EPIC-MOS1                         | 4.4±0.4   | ...                                      | ...                                      | ...                                      | 140±12                 |
| EPIC-MOS2                         | 3.4±0.3   | ...                                      | ...                                      | ...                                      | 105±10                 |
| Diffuse Emission                  |   |  |  |  |                        |
| EPIC-pn                           | 14.3±0.9  | ...                                      | ...                                      | ...                                      | 325±20                 |
| EPIC-MOS1                         | 2.2±0.3   | ...                                      | ...                                      | ...                                      | 71±9                   |
| EPIC-MOS2                         | 1.7±0.3   | ...                                      | ...                                      | ...                                      | 55±8                   |

<sup>a</sup> For ACIS-S, the low energy cutoff is not 190 eV, but 200 eV.

detected in different energy ranges are provided in Table 6.4.

### 6.4.1. Spatial Properties of the X-ray Emission from A 30

In order to study the spatial distribution of the X-ray emission from A 30, we have produced EPIC images of A 30 in different energy bands (Figure 6.5) by extracting the individual EPIC-pn, EPIC-MOS1 and EPIC-MOS2 images, mosaicing them together, applying the exposure map correction, and smoothing the images. We have also produced a *Chandra* ACIS image in the 200-600 eV energy band. The *Chandra* and *XMM-Newton* X-ray images are compared to optical narrow-band images and previous *ROSAT* X-ray images in Figure 6.6.

The small-scale spatial distribution of the X-ray emission is revealed by the comparison between the *Chandra* ACIS-S and *HST* WFPC2 [O III] images shown in Figure 6.6-*left*. Most of the emission detected in the *Chandra* ACIS-S image corresponds to a point source coincident with the central star of A 30, but some additional emission,  $8.2\pm 3.5$  counts, is found  $\sim 4''$  to the southwest of A 30 CSPN. This emission is soft, with a median energy  $\sim 0.30$  keV, and seems spatially coincident with an [O III] bright knot in the equatorial ring of the hydrogen-poor ejecta. Given the extremely low count level of the ACIS-S background in the soft energy band,  $\sim 0.025$  counts arcsec<sup>-2</sup>, the probability that this source were a statistical fluctuation in the background is negligible,  $< 10^{-6}$ . Furthermore, Figure 6.6 shows that this source is coincident with one of the brightest patches of diffuse X-ray emission suggested by *ROSAT* HRI images (Chu et al., 1997).

The large-scale spatial distribution of the X-ray emission is illustrated by the comparison between the *XMM-Newton* EPIC and ground-based [O III] images shown in Figures 6.5 and 6.6-*right*. The X-ray emission in the *XMM-Newton* EPIC image peaks at the location of the central star, in agreement with the *Chandra* ACIS-S image. The image does not show any

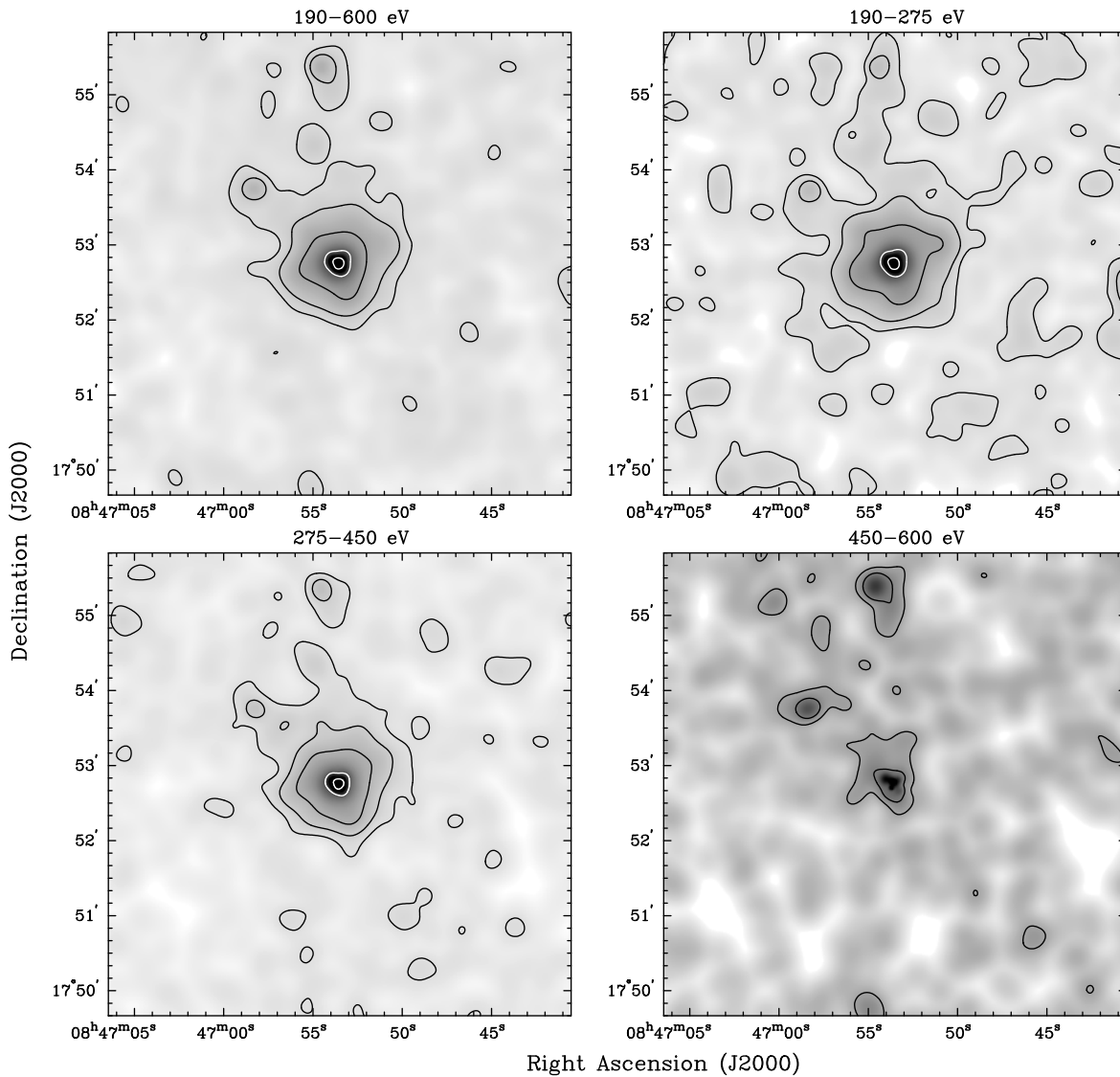


Figure 6.5: Exposure-corrected *XMM-Newton* EPIC images of A 30 in different energy bands. The images have a pixel size  $1''$  and have been smoothed using an adaptive Gaussian kernel with sizes between  $1''$  and  $8''$ . Gray-scales have been chosen in the range between  $15\sigma$  below the background level and 20 % of the intensity peak for each image. The black lower contours correspond to  $5\sigma$ ,  $10\sigma$ , and  $30\sigma$  over the background level, while the white upper contours represent 10 % and 50 % of the peak intensity.

obvious diffuse X-ray emission associated with the round outer shell of A 30. Instead, the X-ray peak at the central star is surrounded by a “halo” of diffuse emission whose spatial distribution is consistent with that revealed by *ROSAT* PSPC observations at a poorer spatial resolution (Chu y Ho, 1995). There is a tantalizing correlation between the *XMM-Newton* EPIC X-ray contours of this diffuse X-ray emission and the “petals of the cloverleaf” pattern interior to the round outer shell.

To further assess whether this X-ray emission is extended, we used the SAS 10.0 task “eradial” to extract a radial profile of the X-ray emission from A 30 and fit it to the theoretical *XMM-Newton* EPIC-pn PSF that can be described as a King function with core  $5''.5$  and exponent 1.6. However, a direct fit to the radial profile yielded inconclusive results because A 30 is located at  $\sim 70''$  from a chip gap in the EPIC-pn camera, and thus does not allow the extraction of a sufficiently extended radial profile to accurately assess the background level for the PSF fit. The EPIC-MOS images were not useful for this purpose as they lack sufficient statistical significance.

To overcome these difficulties, we have compared a bright, soft point source (Nova LMC1995, Orio et al., 2003) with A 30. A preliminary inspection of the soft images of A 30 and Nova LMC1995 is also inconclusive because Nova LMC1995 also seems to be surrounded by a halo of diffuse emission most likely associated with the PSF of the EPIC-pn. A close comparison of the radial profiles of A 30 and Nova LMC1995 (Figure 6.7-*left*) built using the SAS task “eradial” finally found evidence suggesting that the radial profile of A 30 departs from that of a point source at distances  $> 13''$ . To reinforce this result, we have also determined the count rate in circular annuli centered on A 30 and Nova LMC1995. The comparison, shown in Figure 6.7-*right*, confirms that A 30 shows additional emission peaks at distances  $> 13''$ , further strengthening the conclusion that A 30 displays extended X-ray emission. The limited spatial resolution of the *XMM-Newton* EPIC-pn observations, however, makes it impossible to estimate the extent and distribution of this diffuse emission within  $20''$  from the central star of A 30. An attempt to remove the emission from the point source has been made by using a point source model derived from the observation of Nova LMC1995 and scaled to the emission peak of the CSPN of A 30. The residual diffuse emission is basically consistent with the contours shown in Figure 6.6-*right*.

#### 6.4.2. Spectral Properties of the X-ray Emission from A 30

To study the spectral properties of the X-ray emission from A 30, we have extracted the EPIC-pn and EPIC-MOS background-subtracted spectra of A 30 shown in Figure 6.8-*left*. The spectra are extremely soft even when compared to those of diffuse emission from other PNe (e.g., NGC 6543, Chu et al., 2001). The EPIC-pn spectrum, which has the best signal-to-noise ratio, shows a peak at  $\sim 0.35$  keV with a shoulder or slow decline toward lower energies and a rapid drop in the energy interval from 0.35 keV to 0.5 keV. There is a much fainter secondary peak at  $\sim 0.58$  keV, but no further emission is detected above 0.6 keV. A comparison with optically thin plasma emission models of different chemical abundances suggests that the peak at 0.35 keV may correspond to either the C VI lines at  $33.7 \text{ \AA}$  ( $\equiv 0.37$  keV) or the C V lines at  $35.0 \text{ \AA}$  ( $\equiv 0.35$  keV), while the weak feature at 0.58 keV seems consistent with the O VII triplet at  $21.8 \text{ \AA}$  ( $\equiv 0.57$  keV). Similarly, the rapid decline above 0.35 keV seems consistent with plasma emission models for which the contribution from the N VI 0.43 keV and N VII 0.50 keV emission lines is rather small. The RGS spectrum of A 30, despite having a limited signal-to-noise ratio (Figure 6.8-*right*), has allowed us to identify the emission peak in the

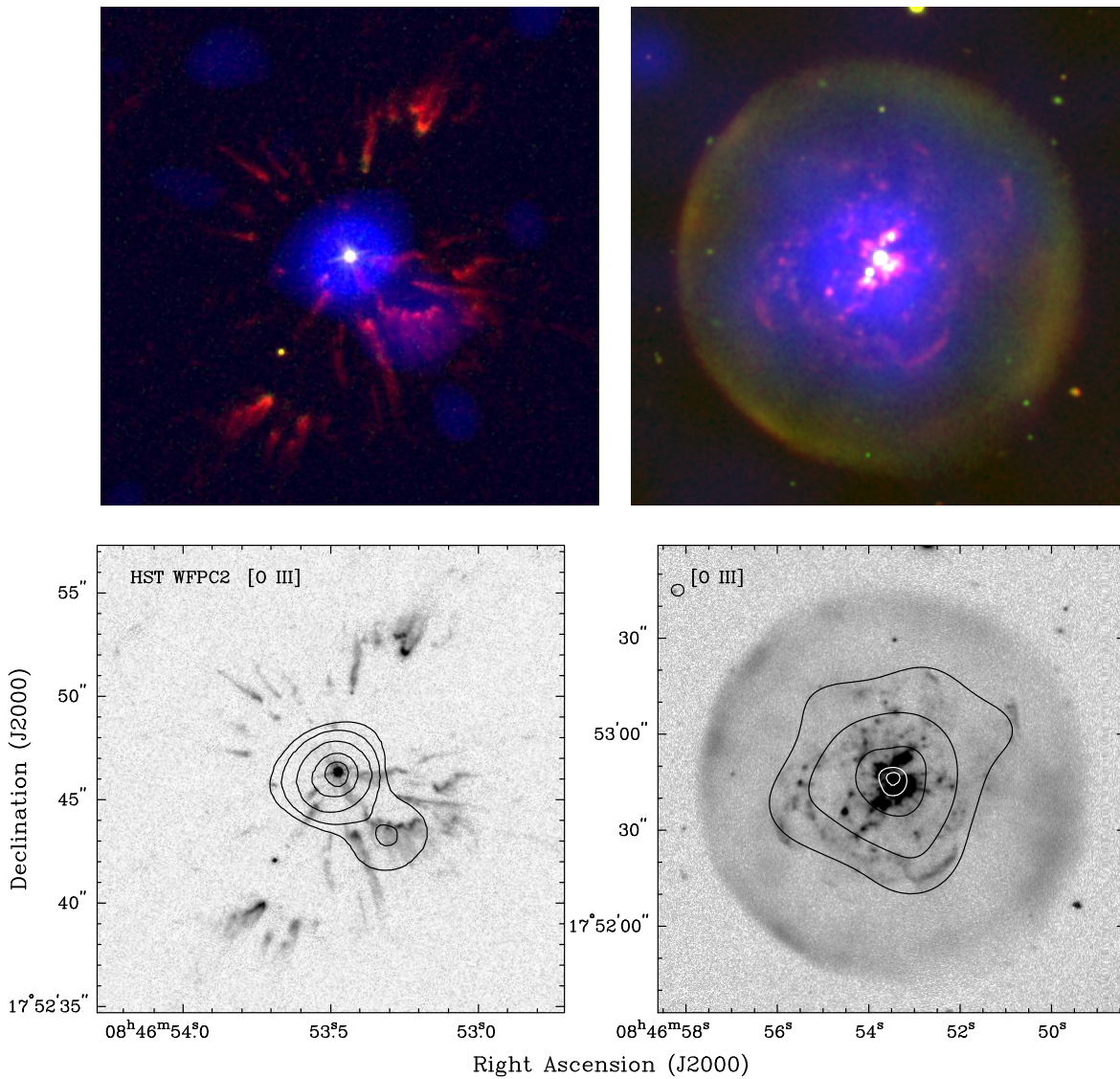


Figure 6.6: Comparison of narrow-band optical and X-ray images of A 30. (*top*) Color-composite images: the *HST* WFPC2 (RED=[O III], GREEN= $H\alpha$ ) and *Chandra* ACIS-S 0.20-0.60 keV (BLUE) composite in the left panel illustrates the small-scale spatial distribution of X-rays, whereas their large-scale spatial distribution is shown by the ground-based (RED=[O III], GREEN= $H\alpha$ ) and *XMM-Newton* 0.19-0.60 keV (BLUE) composite in the right panel. (*bottom*) Optical [O III] narrow-band images of A 30 overplotted by X-ray contours: *HST* WFPC2 image overplotted by *Chandra* ACIS-S (blue and black) and *ROSAT* HRI (red) contours (*left*) and ground-based image overplotted by *XMM-Newton* EPIC (blue and black) and *ROSAT* PSPC (red) contours (*right*). Red and blue contours have been set at 95 %, 75 %, 50 %, and 25 % of the peak intensity, whereas the black contours correspond to  $5\sigma$ ,  $10\sigma$ ,  $25\sigma$ , and  $100\sigma$  above the background level for the *Chandra* ACIS-S image, and  $10\sigma$ ,  $25\sigma$ ,  $50\sigma$ , and  $100\sigma$  above the background level for the *XMM-Newton* EPIC image.

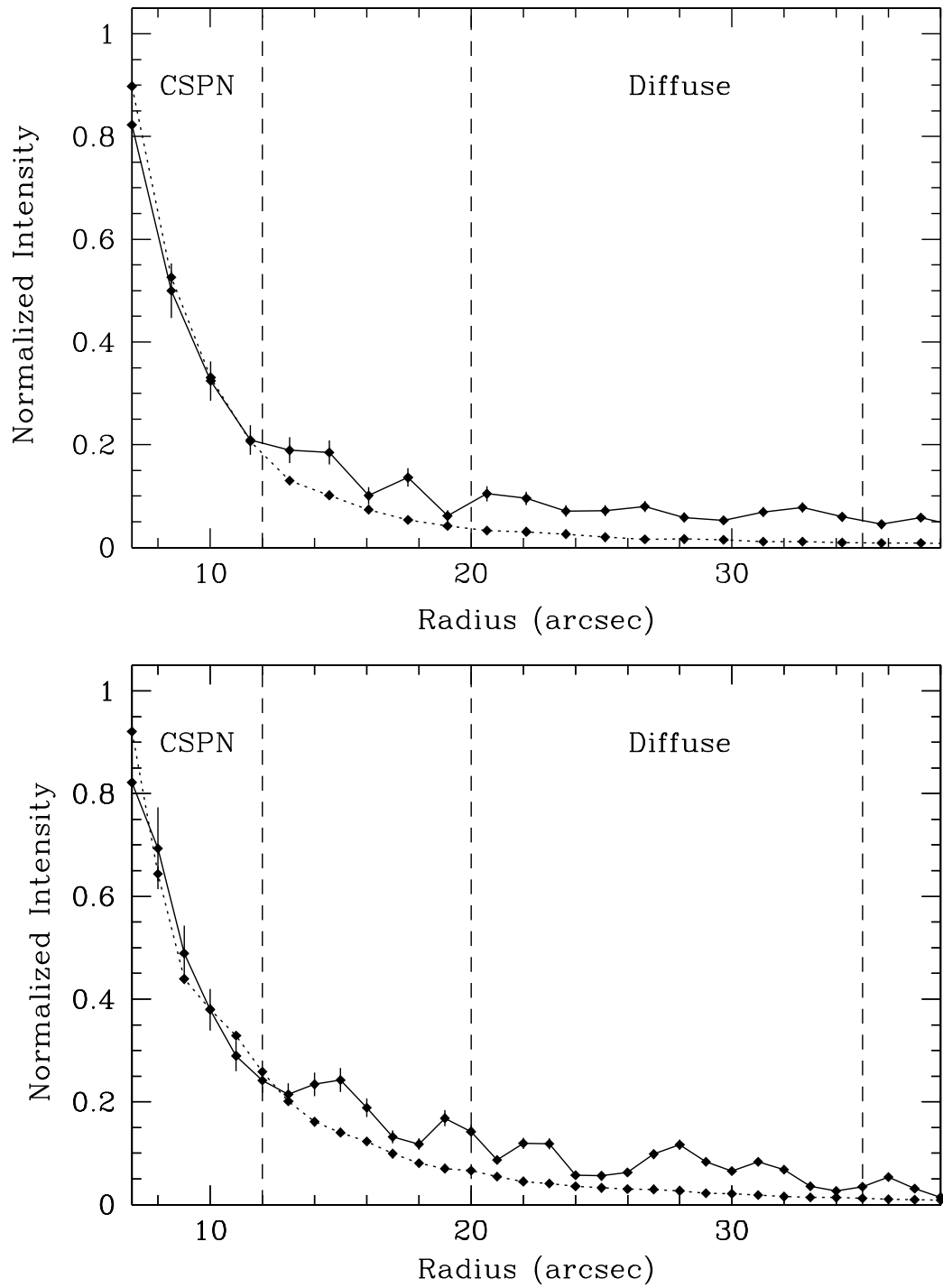


Figure 6.7: Comparison of the EPIC-pn radial profiles of A 30 (solid line) and Nova LMC1995 (dotted line) as extracted using “eradial” (*left*) and by deriving the count rate in annular regions (*right*). The vertical dashed lines mark the source regions for the extraction of the X-ray spectra of the CSPN and diffuse emission.



EPIC-pn spectrum of A 30 as the Ly  $\alpha$  line of C VI at 33.7 Å ( $\equiv$ 0.37 keV) and to confirm that there is no significant contribution from nitrogen lines.

Since the analysis of the radial profile of X-ray emission from A 30 reveals extended emission, we have extracted separate spectra for the central source from a circular region of radius 12" and for the diffuse emission from an annular region with inner radius 20" and outer radius 35". The background-subtracted EPIC-pn and EPIC-MOS spectra of the central source and diffuse emission are shown in Figure 6.9 and their count rates and count numbers are listed in Table 6.4. The comparison of the spectra of the diffuse emission and point source suggests spectral differences, with the diffuse emission spectrum lacking the peak at  $\sim$ 0.37 keV associated with the C VI line and having a relatively more important contribution of the O VII triplet at 0.57 keV.

### 6.4.3. Spectral Analysis

#### 6.4.3.1. X-ray Emission Model for A 30

The EPIC and RGS spectra of A 30 imply the presence of emission lines, thus suggesting that the X-ray emission from A 30 can be modeled using an optically thin plasma emission model. The Astrophysical Plasma Emission Code (APEC) v1.3.1 available within XSPEC v12.3.0 (Arnaud, 1996) was used for the spectral analysis of the EPIC spectra, adopting the chemical abundances of the stellar wind derived from our non-LTE model listed in Table 6.2.

Alternatively we may consider charge-exchange reactions between heavy ions in the stellar wind and neutral material from the hydrogen-poor knots and dust in the central regions of A 30, as is typically detected in comets in the solar system (e.g., Lisse et al., 1996; Dennerl et al., 1997), as well as in a broad variety of astrophysical objects including the interstellar medium, stellar winds and galaxies (see Dennerl, 2010, for a review). The X-ray emission associated with charge-exchange reactions in comets can be described by emission lines of the ions involved in these reactions with little or negligible continuum ("bremsstrahlung") emission. Our model of charge-exchange reactions for the X-ray emission from A 30 will consist of the emission lines in the spectral range 0.2–0.7 keV of the most important species in the stellar wind of the CSPN of A 30: C V 0.31 keV, C VI 0.37 keV, N VI 0.43 keV, N VII 0.50 keV, O VII 0.57 keV, and O VIII 0.65 keV.

#### 6.4.3.2. X-ray Absorption Model for A 30

The X-ray emission from the hot plasma in A 30 is certainly absorbed, but the nature, properties, and amount of the absorbing material need to be elaborated. The extinction towards the central star of A 30 seems to be relatively high: Cohen et al. (1977), Greenstein (1981), and Jeffery (1995) derived interstellar extinctions of  $A_V=0.9\pm 0.1$  mag,  $E_{B-V}=0.30$  mag, and  $A_V=1.18$  mag, respectively, whereas we have determined it to be  $E_{B-V}=0.18\pm 0.05$  mag. As for the extinction towards the central knots, Wesson et al. (2003) derived  $c(H\beta)=0.60$ . All these values are in sharp contrast with the low, almost negligible extinction affecting the outer shell of A 30 (Guerrero y Manchado, 1996), thus suggesting that the origin of the extinction is mostly circumstellar.

The presence of circumstellar dust is indeed revealed by mid-IR and near-IR observations of the innermost regions of A 30 (e.g., Borkowski et al., 1994; Phillips y Ramos-Larios, 2007). More recent *Spitzer* archival images clearly show the spatial coincidence between the mid-IR emission in the IRAC bands and the disk and bipolar jet features in *HST* [O III] images

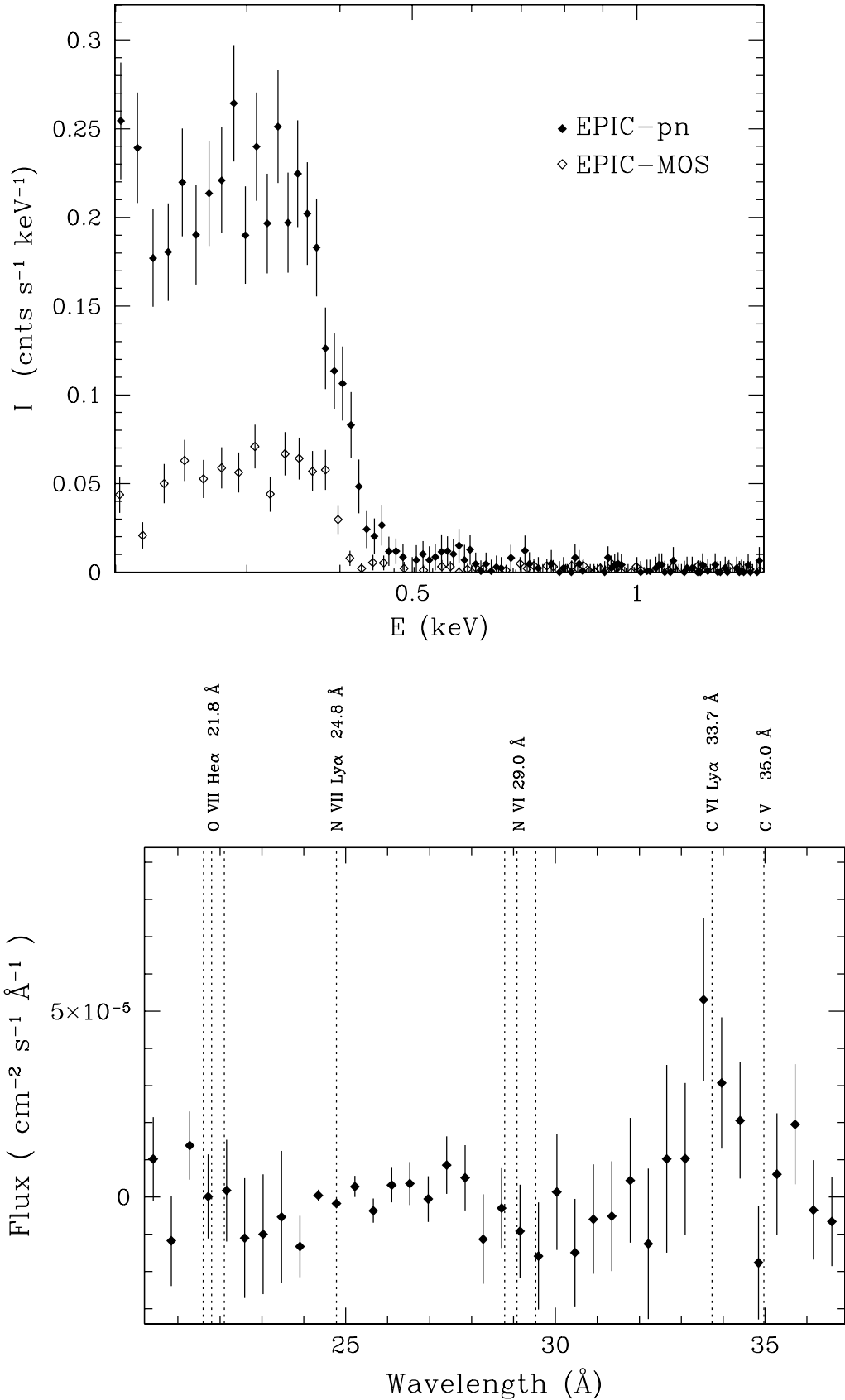


Figure 6.8: *XMM-Newton* EPIC (left) and combined RGS1+RGS2 (right) background-subtracted spectra of A 30. The EPIC spectra have been extracted from a circular aperture of radius  $35''$  centered on A 30, while the RGS spectrum has been extracted using the standard RGS aperture.

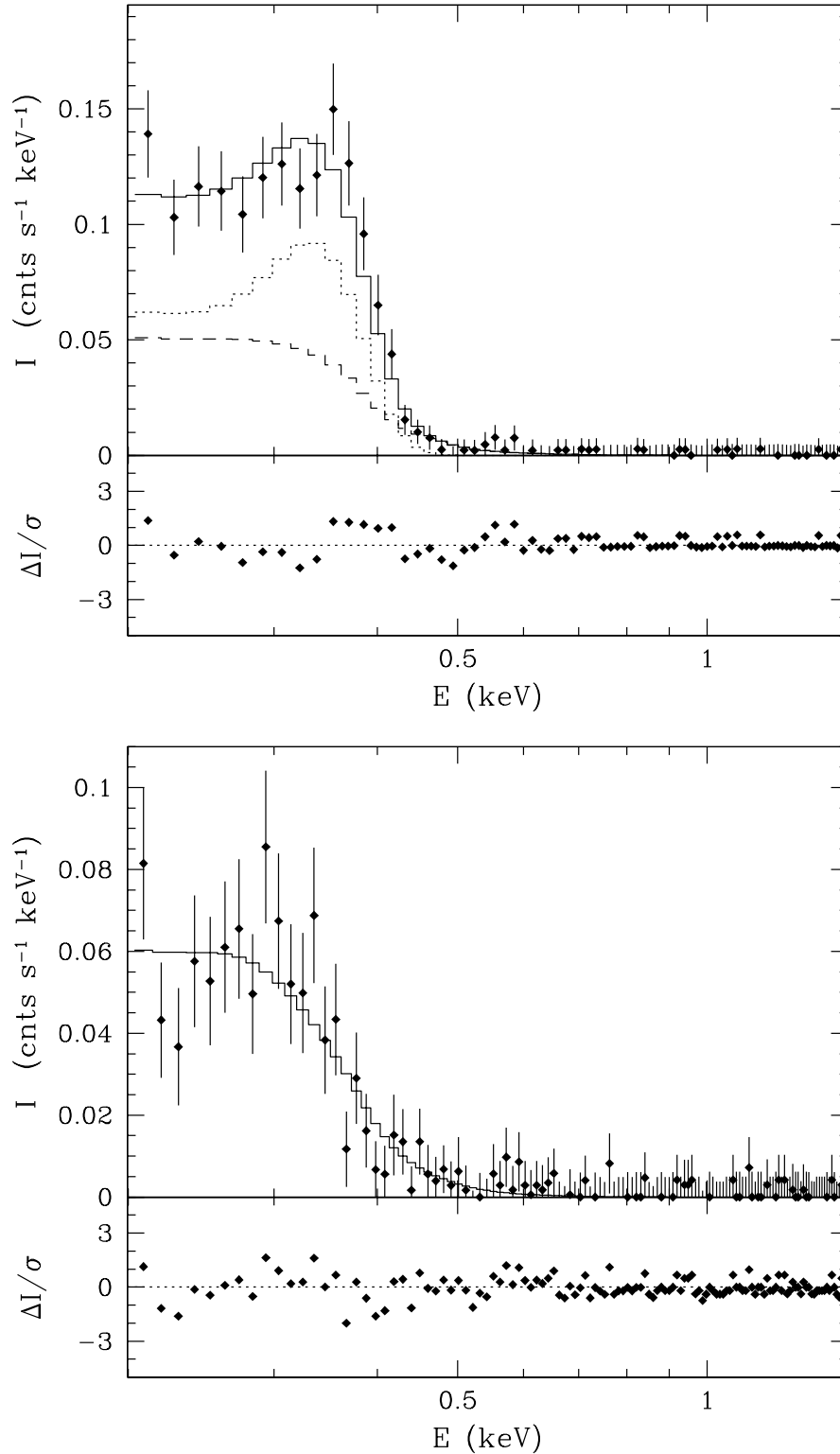


Figure 6.9: EPIC-pn (black), EPIC-MOS1 (green), and EPIC-MOS2 (red) background-subtracted spectra of the central source in A 30 (*left*) and its diffuse emission (*right*). Note the different intensity scale as the spectrum of the diffuse emission is  $\sim 2.5$  times fainter than that of the central source. The solid lines correspond to the best-fit described in the text, with the residuals of the fit shown in the lower panels. For the spectral fit, the channels have been binned to include 20–25 counts per channel. The dotted and dashed lines in the panel of the central star correspond to the thermal emission plasma and emission line components of the EPIC-pn model, respectively.

Tabla 6.3: Best fit parameters for plasma emission models

| Region               | $N_{\text{H}}$<br>( $\text{cm}^{-2}$ ) | $kT$<br>(keV)             | $\text{EM}^a$<br>( $\text{cm}^{-3}$ ) | $I_{\text{CVI}}$<br>(photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) | $\chi^2/\text{d.o.f.}$ |
|----------------------|--|---------------------------|---------------------------------------|--|------------------------|
| A 30                 | $(2\pm 2)\times 10^{15}$               | $0.070\pm 0.005$          | $9.2\times 10^{49}$                   | ...  | 2.08 (=199.6/96)       |
| CSPN <sup>b</sup>    | $2\times 10^{15}$                      | $0.068\pm 0.003$          | $4.8\times 10^{49}$                   | $(5.0\pm 0.6)\times 10^{-5}$                                 | 1.11 (=46.5/42)        |
| Diffuse <sup>b</sup> | $2\times 10^{15}$                      | $0.068^{+0.002}_{-0.005}$ | $2.9\times 10^{49}$                   | ...  | 1.38 (=42.7/31)        |

<sup>a</sup> Emission measure,  $\text{EM} = \int n_e n_{\text{ion}} dV = 10^{14} 4\pi d^2 K_{\text{appec}}$ .

<sup>b</sup> Adopted value of the hydrogen column density.

(Figure 6.10). The correspondence between the spatial distributions of dust and born-again ejecta and the anomalously high carbon composition of the dust (Greenstein, 1981; Jeffery, 1995) suggest that this dust is formed by material ejected during the VLTP event. Consequently we will assume that the absorbing material has a chemical composition similar to that of the hydrogen-poor knots, i.e., H:He:C:N:O:Ne = 1:11.2:0.47:0.29:1.33:0.56 by number (Wesson et al., 2003). Although this absorbing material presents noticeable absorptions at the energy of the carbon and oxygen K shells, we must note that the overall shape of the absorption curve is similar to that of typical interstellar material at the spectral resolution of the EPIC instruments.

As for the amount of absorbing material, we have performed a simultaneous spectral fit of the *XMM-Newton* EPIC-pn and EPIC-MOS, and *ROSAT* PSPC spectra of A 30 using an APEC optically thin plasma emission model with stellar wind abundances absorbed by material with the abundances of the hydrogen-poor knots. The fit is not impressively good ( $\chi^2/\text{d.o.f.}=199.6/96\sim 2.1$ ), but it clearly constrains the hydrogen column density at a value  $\sim 2\times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ , with a 3- $\sigma$  upper limit  $\leq 1\times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ , for a plasma temperature of  $0.070\pm 0.005 \text{ keV}$  (Table 6.4.3.2) and observed flux and intrinsic luminosity in the 0.2-1.5 keV energy range of  $1.0\times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  and  $4.4\times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ , respectively. Much higher column densities are proscribed by the emission detected in the softest energy channels of the EPIC spectra and very notably of the *ROSAT* PSPC spectrum. We note that the value of the hydrogen column density derived from this fit is significantly smaller than those typical of interstellar material for PNe, in the range  $10^{19}\text{--}10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , because the content in helium, carbon and oxygen assumed for the absorbing material is much higher than for the interstellar gas.

Incidentally, we note that the normalization factors of the EPIC and PSPC spectra are similar, within 10%. Given the relative calibration uncertainties, the total X-ray fluxes from A 30 determined by *ROSAT* PSPC on 1993 May and by *XMM-Newton* EPIC on 2009 October are consistent with each other and imply little long-term variability.

### 6.4.3.3. Spectral Fits for Plasma Emission

The absorbed APEC optically thin plasma emission model provides a reasonable fit to the EPIC-pn and EPIC-MOS spectra of the diffuse emission for a best-fit value of the temperature  $kT=0.068^{+0.002}_{-0.005} \text{ keV}$  ( $=0.79\times 10^6 \text{ K}$ ) at a fixed hydrogen column density of  $2\times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  (Table 6.4.3.2). The observed flux in the 0.2-1.5 keV energy range is  $2.8\pm 0.9\times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , and the intrinsic luminosity is  $\sim 1.3\times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ .

This same model does not provide a good fit (reduced  $\chi^2 \sim 3$ ) to the EPIC-pn and EPIC-

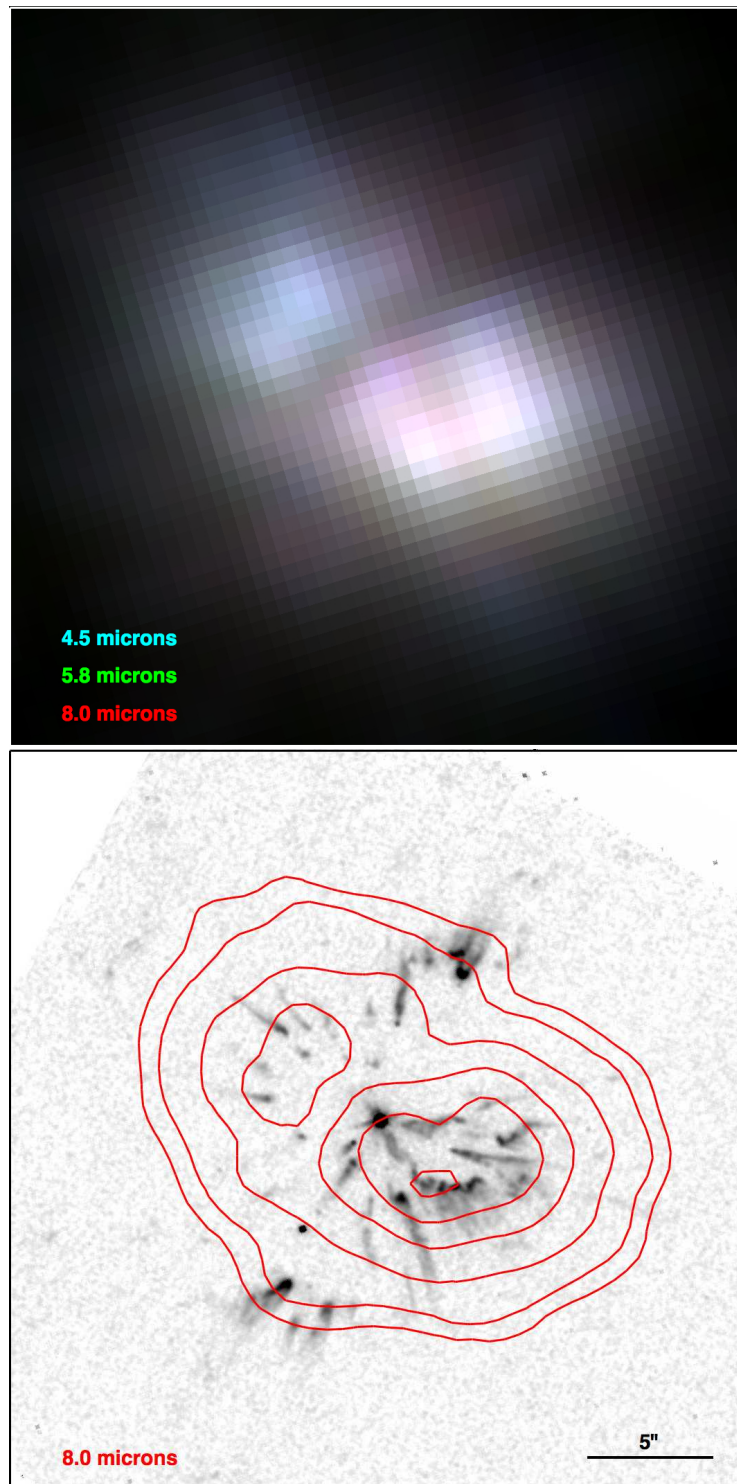


Figure 6.10: Comparison of *HST* [O III] and *Spitzer* IRAC images of the central regions of A 30. (*up*) Color-composite *Spitzer* 4.5  $\mu\text{m}$  (blue), 5.8  $\mu\text{m}$  (green), and 8.0  $\mu\text{m}$  (red) image of A 30 obtained using the IRAC observations 21967616 (PI: G. Fazio). The subtle variations in the color indicates that the spectral energy distribution in the IRAC bands of the dust emission is rather flat, with a subtle 4.5  $\mu\text{m}$  excess in the eastern regions of the equatorial ring and some 8.0  $\mu\text{m}$  excess at the location of the CSPN. (*down*) Grey-scale of the *HST* WFPC2 [O III] image of A 30 overlapped by *Spitzer* IRAC 8.0  $\mu\text{m}$  contours. North is up, east is left. The spatial scale is shown on the *HST* [O III] image.

Tabla 6.4: Best fit parameters for charge-exchange reaction models

| Region               | $N_{\text{H}}$       | $I_{\text{CV}}$                          | $I_{\text{CVI}}$     | $I_{\text{NVI}}$     | $I_{\text{NVII}}$    | $I_{\text{OVII}}$    | $I_{\text{OVIII}}$   | $\chi^2/\text{d.o.f.}$ |
|----------------------|----------------------|--|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|------------------------|
|                      | ( $\text{cm}^{-2}$ ) | (photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) |                      |                      |                      |                      |                      |                        |
| CSPN <sup>a</sup>    | $2 \times 10^{15}$   | $7.2 \times 10^{-5}$                     | $6.7 \times 10^{-5}$ | $< 1 \times 10^{-8}$ | $< 5 \times 10^{-9}$ | $1.6 \times 10^{-6}$ | $4.7 \times 10^{-8}$ | 1.35 (=37.8/28)        |
| Diffuse <sup>a</sup> | $2 \times 10^{15}$   | $4.0 \times 10^{-5}$                     | $9.5 \times 10^{-6}$ | $< 1 \times 10^{-8}$ | $< 1 \times 10^{-8}$ | $7.5 \times 10^{-7}$ | $< 2 \times 10^{-7}$ | 1.23 (=49.0/40)        |

<sup>a</sup> Adopted value of the hydrogen column density.

MOS spectra of the central source of A 30 because it cannot reproduce the emission peak at  $\sim 0.37$  keV. The addition of an emission line at this energy improves significantly the fit (Table 6.4.3.2) for a fixed hydrogen column density  $N_{\text{H}} = 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  and best-fit value of  $kT = 0.068 \pm 0.003$  keV ( $= 0.79 \times 10^6$  K). For this model we derive an observed flux in the 0.2–1.5 keV energy range of  $7.2_{-1.8}^{+3.0} \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , and an intrinsic luminosity  $\sim 3.1 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ .

The inclusion of an emission line at 0.37 keV is highly indicative of increased emission of the C VI line at 33.7 Å which can be attributed to an enhancement of the carbon abundances or to a higher temperature plasma component. Neither possibilities seem to work: the enhancement of carbon abundances increases both the emission of the C V and C VI lines without a net improvement of the spectral fit, whereas the inclusion of a higher temperature component produces noticeable emission above 0.45 keV which is not supported by the observed spectrum.

#### 6.4.3.4. Spectral Fits for Charge-Exchange Reactions

In this case, the spectral model consists of the emission lines of C V 0.31 keV, C VI 0.37 keV, N VI 0.43 keV, N VII 0.50 keV, O VII 0.57 keV, and O VIII 0.65 keV at a fixed absorption hydrogen column density of  $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ . This model also yields good fits for the emission from the CSPN and the diffuse component (Table 6.4.3.4). The intensities of the different emission lines for the best fit models listed in Table 6.4.3.4 indicate that C V 0.31 keV ( $\equiv 40.2$  Å) is the prevalent line, with a significant contribution of the C VI 0.37 keV ( $\equiv 33.7$  Å) in the central source. Unfortunately, the RGS spectral coverage is limited to the 5–38 Å wavelength range and these observations did not provide confirmation of the prevalence of the C V line. Small contributions of the O VII 0.57 keV ( $\equiv 21.8$  Å) line to the diffuse emission and central source are also derived from these fits. On the other hand, the contribution from emission lines of nitrogen is found to be negligible both for the diffuse component and for the CSPN in agreement with its lower abundance in the stellar wind and born-again ejecta.

## 6.5. Discussion

The new *Chandra* and *XMM-Newton* observations of A 30 have confirmed the extremely soft X-ray emission previously detected by *ROSAT* PSPC and HRI (Chu y Ho, 1995; Chu et al., 1997) and resolved the X-ray emission into a point source and diffuse emission. The comparison between the X-ray and optical images of A 30 allows us to unambiguously associate the X-ray point source with its CSPN. On small angular scales, as probed by *Chandra* and earlier suggested by *ROSAT* HRI images (Chu et al., 1997), the spatial coincidence of the diffuse X-ray emission with the [O III] bright knots (Figure 6.6-*left*) strongly supports

the association of the diffuse X-ray emission with the innermost hydrogen-deficient knots. On larger angular scales, as probed by *XMM-Newton*, the diffuse X-ray emission pervades the central regions of the nebula and fills the cloverleaf structure (Figure 6.6-*right*). No diffuse X-ray emission is found in the gap between the cloverleaf structure and the edge of the outer round shell.

We next describe in detail the formation and evolution of A 30 in order to assess which processes can be involved in the production of the diffuse and point-source X-ray emission from this nebula.

### 6.5.1. Formation and Evolution of A 30

The outer shell of A 30 formed  $\sim 12,500$  yr ago from an ordinary AGB wind and was shaped by the stellar radiation field and hydrogen-rich fast wind of the post-AGB star. We see now the relics of this evolution: a large, nearly spherical shell of low density and moderate expansion velocity.

About 850 yr ago, the CSPN of A 30 experienced a VLTP episode which led to the sudden ejection of highly processed hydrogen-poor, carbon-rich material. At that time, the stellar envelope expanded and the star returned to the AGB phase, but shortly afterward the envelope contracted and the star moved to the post-AGB evolutive track in time-scales as short as 5–20 yr (Iben y MacDonald, 1995; Miller Bertolami et al., 2006). We can thus expect that, during the AGB phase after the VLTP episode, a new carbon-rich wind of low speed blew into the nebular cavity. Later, as the star contracted, this carbon-rich wind accelerated up to the present terminal velocity of  $4000 \text{ km s}^{-1}$  revealed by UV spectra of the CSPN of A 30.

This description of the born-again event and subsequent evolution of the stellar wind of A 30 is limited by our poor understanding of the born-again and post-born-again evolution, based on the very small sample of known born-again PNe, besides A 30: A 58 (a.k.a. V605 Aql, Seitter, 1987), A 78 (Jacoby y Ford, 1983), and Sakurai’s object (a.k.a. V4334 Sgr, Duerbeck y Benetti, 1996). The duration and properties of the wind during the AGB phase after the born-again event are particularly not well-known. In Sakurai’s object, a post-born-again stellar wind with mass-loss rate up to  $1.6 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  (Tyne et al., 2002) and terminal velocity  $\sim 670 \text{ km s}^{-1}$  (Eyres et al., 1999) is detected just a few years after the born-again event. In A 58, the properties of the present stellar wind, with a diminished mass-loss rate of  $1 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and a terminal velocity  $\sim 2500 \text{ km s}^{-1}$  (Clayton et al., 2006), indicate that 82 yr after the VLTP event the star has already returned to the post-AGB evolutive track. It thus seems that, after a born-again event, a post-born-again wind with mass-loss rates  $10^{-5}$ – $10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and terminal velocity of a few hundred  $\text{km s}^{-1}$  can be expected for a short phase (few years). This wind is immediately superseded by a fast stellar wind.

The post-born-again and present fast stellar winds will overtake and ablate the hydrogen-poor clumps ejected during the born-again event to produce fanning tails and cavities similar to those predicted by Steffen y López (2004). This interpretation is consistent with the nebular features moving at speeds as high as  $200 \text{ km s}^{-1}$  that have been associated with the fanning tails of the hydrogen-poor bipolar knots described by Meaburn y Lopez (1996) and Chu et al. (1997). A close inspection of the [O III] echelle spectra presented by Meaburn y Lopez (1996) and those available in the “SPM Kinematic Catalogue of Galactic Planetary Nebulae” (López et al., 2012) reveals faint features along the central line of sight and associated with some cloverleaf features moving at speeds up to  $400 \text{ km s}^{-1}$ . It is worthwhile to note that similar features, moving at speeds of  $250 \text{ km s}^{-1}$ , are found in the

hydrogen-poor ejecta of A 78 (Meaburn et al., 1998).

These features can be interpreted as signatures of the post-born-again wind in which the hydrogen-poor knots are embedded. We note that the filaments of the cloverleaf structure are not detected in the  $H\alpha$  image, thus suggesting that they consist of hydrogen-poor material. The distance of the outermost cloverleaf filaments to the central star implies a linear size of  $1.1 \times 10^{18}$  cm that, in conjunction with the age of 850 yr derived in Sect. 3, result in an expansion velocity  $\sim 420$  km s $^{-1}$ , very similar to the expansion velocity of the post-born-again stellar wind of  $\sim 400$  km s $^{-1}$ . This suggests that the post-born-again wind may have had a foremost contribution in blowing the cloverleaf structure.

### 6.5.2. Origin of the Diffuse X-ray Emission

We consider two different mechanisms for the production of the diffuse X-ray emission detected in A 30: shocked stellar wind and charge-exchange reactions.

#### 6.5.2.1. Shocked and Mass-loaded Stellar Wind

The ISW model of PN formation predicts the production of a “hot bubble” (Kwok et al., 1978) filled with X-ray-emitting shocked stellar wind as the result of the interaction of the CSPN fast stellar wind ( $v_\infty > 10^3$  km s $^{-1}$ ) with the previous slow and dense AGB wind ( $v_{\text{AGB}} \sim 10$  km s $^{-1}$ ). X-ray observations of PNe (e.g., Kastner et al., 2000; Chu et al., 2001) have detected the diffuse emission from the shocked stellar wind inside hot bubbles of PNe with X-ray luminosities in the range  $7 \times 10^{29}$ – $2 \times 10^{32}$  erg s $^{-1}$  (Ruiz et al., 2013). The luminosity and temperature of the X-ray-emitting gas in PNe are satisfactorily reproduced by one-dimensional radiative-hydrodynamic models of the formation of PNe which include thermal conduction at the interface between the shocked wind and the cold outer shell (Steffen et al., 2008). Both observations and models indicate that the X-ray luminosity of PNe decays in short time-scales as the CSPN fades and the nebula expands. For a large, evolved PN such as A 30, no diffuse X-ray emission from the hot bubble enclosed by the AGB wind is expected (Guerrero et al., 2000). Furthermore, we expect the hot bubble to collapse toward the star as it is not supported any longer by the post-AGB wind once it ceased after the VLTP episode.

The correspondence between the spatial distribution of the X-ray emission in A 30 and the cloverleaf structure suggests that the same physical mechanism that generates the X-ray-emitting gas is blowing these petal-like features. The post-born-again stellar wind, with a terminal velocity of  $\sim 400$  km s $^{-1}$  for A 30 and a mass-loss rate that could have reached up to  $10^{-5}$ – $10^{-6}$   $M_\odot$  yr $^{-1}$ , may provide the power to generate the observed X-ray emission. We note, however, that hot bubbles of shocked stellar winds do not form at these wind speeds because of the very efficient line cooling of hydrogen-poor, carbon and oxygen-enriched material (Mellema y Lundqvist, 2002; Sandin et al., 2011).

The large momentum and mechanical luminosity of the current fast stellar wind of A 30 can result in strong interactions with the ejecta in hydrogen-poor knots and have the potential to power the observed diffuse X-ray emission. The volume of this cavity,  $2.2 \times 10^{54}$  cm $^3$ , and the emission measure of the extended component,  $2.9 \times 10^{49}$  cm $^{-3}$  (Table 6.4.3.2), imply a gas density  $N_e = 0,006 \times (\epsilon/0,1)^{-1/2}$  cm $^{-3}$ , where the gas filling factor  $\epsilon$  is presumably low. The total mass of the X-ray-emitting gas would be  $2 \times 10^{-5} \times (\epsilon/0,1)^{1/2}$   $M_\odot$  and, for a time scale of 850 yr, the averaged mass injection rate of X-ray-emitting gas is  $3 \times 10^{-8} (\epsilon/0,1)^{1/2}$   $M_\odot$  yr $^{-1}$ , which is consistent with the mass-loss rate of the present stellar wind,  $2 \times 10^{-8}$   $M_\odot$  yr $^{-1}$ , derived in Sect. 2.



The temperature of the X-ray-emitting plasma detected in A30,  $kT \sim 0,07$  keV, is much too low compared to the post-shock temperature expected from a stellar wind with a terminal velocity of  $4000 \text{ km s}^{-1}$ . Even when heat conduction is considered in models of hot bubbles in PNe, the expected temperature of the X-ray-emitting gas for a wind with such a terminal velocity is in the range  $0.13\text{--}0.43$  keV (Steffen et al., 2008). We note here that the hydrogen-poor, carbon- and oxygen-rich nature of the X-ray-emitting gas implies very efficient line cooling (Mellema y Lundqvist, 2002) which can be invoked in conjunction with heat conduction to reduce the temperature of the shocked stellar wind (Steffen et al., 2012).

Alternatively, the origin of such low temperatures lies in the complex interactions between the post-born-again and present fast stellar winds of A 30 and the hydrogen-poor ejecta, as illustrated by the hydrodynamic simulations presented by Steffen y López (2004) and Pittard (2007). The hydrogen-poor knots are photoevaporated by the strong UV radiation flux of the CSPN and subsequently swept-up by the fast stellar winds. As a result, mass can be transferred from the hydrogen-poor knots to the shocked stellar wind in three different ways (see Arthur, 2007; Pittard, 2007): (1) hydrodynamic ablation, (2) conductively-driven thermal evaporation, and (3) photoevaporation. By increasing the density and damping the velocity of the stellar wind, these processes will lower the temperature of the shock-heated stellar wind (e.g., Arthur, 2012).

### 6.5.2.2. Charge-exchange Reactions from Ablated Material

The spectral analysis described in Sect. 4.3.4 and summarized in Table 6.4.3.4 shows that a model consisting only of C v, C vi and O vii lines reproduces the observed *XMM-Newton* EPIC spectra of A 30. This emission model is in accord with the X-ray production by charge-exchange reactions resulting from the interaction between the ions of the stellar wind and neutral material of the hydrogen-poor knots similar to what is observed in comets in the solar system.

The origin of the X-ray emission from charge-exchange reactions is certainly a possibility for the diffuse emission detected in A 30 as the material photoevaporated from the hydrogen-poor knots and ablated by the stellar wind and the carbon-rich dust present in the central regions of A 30 can provide a suitable environment for these reactions. The expected X-ray luminosity produced by charge-exchange reactions can be computed from the following relation (Dennerl, 2010):

$$L_X \sim v_\infty n_w y_X E_X S_k \quad (6.1)$$

where  $v_\infty$  is the wind terminal velocity,  $n_w$  is the wind ion density at the location of the knots,  $y_X$  is the fraction of ions capable of releasing an X-ray photon in a charge-exchange reaction,  $E_X$  is the photon energy, and  $S_k$  is the cross-section of the hydrogen-poor knots. The terminal velocity of the wind ranges from  $400 \text{ km s}^{-1}$  for the post-born-again wind up to  $4000 \text{ km s}^{-1}$  for the present fast stellar wind, whereas their ion density ranges from  $10$  to  $0.001 \text{ cm}^{-3}$ , respectively. According to the spectral fit carried out in Sect. 4.3.4, the spectrum of the diffuse emission of A 30 is dominated by the C v  $0.31$  keV line. Using the energy of the C v line, assuming all carbon atoms are found as C vi with a particle fraction of  $0.09$  derived from the chemical abundances of the wind, and adopting a ring-like structure  $5''$  in radius and  $0''.5$  tall for the estimate of the cross-section, the expected X-ray luminosity is in the range  $2.6 \times 10^{29}\text{--}2.6 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ .

The predicted X-ray luminosity for charge-exchange reactions is  $50$  times fainter than the observed emission for the present fast stellar wind, but  $20$  times larger than for the

post-born-again wind. These figures seem to favor the origin of the diffuse X-ray emission in charge-exchange reactions between the post-born-again wind and the hydrogen-poor knots, but we note that the mass-load of the present stellar wind may raise its density and increase the production of X-ray emission in charge-exchange reactions.

### 6.5.3. Origin of the X-ray Emission at the CSPN of A 30

If we concur that the point-source of X-ray emission at the CSPN of A 30 originates from a hot plasma, its emission measure, as derived from the spectral fits in Sect. 4.3.3, is  $4.8 \times 10^{49} \text{ cm}^{-3}$ . Since the emitting region is unresolved by *Chandra*, the emission volume must be smaller than a sphere with radius  $0''.5$ , i.e.,  $\sim 1 \times 10^{49} \text{ cm}^3$ . These figures imply a density of  $4 \epsilon^{-1/2} \text{ cm}^{-3}$  and a total mass of  $6 \times 10^{-8} \epsilon^{1/2} M_{\odot}$ .

The exact mechanism responsible for the production of X-ray-emitting hot plasma at the CSPN of A 30 is uncertain. Several possibilities are considered in the following.

#### 6.5.3.1. Photospheric Emission of the Hot CSPN

The photospheric emission from hot ( $T_{\text{eff}} > 100,000 \text{ K}$ ) CSPNe can be detectable in the soft X-ray domain (Guerrero et al., 2000). Since the CSPN of A 30 has an effective temperature of  $115,000 \text{ K}$ , its X-ray emission may be attributed to photospheric emission. Figure 6.3 shows the observed SED together with the stellar model presented in Sect. 2. Whereas there is a good match between the observed SED and predicted stellar model in the UV, optical and IR regimes, besides the  $2470 \text{ \AA}$  UV bump, the X-ray flux predicted by the model is ten orders of magnitude lower than the X-ray flux observed by *XMM-Newton*. According to the model, the photospheric X-ray emission is mainly blocked by the bound-free and K-shell opacities from C, N and O. Hence Fig. 6.3 leads us to the firm conclusion that the stellar photosphere of the CSPN of A 30 cannot be the origin of the observed X-rays.

#### 6.5.3.2. Shocks Within the Stellar Wind

The stellar winds of CSPNe are radiatively driven, i.e., the stellar wind's momentum is provided by radiation pressure on spectral lines. We can thus expect that the hydrodynamic instability, which is inherent to radiatively driven stellar winds, will lead to shocks embedded in the stellar wind and produce X-ray emission as for the stellar winds of OB and Wolf-Rayet stars (e.g., Feldmeier et al., 1997). The X-ray luminosity of the stellar wind of O stars is found to scale with the bolometric luminosity as  $L_X \approx 10^{-7} L_{\text{bol}}$  (Berghoefer et al., 1997), with a scatter of about one order of magnitude. For this canonical relationship, the stellar luminosity of the CSPN of A 30,  $\log L_{\text{bol}}/L_{\odot} = 3.78$  (Table 6.2) would imply an X-ray luminosity from the wind-shock emission of  $10^{-3.2} L_{\odot}$  or  $3.5 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ . The expected X-ray emission from wind shocks in the CSPN of A 30 is  $\sim 50$  times lower than observed.

Moreover, the mentioned  $L_X$ - $L_{\text{bol}}$  relationship is valid for (massive) O stars, but Wolf-Rayet stars are much fainter in the X-ray domain than O stars. Indeed, the first positive detection of faint X-rays from an WC/WO type star has been only recently reported (Oskinova et al., 2009). The most plausible explanation for the X-ray faintness of Wolf-Rayet stars is that their dense winds are very opaque to X-rays, which are presumed to be produced by shocks located in the zone of strong wind acceleration, deep in the wind at a few stellar radii only. To assess whether the wind-shock X-rays could emerge from the [WC]-type central star A 30, we plot in Figure 6.11 the prediction of our PoWR model of the CSPN of A 30 for

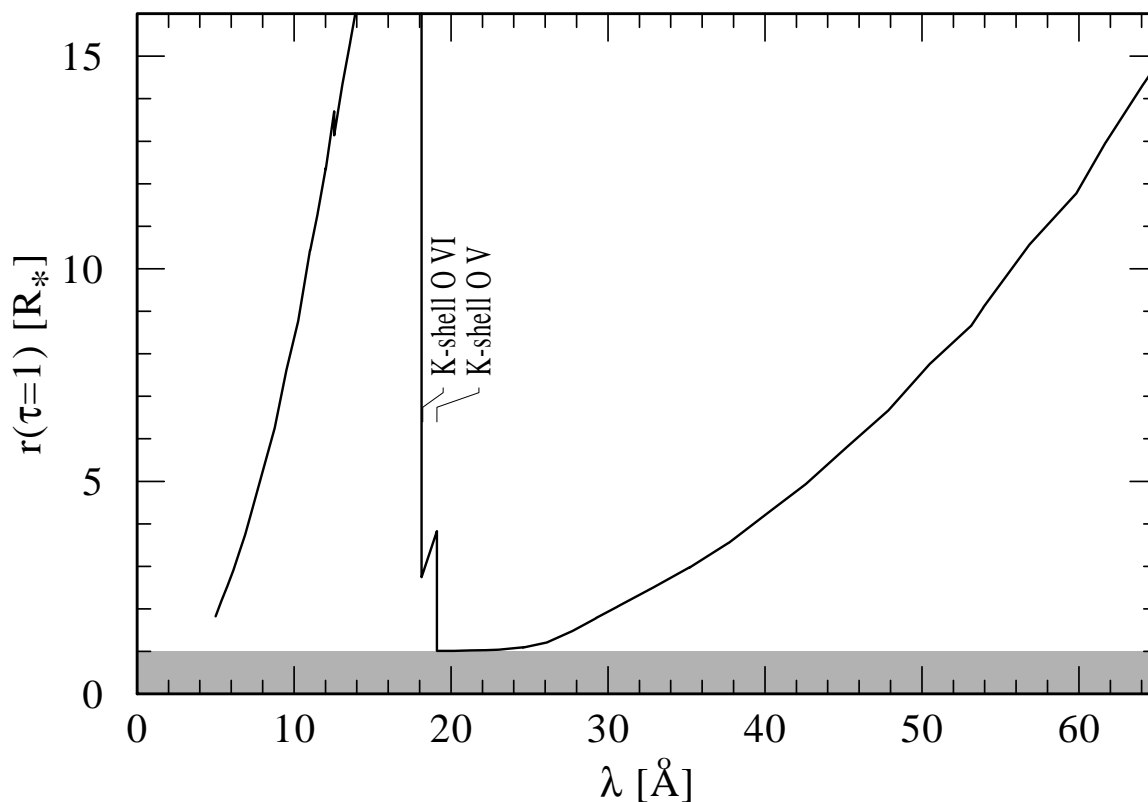


Figure 6.11: Radius where the radial optical depth reaches unity as a function of wavelength according to our PoWR model for the CSPN of A 30 (Table 6.2). The gray band marks optical depth values below unity. The location of the O v and O vi K-shell have been labeled.

the radius where the optical depth reaches unity vs. wavelength. The wind is basically transparent down to the photosphere at 20 Å (0.62 keV), but at longer wavelengths, the opacity increases and the wind stays optically thick out to 7 stellar radii above 50 Å (0.25 keV). The softest X-rays are expected to suffer the strongest attenuation, contrary to the properties of the observed X-ray spectrum. We thus conclude that the X-ray emission from the unresolved central source of A 30 is not due to shocks embedded in its stellar wind.

### 6.5.3.3. Born-again Hot Bubble

The mechanical luminosity ( $\frac{1}{2} \dot{M} v_{\infty}^2$ ) of the present stellar wind of the CSPN of A 30 derived from our PoWR model (cf. Table 6.2),  $\approx 1,0 \times 10^{35}$  erg s<sup>-1</sup>, is  $\sim 3000$  times larger than the observed X-ray luminosity. A small fraction of this mechanical luminosity would be able to power the X-ray emission which is observed at the central source of A 30. As for the diffuse X-ray emission detected in other PNe, the present stellar wind can be heated when it rams into previously ejected slower material to form a hot bubble. The situation in A 30 is different from other PNe due to its born-again history: while the hot bubble of the old, large PN has faded out, a “born-again hot bubble”, powered by the present wind, may be responsible of the X-ray emission at the central source. The observed X-ray temperature is however much lower than the expectations for a shocked stellar wind with terminal velocity

of  $4000 \text{ km s}^{-1}$ . Heat conduction and/or mass loading most certainly need to be invoked to cool the plasma to the observed low temperature.

Whereas the origin of the X-ray emission of the CSPN of A 30 in a born-again hot bubble is able to explain its luminosity, there are critical arguments against this scenario. First, the existence of a hot bubble will trap the present fast stellar wind and prevent its interaction with the hydrogen-poor knots; however, this problem can be mitigated by the post-born-again wind which may have contributed mass to the hot plasma. The second argument against the hot bubble scenario is critical. Hot bubbles in PNe fill the whole volume of the innermost shells detected in the optical (Ruiz et al., in preparation), but the X-ray emission arising from the location of the CSPN of A 30 is unresolved by *Chandra*. For a radius of  $1.3 \times 10^{16} \text{ cm}$  (i.e.,  $0''.5$  at the distance of A 30), a hot bubble expanding with the velocity of the post-born-again wind ( $400 \text{ km s}^{-1}$ ) requires a time of just 10.5 yr, implying that the transition from the post-born-again wind to the present fast stellar wind occurred some time in 1999. This is at odds with the similar X-ray fluxes detected by *ROSAT* PSPC on 1993 May and *XMM-Newton* EPIC on 2009 October, and is definitely not supported by the quick transition between the post-born-again and fast stellar winds observed in A 58 (Clayton et al., 2006). We conclude that an unresolved born-again hot bubble is difficult to sustain as the origin of the X-ray emission at the CSPN of A 30.

#### 6.5.3.4. Charge-exchange Reactions

Let us assume that some cold material can be found in the close vicinity of the central star of A 30. We can then use Eq. 1 to estimate the X-ray luminosity produced by charge-exchange reactions between the fast stellar wind of A 30 and such material. If we compare the figures with those of the diffuse emission (Sect. 5.2.2), the greater density of the stellar wind at close locations of the CSPN ( $0.12 \text{ cm}^{-3}$  at  $0''.5$  from the CSPN) is compensated by the smaller cross-section, so that the maximum attainable X-ray luminosity would be  $\sim 5.7 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ . The observed X-ray luminosity is  $\sim 5$  times larger. This, together with the uncertain nature and survival of material close to the central star, make unclear that the X-ray emission at the CSPN of A 30 originates from charge-exchange reactions.

## 6.6. Conclusions

We have used *Chandra* and *XMM-Newton* X-ray observations and *HST* multi-epoch archival images of A 30 to investigate the hot gas content and the expansion of the innermost regions of this born-again PN. Optical and UV high-dispersion spectra have been used, in conjunction with the PoWR non-LTE model atmosphere code, to derive the stellar and wind properties of its central star.

The large, nearly spherical outer shell of low density of A 30 meets the expectations of the ISW model of PN formation for an old, evolved object, in agreement with its kinematical age of 10,000–13,000 yr. Since then, the CSPN of A 30 experienced a VLTP event and ejected highly processed material that is detected as large amounts of carbon-rich dust and a series of hydrogen-poor, carbon- and oxygen-rich knots distributed along an expanding equatorial disk and two bipolar outflows. The determination of the proper motions of these knots has allowed us to derive their expansion rate and to obtain an expansion age of  $850_{-150}^{+280}$  yr that we interpret as the lapse of time since the born-again event.

The CSPN of A 30 presently exhibits a fast stellar wind with terminal velocity  $\sim 4000$

$\text{km s}^{-1}$  and a low mass-loss rate,  $\sim 2 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . A careful examination of archival [O III] echelle data of A 30 reveals the occurrence of faint nebular features along the line of sight of the CSPN and the cloverleaf-shaped filaments that expand at speeds up to  $400 \text{ km s}^{-1}$ . These features can be interpreted as the signatures of the post-born-again wind. A comparison with the other known born-again CSPNe (A 58, A 78 and VV4334 Sgr) suggests that the onset of the post-born-again wind occurred soon after the born-again event, with time-scales as short as a few years. This post-born-again wind is soon superseded by the present fast stellar wind. Whereas this is an incomplete picture of the evolution of the stellar wind during the born-again and post-born-again phases, we note that the present model calculations do not offer a more detailed view of this transition.

The above descriptions indicate that A 30 is a complex object composed of a system of three nested winds: a post-AGB wind that formed a typical PN shell, a medium-speed born-again and post-born-again wind consisting of processed, hydrogen-poor material, and a present high-speed, hydrogen-poor wind. A 30 is thus a unique system to study the effects of various types of wind-interactions.

The exquisite spatial resolution of *Chandra* and unprecedented sensitivity of *XMM-Newton* have allowed us to resolve the X-ray emission from A 30 into a point-source at its central star and diffuse emission associated with the innermost hydrogen-poor knots and with the cloverleaf structure inside the nebular shell. The diffuse X-ray emission from A 30 originates in the interactions of the present fast stellar wind and post-born-again wind with the hydrogen-poor ejecta. After the born-again event, the hydrogen-poor, carbon-rich post-born-again wind blew a cavity into the nebula that resulted in the cloverleaf structure. The interactions of this wind and the present fast stellar wind with clumps of low speed and carbon-rich dust from the born-again event result in processes of shock-heating and mass-loading of the stellar winds and ablation of the hydrogen-poor knots that produce X-ray-emitting plasma. Diffuse X-ray emission may also result from charge-exchange reactions between the present and post-born-again stellar winds and the hydrogen-poor ejecta.

The origin of the point-source of X-ray emission at the central star of A 30 is unclear. It is unlikely to result from shocks in the stellar wind, as in OB stars, or from the hot CSPN photospheric emission. The development of a “born-again hot bubble” may explain this emission, but its small size is puzzling. Charge-exchange reactions of the fast stellar wind with circumstellar material seems a viable alternative, but the survival of neutral material in the near vicinity of this hot CSPN is questionable.

# Capítulo 7

## Conclusiones

La acción del viento estelar rápido y de flujos colimados resulta esencial en la formación y evolución de las PNe. Únicamente las observaciones en rayos X de PNe proporcionan información sobre la presencia y propiedades del gas caliente que genera el choque del viento estelar rápido con la envoltura nebular. En ese sentido, este tipo de observaciones es clave para determinar la estructura global de las PNe y delimitar los efectos reales del viento estelar rápido en dicha estructura y en su evolución.

### 7.1. Búsqueda de nebulosas planetarias en archivos de rayos X

En la última década y media, las observaciones de *Chandra* y *XMM-Newton* han proporcionado gran cantidad de información sobre la distribución y condiciones físicas del gas caliente en PNe. Esto ha permitido que investiguemos la estructura física de las PNe en su totalidad y estudiemos los mecanismos de formación y la evolución del gas caliente en estas fuentes. Sin embargo, la comparación de observaciones individuales de PNe es difícil, ya que los análisis presentados en la literatura no son homogéneos. Además, aquellas observaciones de PNe que no detectan emisión difusa en rayos X no son en general divulgadas. Para solventar este problema, en esta tesis se ha emprendido un estudio sistemático de observaciones de PNe disponibles en los archivos de *Chandra* y *XMM-Newton*. Este estudio se beneficia de un análisis homogéneo usando además las calibraciones más recientes, con mayor precisión para energías por debajo de 1.0 keV, donde se encuentra la mayor parte de la emisión de las PNe.

Se ha recopilado información de aquellas PNe detectadas por *Chandra* y *XMM-Newton*. Para aquellas fuentes cuyos espectros permitían un ajuste espectral, este se llevó a cabo, calculándose así sus flujos observados y luminosidades intrínsecas en el rango entre 0.3 y 2.0 keV. Para aquellas fuentes cuyos espectros no tenían la calidad suficiente (número de cuentas inferior a 300) para un análisis espectral, se ha asumido una temperatura típica para el plasma emisor y se ha determinado de esta forma el valor del flujo observado en rayos X y la luminosidad intrínseca. Finalmente, se han investigado aquellas PNe para las que ni *Chandra* ni *XMM-Newton* detectan emisión difusa en rayos X. En estos casos, se ha usado la cota superior del número de cuentas por unidad de tiempo para establecer cotas superiores para el flujo y la luminosidad.

Un primer análisis revela que la sensibilidad de las observaciones de las fuentes no detectadas es, al menos, similar a la de aquellas que sí se detectan. Por consiguiente, el nivel de la emisión de las fuentes que no se detectan es realmente menor que el de aquellas que sí se de-

tectan. Se encuentra que, en general, las fuentes que no se detectan presentan mayores valores de la extinción y están situadas a distancias mayores. Se han podido establecer límites para esos parámetros con la presente tecnología de telescopios y detectores de rayos X, de modo que puede afirmarse que la detectabilidad de fuentes absorbidas por columnas de hidrógeno,  $N_{\text{H}}$ , superiores a  $2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  y a distancias superiores a 3 kpc es altamente improbable. Por el contrario, aquellas fuentes que tienen menores extinciones y están a menor distancia son sistemáticamente detectadas.

## 7.2. Estructura física de NGC 3242

La formación y evolución de las PNe es en gran parte debida a la interacción del viento estelar rápido con el viento de la fase AGB, así como a efectos dinámicos de fotoionización del material nebular. La estructura física de una PN puede utilizarse para determinar la importancia relativa de los vientos estelares rápidos y de la fotoionización en su formación y evolución. Para ello se precisa una comparación sistemática de observaciones en diferentes longitudes de onda, desde el infrarrojo hasta el rango de rayos X. Este tipo de estudios, en general, no existe.

En esta tesis se ha planteado el estudio de la región ionizada y de la “burbuja caliente” en la PN NGC 3242. Se trata de una fuente con observaciones en rayos X de *XMM-Newton* y ópticas de *HST* cuya estructura de doble capa revela la interacción entre el viento estelar rápido y el material eyectado durante la fase AGB. Además es una fuente cercana, bien resuelta angularmente y con baja extinción, por lo que presenta condiciones ideales para su estudio.

Las observaciones con *XMM-Newton* han detectado emisión difusa suave de rayos X confinada dentro de la capa más interna de NGC 3242. La temperatura del gas caliente es relativamente baja,  $T_X = 2.35 \times 10^6 \text{ K}$ , en comparación con la de  $\simeq 6 \times 10^7 \text{ K}$  que se esperaría en el choque adiabático del viento estelar de  $2,400 \text{ km s}^{-1}$ . Esto sugiere que ha existido un proceso de conducción de calor entre la burbuja caliente y la región nebular. Sin embargo, la composición química del gas emisor en rayos X presenta valores cercanos a los del viento estelar, lo que resulta paradójico.

Para investigar la estructura física completa de NGC 3242 se han combinado observaciones en rayos X con imágenes *HST* en banda estrecha y observaciones espectroscópicas de dispersión intermedia. En primer lugar se han modelizado los perfiles de brillo superficial haciendo uso de la estructura tridimensional derivada de datos espectroscópicos de alta resolución. Ello ha permitido calcular la densidad electrónica en la capa interior brillante y en la envoltura externa en función del radio nebular.

La capa interior puede ser descrita como una capa de material con densidad  $\simeq 2,200 \text{ cm}^{-3}$  (de acuerdo con la que se deriva de los cocientes de líneas sensibles a la densidad que se obtuvieron con espectroscopia de resolución intermedia) y un espesor del 15 % de su radio. La capa que la envuelve es mejor descrita por una capa gruesa cuya densidad disminuye según  $\propto r^{-1/2} - r^{-1/3}$ , más lentamente que la función  $\propto r^{-1}$  predicha en el modelo estándar de formación de PNe, y mucho más lento que la función  $\propto r^{-2}$  de un superviento con tasa constante de pérdida de masa.

A continuación se han comparado las propiedades físicas ( $N_e$ ,  $T_e$ ,  $P_{\text{th}}$ ) del gas en la burbuja caliente con las del gas en la capas nebulares. Para ello se ha asumido una temperatura electrónica constante para cada capa visible en el óptico con el fin de determinar su presión térmica. Al comparar con la presión del gas caliente emisor en rayos X contenido en la burbuja

central, se encuentra que, para que exista equilibrio hidrostático, debe asumirse un factor de llenado del plasma emisor en rayos X inferior al 5 %, lo que indica una capa muy delgada.

El ancho espesor de la capa interna,  $\sim 15\%$  de su radio, y la similitud entre las presiones térmicas del gas caliente y de dicha capa podrían indicar la despresurización de la burbuja caliente y el fin de la fase de evolución nebulosa dominada por la interacción de vientos.

### 7.3. Emisión difusa en rayos X de IC 418, NGC 2392 y NGC 6826.

La presencia de iones de O VI puede ser indicativa de la existencia del plasma con temperaturas de algunos  $\times 10^5$  K que se predice en la capa de conducción entre el viento estelar chocado y el gas nebuloso frío de la PN. Para comprobar esta predicción, se han utilizado observaciones *FUSE* en el UV lejano para buscar emisión o absorción de O VI nebuloso como un diagnóstico de la capa de conducción y de la existencia de gas interior caliente. Tres PNe presentan O VI nebuloso, IC 418, NGC 2392 y NGC 6826, y en ellos se ha detectado emisión difusa en rayos X por *Chandra* que está confinada dentro de la capa óptica. Estas detecciones, junto con las de NGC 40, NGC 2371-2, NGC 6543, NGC 7009 y NGC 7662, hacen aumentar a ocho el número de PNe en las que la presencia de O VI confirma la existencia de una capa de conducción que delimita la “burbuja caliente”.

La estructura física de estas PNe es por lo tanto consistente con la que predicen los modelos de burbujas calientes creadas por vientos estelares cuando se incluyen fenómenos de conducción de calor. Estos modelos también tienen predicciones específicas para la evolución temporal de las propiedades globales en rayos X de los modelos de burbujas. Para probar estas predicciones, hemos recopilado información sobre la emisión en rayos X, propiedades nebulosas y estelares de PNe con morfología de burbuja cerrada. Se encuentra que las expectativas de los modelos que incluyen conducción de calor se comparan positivamente con las observaciones de PNe que tienen vientos estelares ricos en hidrógeno. Se encuentra una aparente anti-correlación entre la temperatura en rayos X y el radio de la burbuja caliente, pero vemos que la causa de esta anti-correlación debe asociarse a las diferentes masas estelares de los progenitores más que a la evolución nebulosa. Las PNe con estrellas centrales más masivas son capaces de producir rayos X emitiendo en el interior de burbujas calientes más pequeñas y de mayor brillo superficial. Por otro lado, las PNe con estrellas centrales menos masivas tienen una evolución post-AGB más lenta e inyectan pequeñas cantidades de luminosidad mecánica al viento en burbujas calientes más grandes, lo que hace bajar la temperatura del plasma emisor en rayos X.

Finalmente, comprobamos que el viento estelar es capaz de suministrar la energía suficiente para la emisión de rayos X, excepto para el caso de NGC 2392. El viento estelar de esta fuente tiene baja velocidad y baja tasa de pérdida de masa, por lo que la luminosidad mecánica del viento es baja, tanto en términos absolutos como en términos relativos en comparación con otras PNe. Por esto se sugiere que puede existir una compañera binaria que proporciona la energía adicional necesaria para el gas caliente, aunque ésta no se ha detectado aún de forma directa.



## 7.4. Renacimiento en rayos X de la PN Abell 30

Abell30 es una PN extensa, de bajo brillo superficial y morfología esférica. Esta fuente cumple las expectativas del modelo ISW de formación de PNe para un objeto evolucionado con una edad cinemática entre 10,000 y 13,000 años. Un cuidadoso examen de las regiones centrales en imágenes en la línea de [O III] revela la existencia de grumos, estructuras cometarias y filamentos con forma de hoja de trébol que se expanden a velocidades de hasta  $400 \text{ km s}^{-1}$ . Estas características tan significativas pueden interpretarse como la consecuencia de un proceso de “born-again”, en el que la estrella central experimentó un estallido térmico tardío (VLTP, “very late thermal pulse”) en el que expulsó material altamente procesado que se detecta ahora como grandes cantidades de polvo rico en carbono y una serie de grumos de material pobres en hidrógeno y ricos en carbono y oxígeno.

La estrella central de Abell30 exhibe ahora un viento estelar rápido con velocidad terminal  $\sim 4,000 \text{ km s}^{-1}$  y tasa de pérdida de masa de  $\sim 2 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . Si comparamos Abell30 con otros objetos que han seguido similares vías evolutivas, Abell 58, Abell 78 y VV4334 Sgr, encontramos que este nuevo viento estelar se ha desarrollado en escalas de tiempo extremadamente cortas, de sólo unos pocos años. Por consiguiente, Abell30 es un objeto complejo donde han intervenido hasta tres vientos estelares diferentes: un viento post-AGB que formó la capa más externa, un viento asociado al evento de explosión tardía del helio, con velocidad media y pobre en hidrógeno, y el viento rápido actual, también pobre en hidrógeno. Por lo tanto, Abell30 es un objeto único para estudiar los efectos de diferentes tipos de interacción entre vientos.

En primer lugar, se midieron los movimientos propios de los grumos centrales usando imágenes de archivo del *HST*. Este estudio permitió medir su tasa de expansión angular y determinar una edad de  $850_{-150}^{+280}$  años que interpretamos como el lapso de tiempo transcurrido desde el evento VLTP.

Para investigar las propiedades espectrales y espaciales de la emisión de rayos X suaves detectada por *ROSAT* en Abell30, hemos obtenido nuevas observaciones con *Chandra* y *XMM-Newton*. La emisión de rayos X de Abell30 se puede separar en dos componentes: una fuente puntual coincidente con su estrella central y emisión difusa asociada a los grumos pobres en hidrógeno y a la estructura con forma de pétalos de trébol en el interior de la vieja nebulosa esférica. Para ayudar a evaluar el papel que desempeña el viento estelar y que hace posible la emisión en rayos X, se han determinado los parámetros estelares y propiedades del viento en la estrella central, ajustando su espectro óptico y UV mediante modelos no-LTE. El origen de la fuente puntual con emisión en rayos X en la estrella central de Abell30 no está nada claro. Es poco probable que sea el resultado de choques dentro del viento estelar, como ocurre en estrellas OB, o de emisión fotosférica de la estrella central. El desarrollo de una burbuja caliente en torno a la estrella podría explicar esa emisión, aunque su pequeño tamaño es desconcertante.

Por otro lado, la distribución espacial y las propiedades espectrales de la emisión difusa en rayos X sugiere que ésta es generada durante la etapa en la que la estrella retornó al inicio de la traza post-AGB, cuando rápidos vientos estelares interactuaron con el material altamente procesado expulsado durante el evento VLTP. Choques dentro del plasma caliente pueden contribuir a esta emisión, ya que el material de los grumos es fotoevaporado y barrido por el viento estelar, al tiempo que éste toma parte de esta masa para aumentar su densidad, aunque, por conservación de momento, su velocidad disminuye. También las reacciones de intercambio de carga entre los iones del viento estelar y el material neutro y/o ionizado pueden contribuir

---

a la producción de emisión difusa en rayos X.



## Apéndice A

# Observaciones en Chandra y XMM-Newton

...

### A.1. Búsqueda en el archivo de Chandra

Resultados de la búsqueda realizada en el archivo de *Chandra* (Tabla A.1) donde se utilizó la herramienta ChaSeR (*Chandra Search and Retrieval*) disponible en la página de *Chandra* <http://cxc.harvard.edu>.

| PN G       | PN Name    | $\alpha$         | $\delta$         | Obs. ID | OFFSET | Instrument | $t_{\text{exp}}$ |
|------------|------------|------------------|------------------|---------|--------|------------|------------------|
|            |            | ( <i>J2000</i> ) | ( <i>J2000</i> ) |         | (')    |            | (ks)             |
| 009.8−07.5 | GJJC 1     | 18 36 22.82      | −23 55 18.30     | 5437    | 1      | ACIS-S     | 16.0             |
| 010.8+18.0 | M 2-9      | 17 05 37.95      | −10 08 34.60     | 2578    | 0      | ACIS-S     | 19.9             |
| 010.9+18.1 | K 2-8      | 17 05 30.60      | −10 05 42.00     | 2578    | 3      | ACIS-S3    | 19.9             |
| 036.1−57.1 | NGC 7293   | 22 29 38.50      | −20 50 18.00     | 631     | 0      | ACIS-S     | 37.1             |
| 064.7+05.0 | BD+30°3639 | 19 34 45.23      | +30 30 58.94     | 587     | 0      | ACIS-S     | 19.2             |
| 084.9−03.4 | NGC 7027   | 21 07 01.60      | +42 14 09.70     | 588     | 0      | ACIS-S     | 18.5             |
| 096.4+29.9 | NGC 6543   | 17 58 33.30      | +66 37 59.20     | 630     | 0      | ACIS-S     | 46.7             |
| 118.8−74.7 | NGC 246    | 00 47 03.00      | −11 52 20.00     | 2565    | 0      | ACIS-S     | 41.0             |
| 120.0+09.8 | NGC 40     | 00 13 01.00      | +72 31 19.00     | 4481    | 0      | ACIS-S     | 20.1             |
| 120.1+01.5 | PM 1-2     | 00 25 03.40      | +64 11 02.00     | 115     | 3      | ACIS-S     | 49.5             |
|            |            |                  |                  | 3837    | 3      | ACIS-S     | 147.5            |
| 197.8−02.3 | Sh 2-271   | 06 14 59.40      | +12 20 16.00     | 6576    | 0      | ACIS-I3    | 10.0             |
| 226.7+05.6 | M 1-16     | 07 37 18.96      | −09 38 49.70     | 2545    | 0      | ACIS-S     | 50.2             |
| 272.1+12.3 | NGC 3132   | 10 07 01.76      | −40 26 11.06     | 4514    | 0      | ACIS-S     | 24.3             |
| 294.1+43.6 | NGC 4361   | 12 24 31.00      | −18 47 09.20     | 3760    | 0      | ACIS-S     | 29.8             |
| 307.5−04.9 | MyCn 18    | 13 39 35.12      | −67 22 51.40     | 2576    | 0      | ACIS-S     | 40.0             |
| 315.4+09.4 | Hen 2-104  | 14 11 52.09      | −51 26 24.40     | 2577    | 0      | ACIS-S3    | 20.0             |
| 355.9−04.4 | K 6-32     | 17 53 39.92      | −34 43 39.60     | 1266    | 4      | ACIS-S     | 5.4              |
| 359.0+00.0 | GRM 1      | 17 43 26.80      | −29 47 31.30     | 658     | 6      | ACIS-I     | 9.4              |
|            |            |                  |                  | 2278    | 14     | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 2281    | 12     | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 2283    | 18     | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 2286    | 9      | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 2289    | 2      | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 2290    | 14     | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 3671    | 6      | ACIS-S     | 5.5              |
|            |            |                  |                  | 7043    | 17     | ACIS-I     | 37.4             |
|            |            |                  |                  | 7346    | 10     | ACIS-I     | 15.4             |
| 359.1+00.0 | GRM 2      | 17 43 53.68      | −29 42 56.60     | 658     | 1      | ACIS-I     | 9.4              |
|            |            |                  |                  | 2270    | 17     | ACIS-I     | 10.8             |
|            |            |                  |                  | 2272    | 17     | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 2278    | 8      | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 2281    | 7      | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 2283    | 17     | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 2286    | 9      | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 2289    | 8      | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 2290    | 18     | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 3671    | 1      | ACIS-S     | 5.5              |
|            |            |                  |                  | 7043    | 17     | ACIS-I     | 37.4             |
|            |            |                  |                  | 7346    | 6      | ACIS-I     | 15.4             |
|            |            |                  |                  | 5892    | 18     | ACIS-I     | 99.2             |
| 359.1−00.1 | GRM 3      | 17 44 14.86      | −29 43 58.10     | 658     | 4      | ACIS-I     | 9.4              |
|            |            |                  |                  | 2270    | 15     | ACIS-I     | 10.8             |
|            |            |                  |                  | 2272    | 17     | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 2278    | 3      | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 2281    | 10     | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 2286    | 8      | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 2289    | 12     | ACIS-I     | 11.8             |
|            |            |                  |                  | 3671    | 4      | ACIS-S     | 5.5              |
|            |            |                  |                  | 5892    | 18     | ACIS-I     | 99.2             |
|            |            |                  |                  | 7346    | 9      | ACIS-I     | 15.4             |

Tabla A.1: Observaciones en Rayos X de *Chandra*

## A.2. Búsqueda en el archivo de XMM-Newton

Resultados obtenidos en la búsqueda de observaciones *XMM-Newton* de PNe que se hizo directamente en la página general de (<http://nxsa.esac.esa.int/nxsa-web/#search>) en el archivo de este observatorio (Tabla A.2, Tabla A.3 y Tabla A.4). Además, hemos restringido nuestra búsqueda a tres de los seis instrumentos con los que cuenta *XMM-Newton*, EPIC-PN, EPIC-MOS1 y EPIC-MOS2, dada su mayor sensibilidad y capacidad para crear imágenes.



| PN G       | PN Name  | Obs. ID    | $\alpha$<br>( <i>J2000</i> ) | $\delta$<br>( <i>J2000</i> ) | INSTRUMENT | $t_{\text{exp}}$<br>(ks) | OFFSET<br>(') | FILTER |
|------------|----------|------------|------------------------------|------------------------------|------------|--------------------------|---------------|--------|
| 000.0-00.2 | Bl3-22   | 0112970501 | 17 46 57.60                  | -29 00 41.00                 | PN         | 9.8                      | 12            | Med    |
|            |          | 0112970501 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 24.7                     | 12            | Med    |
|            |          | 0112971001 | 17 46 57.60                  | -29 00 41.00                 | PN         | 9.3                      | 13            | Thick  |
|            |          | 0112971001 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 16.3                     | 13            | Med    |
|            |          | 0302882701 |                              |                              | PN         | 3.4                      | 7             | Med    |
|            |          | 0302884101 |                              |                              | PN         | 3.6                      | 5             | Med    |
|            |          | 0302884101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 12.8                     | 5             | Med    |
| 000.0-01.7 | Bl3-14   | 0307110101 | 17 52 26.00                  | -29 46 00.00                 | PN         | 14.9                     | 7             | Med    |
|            |          | 0307110101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 31.2                     | 7             | Med    |
| 000.1-02.3 | Bl3-10   | 0206590101 | 17 55 20.54                  | -29 57 36.10                 | PN         | 1.8                      | 11            | Med    |
|            |          | 0206590101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 12.8                     | 11            | Med    |
|            |          | 0206590201 |                              |                              | PN         | 14.7                     | 12            | Med    |
|            |          | 0206590201 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 20.3                     | 12            | Med    |
|            |          | 0402280101 |                              |                              | PN         | 35.3                     | 12            | Med    |
| 000.2-01.9 | M 2-19   | 0402280101 | 17 53 45.62                  | -29 43 46.30                 | MOS1+MOS2  | 43.2                     | 12            | Med    |
|            |          | 0206590101 |                              |                              | PN         | 2.0                      | 14            | Med    |
|            |          | 0206590101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 12.7                     | 14            | Med    |
|            |          | 0206590201 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 20.4                     | 12            | Med    |
| 000.3-01.6 | JaSt 86  | 0307110101 | 17 52 45.17                  | -29 51 05.20                 | MOS1+MOS2  | 31.2                     | 12            | Med    |
| 000.4-01.9 | M 2-20   | 0206590101 | 17 54 25.42                  | -29 36 08.20                 | MOS1+MOS2  | 12.8                     | 13            | Med    |
| 000.5-05.3 | SB 2     | 0067340301 | 18 08 34.70                  | -31 06 52.00                 | MOS1+MOS2  | 16.2                     | 13            | Med    |
| 000.9-02.0 | Bl3-13   | 0203040201 | 17 56 02.76                  | -29 11 16.20                 | PN         | 12.0                     | 11            | Med    |
|            |          | 0203040201 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 30.7                     | 11            | Med    |
|            |          | 0302570101 |                              |                              | PN         | 12.0                     | 11            | Med    |
|            |          | 0302570101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 30.8                     | 11            | Med    |
| 001.0-01.9 | K 6-35   | 0203040201 | 17 55 43.30                  | -29 04 07.20                 | PN         | 12.0                     | 3             | Med    |
|            |          | 0203040201 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 30.7                     | 3             | Med    |
|            |          | 0302570101 |                              |                              | PN         | 22.2                     | 3             | Med    |
|            |          | 0302570101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 30.8                     | 3             | Med    |
| 001.1+00.0 | JaSt 62  | 0112970101 | 17 48 45.97                  | -27 57 38.00                 | PN         | 10.7                     | 8             | Med    |
|            |          | 0112970101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 15.7                     | 8             | Med    |
|            |          | 0205240101 |                              |                              | PN         | 26.6                     | 11            | Med    |
|            |          | 0205240101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 50.1                     | 11            | Med    |
| 001.1-03.7 | ShWi 3   | 0050940101 | 18 03 17.00                  | -29 50 36.00                 | PN         | 9.2                      | 8             | Med    |
|            |          | 0050940101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 23.8                     | 8             | Med    |
|            |          | 0203040101 |                              |                              | PN         | 14.0                     | 9             | Med    |
|            |          | 0203040101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 21.1                     | 9             | Med    |
| 001.2+01.0 | K 5-33   | 0201200101 | 17 44 29.91                  | -27 20 40.80                 | PN         | 8.0                      | 8             | Med    |
|            |          | 0201200101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 17.2                     | 8             | Med    |
| 001.2-03.9 | ShWi 5   | 0050940101 | 18 03 53.66                  | -29 51 21.90                 | PN         | 9.2                      | 9             | Med    |
|            |          | 0050940101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 23.8                     | 9             | Med    |
|            |          | 0203040101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 21.1                     | 11            | Med    |
| 001.5-00.0 | Al 2-N   | 0510010401 | 17 49 35.00                  | -27 40 46.00                 | PN         | 7.4                      | 9             | Med    |
|            |          | 0510010401 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 11.8                     | 9             | Med    |
| 001.6+00.1 | JaSt 63  | 0510010401 | 17 48 46.17                  | -27 25 38.70                 | MOS1+MOS2  | 11.8                     | 9             | Med    |
| 002.1-04.2 | H 1-54   | 0157960101 | 18 07 07.24                  | -29 13 06.40                 | MOS1+MOS2  | 16.5                     | 11            | Thick  |
|            |          | 0205800201 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 37.9                     | 12            | Thin   |
| 002.3-03.4 | H 2-37   | 0152420101 | 18 04 28.87                  | -28 37 34.60                 | PN         | 38.6                     | 7             | Med    |
|            |          | 0152420101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 49.0                     | 7             | Med    |
| 002.6-03.4 | M 1-37   | 0152420101 | 18 05 25.80                  | -28 22 04.20                 | PN         | 38.5                     | 11            | Med    |
|            |          | 0152420101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 49.0                     | 14            | Med    |
| 003.3-03.3 | Sa 3-119 | 0304800801 | 18 06 30.00                  | -27 44 24.00                 | PN         | 6.0                      | 6             | Med    |
|            |          | 0304800801 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 9.2                      | 6             | Med    |
| 005.1-03.0 | H 1-58   | 0403110601 | 18 09 13.83                  | -26 02 28.80                 | PN         | 16.5                     | 7             | Med    |
|            |          | 0403110601 |                              |                              | MOS2       | 21.7                     | 7             | Med    |
| 006.0+02.8 | M 1-28   | 0306700501 | 17 47 38.80                  | -22 06 26.00                 | PN         | 6.0                      | 7             | Med    |
|            |          | 0306700501 |                              |                              | MOS2       | 11.7                     | 7             | Med    |

Tabla A.2: Observaciones en Rayos X de *XMM-Newton*



| PN G       | PN Name  | Obs. ID    | $\alpha$<br>( <i>J2000</i> ) | $\delta$<br>( <i>J2000</i> ) | INSTRUMENT | $t_{\text{exp}}$<br>(ks) | OFFSET<br>(') | FILTER |
|------------|----------|------------|------------------------------|------------------------------|------------|--------------------------|---------------|--------|
| 007.8−03.7 | M 2-34   | 0304220401 | 18 17 15.95                  | −23 58 54.50                 | MOS1+MOS2  | 12.9                     | 10            | Med    |
| 007.8−03.8 | Sa 3-128 | 0304220401 | 18 17 47.60                  | −24 02 37.00                 | MOS1+MOS2  | 12.9                     | 3             | Med    |
| 011.7+00.0 | M 1-43   | 0152835401 | 18 11 48.89                  | −18 46 21.70                 | PN         | 2.7                      | 6             | Med    |
|            |          | 0152835401 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 8.6                      | 6             | Med    |
|            |          | 0152835501 |                              |                              | PN         | 2.7                      | 13            | Med    |
|            |          | 0152835501 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 8.5                      | 13            | Med    |
| 011.7+00.2 |          | 0152835701 | 18 10 19.78                  | −18 39 10.10                 | PN         | 5.9                      | 4             | Med    |
|            |          | 0152835701 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 10.9                     | 4             | Med    |
| 014.2+03.8 | PM 1-205 | 0303230601 | 18 02 38.26                  | −14 42 03.20                 | MOS2       | 21.4                     | 12            | Thin   |
| 016.7+00.1 | PM 2-36  | 0004210201 | 18 20 55.24                  | −14 15 31.50                 | PN         | 2.7                      | 3             | Med    |
|            |          | 0004210201 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 8.5                      | 3             | Med    |
| 017.0−01.2 | PM 1-232 | 0151160201 | 18 26 16.10                  | −14 42 29.00                 | MOS1+MOS2  | 10.6                     | 7             | Med    |
|            |          | 0151160301 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 10.6                     | 7             | Med    |
|            |          | 0202950201 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 15.4                     | 9             | Med    |
|            |          | 0202950301 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 10.1                     | 9             | Med    |
| 021.7−00.6 | M 3-55   | 0122700401 | 18 33 14.77                  | −10 15 19.50                 | MOS1+MOS2  | 28.6                     | 6             | Med    |
| 021.8−00.4 | M 3-28   | 0135741601 | 18 32 41.29                  | −10 05 50.00                 | MOS1+MOS2  | 7.6                      | 7             | Med    |
| 027.7+00.7 | M 2-45   | 0301880401 | 18 39 21.84                  | −04 19 50.90                 | PN         | 6.8                      | 6             | Med    |
|            |          | 0301880401 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 19.9                     | 6             | Med    |
| 030.6+05.0 | PM 1-237 | 0402820101 | 18 29 16.20                  | +00 18 21.00                 | PN         | 35.8                     | 8             | Med    |
|            |          | 0402820101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 58.6                     | 8             | Med    |
| 034.4−00.3 | PM 1-265 | 0083270301 | 18 55 17.60                  | +01 10 44.00                 | MOS1+MOS2  | 11.1                     | 12            | Med    |
|            |          | 0083270401 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 27.6                     | 12            | Med    |
| 036.1−57.1 | NGC 7293 | 0125911001 | 22 29 38.55                  | −20 50 13.60                 | PN         | 11.4                     | 1             | Thin   |
|            |          | 0125911001 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 15.9                     | 1             | Thin   |
| 037.7−34.5 | NGC 7009 | 0041150101 | 21 06 21.07                  | +47 52 11.30                 | PN         | 13.2                     | 1             | Med    |
|            |          | 0041150101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 19.2                     | 1             | Med    |
| 049.3+88.1 | H 4-1    | 0124710401 | 12 59 27.78                  | +27 38 10.60                 | PN         | 6.9                      | 9             | Med    |
| 056.0+02.0 | K 3-35   | 0300880101 | 19 27 44.04                  | +21 30 03.80                 | PN         | 5.3                      | 1             | Thin   |
|            |          | 0300880101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 12.0                     | 1             | Thin   |
|            |          | 0300880301 |                              |                              | PN         | 12.2                     | 1             | Thin   |
|            |          | 0300880301 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 16.5                     | 1             | Thin   |
| 089.0+00.3 | NGC 7026 | 0200240101 | 21 06 21.07                  | +47 52 11.30                 | PN         | 13.2                     | 1             | Med    |
|            |          | 0200240101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 19.2                     | 1             | Med    |
| 094.0+27.4 | K 1-16   | 0110950501 | 18 21 52.21                  | +64 21 54.30                 | PN         | 1.0                      | 2             | Thin   |
| 130.4+03.1 | K3-92    | 0153752201 | 02 03 41.17                  | +64 57 37.90                 | MOS1+MOS2  | 2.8                      | 9             | Thin   |
|            |          | 0153751801 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 2.2                      | 12            | Thin   |
|            |          | 0153751701 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 0.2                      | 11            | Thin   |
| 135.6+01.0 | WeBo1    | 0112430101 | 02 40 13.00                  | +61 09 12.00                 | MOS1+MOS2  | 5.7                      | 4             | Med    |
|            |          | 0112430102 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 0.6                      | 4             | Med    |
|            |          | 0112430103 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 0.2                      | 4             | Med    |
|            |          | 0112430201 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 0.5                      | 4             | Med    |
| 135.9+55.9 | TS 01    | 0404220101 | 11 53 24.73                  | +59 39 56.90                 | PN         | 14.8                     | 1             | Thin   |
|            |          | 0404220101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 26.4                     | 1             | Thin   |
| 197.8+17.4 | NGC 2392 | 0200240301 | 07 29 10.77                  | +20 54 42.49                 | PN         | 10.6                     | 1             | Med    |
|            |          | 0200240301 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 17.5                     | 1             | Med    |
| 261.0+32.0 | NGC 3242 | 0200240401 | 10 24 46.11                  | −18 38 32.64                 | PN         | 13.6                     | 1             | Med    |
|            |          | 0200240401 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 18.8                     | 1             | Med    |
| 288.2−00.5 | PM 1-54  | 0147860101 | 10 49 24.60                  | −59 49 48.00                 | PN         | 45.5                     | 5             | Med    |
|            |          | 0147860101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 64.5                     | 5             | Med    |
|            |          | 0164570301 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 33.1                     | 6             | Med    |
|            |          | 0307410201 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 10.7                     | 5             | Med    |
|            |          | 0307410301 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 25.4                     | 5             | Med    |
|            |          | 0510010601 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 92.7                     | 6             | Med    |
| 307.3+05.0 | Sa 2-93  | 0152130101 | 13 24 21.92                  | −57 31 19.30                 | PN         | 3.4                      | 5             | Med    |
|            |          | 0152130101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 0.1                      | 5             | Med    |

Tabla A.3: Observaciones en Rayos X de *XMM-Newton*

| PN G       | PN Name    | Obs. ID    | $\alpha$<br>( <i>J2000</i> ) | $\delta$<br>( <i>J2000</i> ) | INSTRUMENT | $t_{\text{exp}}$<br>(ks) | OFFSET<br>(') | FILTER |
|------------|------------|------------|------------------------------|------------------------------|------------|--------------------------|---------------|--------|
|            |            | 0152131201 |                              |                              | PN         | 2.9                      | 5             | Med    |
| 309.0+00.8 | Hen 2-96   | 0140350101 | 13 42 36.16                  | -61 22 28.83                 | MOS1+MOS2  | 40.2                     | 10            | Med    |
| 310.8+02.9 | PN Ste 3   | 0007421501 | 13 53 26.00                  | -58 57 42.00                 | PN         | 8.7                      | 12            | Med    |
|            |            | 0007421501 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 14.2                     | 12            | Med    |
| 311.0+02.4 | SuWt 2     | 0007422301 | 13 55 43.23                  | -59 22 40.00                 | PN         | 10.4                     | 13            | Med    |
|            |            | 0007422301 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 14.9                     | 13            | Med    |
|            |            | 0007421401 |                              |                              | MOS1       | 12.2                     | 11            | Med    |
|            |            | 0007421401 |                              |                              | MOS2       | 12.2                     | 11            | Med    |
| 311.4+02.8 | Hen 2-102  | 0007422401 | 13 58 13.87                  | -58 54 31.80                 | PN         | 8.4                      | 3             | Med    |
|            |            | 0007422401 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 12.2                     | 3             | Med    |
| 313.3+00.3 |            | 0151100201 | 14 18 27.49                  | -60 47 10.50                 | MOS1+MOS2  | 26.6                     | 11            | Med    |
| 315.7-04.2 | Sa 2-108   | 0103261001 | 14 52 36.70                  | -64 02 17.00                 | MOS1+MOS2  | 5.6                      | 13            | Med    |
| 325.9-01.7 | vBe 2      | 0204270101 | 15 51 18.84                  | -56 20 40.60                 | MOS1+MOS2  | 28.0                     | 7             | Med    |
|            |            | 0400890101 |                              |                              | PN         | 27.7                     | 7             | Thin   |
|            |            | 0400890101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 52.5                     | 7             | Thin   |
| 326.1-01.9 | vBe 3      | 0204270101 | 15 52 59.21                  | -56 24 27.20                 | PN         | 18.3                     | 9             | Med    |
|            |            | 0204270101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 28.0                     | 9             | Med    |
| 330.7+04.1 | Cn 1-1     | 0401670301 | 15 51 15.93                  | -48 44 58.53                 | PN         | 5.0                      | 1             | Med    |
|            |            | 0401670301 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 13.5                     | 1             | Med    |
| 331.3-12.1 | Hen 3-1357 | 0402380101 | 17 16 21.07                  | -59 29 23.64                 | PN         | 20.6                     | 1             | Thin   |
|            |            | 0402380101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 28.6                     | 1             | Med    |
| 339.9+88.4 | LoTr 5     | 0012850201 | 12 55 33.75                  | +25 53 30.60                 | PN         | 25.9                     | 6             | Thin   |
|            |            | 0012850201 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 18.9                     | 6             | Thin   |
| 347.7+02.0 | Sa 2-167   | 0083280101 | 17 04 33.77                  | -37 53 14.90                 | MOS1+MOS2  | 25.7                     | 7             | Thick  |
|            |            | 0083280201 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 32.3                     | 7             | Thick  |
|            |            | 0083280301 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 20.1                     | 7             | Thick  |
|            |            | 0083280401 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 30.7                     | 7             | Thick  |
| 352.8-00.2 | Hen 2-227  | 0150220101 | 17 28 27.54                  | -35 07 31.60                 | MOS1       | 30.1                     | 10            | Med    |
|            |            | 0150220101 |                              |                              | MOS2       | 30.1                     | 10            | Med    |
| 353.5-04.9 | H 1-36     | 0139560101 | 17 49 48.17                  | -37 01 29.50                 | MOS1+MOS2  | 44.5                     | 4             | Med    |
| 354.4+03.2 |            | 0154750501 | 17 19 01.80                  | -31 47 41.00                 | MOS1+MOS2  | 4.0                      | 12            | Med    |
| 355.9-04.4 | K 6-32     | 0300690101 | 17 53 39.92                  | -34 43 39.60                 | MOS1+MOS2  | 45.0                     | 6             | Thick  |
| 357.1-04.7 | H 1-43     | 0032940101 | 17 58 14.43                  | -33 47 37.50                 | PN         | 12.6                     | 6             | Med    |
| 357.3-06.5 | SB 50      | 0206990301 | 18 06 08.30                  | -34 33 30.70                 | MOS1+MOS2  | 11.5                     | 4             | Med    |
| 358.6-02.2 | MaC 1-7    | 0206990101 | 17 51 23.22                  | -31 13 46.47                 | PN         | 7.0                      | 9             | Med    |
|            |            | 0206990101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 14.1                     | 9             | Med    |
| 358.8+00.0 | Terz N2022 | 0112971801 | 17 42 42.54                  | -29 51 34.94                 | PN         | 6.2                      | 11            | Med    |
|            |            | 0112971801 |                              |                              | MOS1       | 14.4                     | 11            | Med    |
|            |            | 0112971801 |                              |                              | MOS2       | 14.4                     | 11            | Med    |
| 359.1+00.0 | GRM 2      | 0112970801 | 17 43 53.68                  | -29 42 56.60                 | PN         | 10.6                     | 8             | Med    |
|            |            | 0112970801 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 23.7                     | 8             | Med    |
| 359.1-00.1 | GRM 3      | 0112970901 | 17 44 14.86                  | -29 43 58.10                 | PN         | 7.5                      | 12            | Med    |
|            |            | 0112970801 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 23.7                     | 9             | Med    |
|            |            | 0112971801 |                              |                              | PN         | 10.6                     | 9             | Med    |
|            |            | 0112971801 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 23.7                     | 9             | Med    |
| 359.1-01.7 | M 1-29     | 0154750301 | 17 50 18.00                  | -30 34 54.90                 | MOS1+MOS2  | 34.7                     | 13            | Thin   |
|            |            | 0202790101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 21.1                     | 14            | Med    |
| 359.1-02.9 | M 3-46     | 0085580201 | 17 55 05.80                  | -31 12 16.00                 | MOS1+MOS2  | 9.1                      | 10            | Thin   |
|            |            | 0085581101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 6.6                      | 12            | Thin   |
| 359.2-00.4 | RPZM 48    | 0400340101 | 17 45 31.90                  | -29 44 49.00                 | PN         | 21.5                     | 13            | Med    |
|            |            | 0400340101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 41.1                     | 13            | Med    |
| 359.3-00.9 | Hb 5       | 0152920101 | 17 47 56.19                  | -29 59 41.90                 | PN         | 44.1                     | 7             | Thick  |
|            |            | 0152920101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 51.2                     | 7             | Thick  |
| 359.3-03.1 | M 3-17     | 0085580201 | 17 56 25.64                  | -31 04 16.80                 | PN         | 5.0                      | 14            | Thin   |
|            |            | 0085580201 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 9.1                      | 14            | Thin   |
|            |            | 0085581101 |                              |                              | MOS1+MOS2  | 6.6                      | 12            | Thin   |
| 359.4-00.8 | RPZM 39    | 0152920101 | 17 47 35.28                  | -29 50 56.20                 | MOS1+MOS2  | 51.3                     | 12            | Thick  |

Tabla A.4: Observaciones en Rayos X de *XMM-Newton*



# Bibliografía

- AKASHI, M., MEIRON, Y. y SOKER, N. X-ray emission from jet wind interaction in planetary nebulae. , vol. 13, páginas 563–568, 2008.
- ALTHAUS, L. G., SERENELLI, A. M., PANELI, J. A., CÓRSICO, A. H., GARCÍA-BERRO, E. y SCÓCCOLA, C. G. The formation and evolution of hydrogen-deficient post-AGB white dwarfs: The emerging chemical profile and the expectations for the PG 1159-DB-DQ evolutionary connection. , vol. 435, páginas 631–648, 2005.
- ANDERS, E. y GREVESSE, N. Abundances of the elements - Meteoritic and solar. , vol. 53, páginas 197–214, 1989.
- APPARAO, K. M. V. y TARAFDAR, S. P. X-ray observations of planetary nebulae with the EXOSAT satellite. , vol. 344, páginas 826–829, 1989.
- ARNAUD, K., BORKOWSKI, K. J. y HARRINGTON, J. P. X-Ray Emission from the Wind-blown Bubble in the Planetary Nebula BD +30 degrees 3639. , vol. 462, página L75, 1996.
- ARNAUD, K. A. XSPEC: The First Ten Years. En *Astronomical Data Analysis Software and Systems V* (editado por G. H. Jacoby y J. Barnes), vol. 101 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, página 17. 1996.
- ARTHUR, S. J. *Wind-Blown Bubbles around Evolved Stars*, página 183. 2007.
- ARTHUR, S. J. What produces the diffuse X-ray emission from the Orion nebula I. Simple spherical models. , vol. 421, páginas 1283–1297, 2012.
- BALICK, B. The evolution of planetary nebulae. I - Structures, ionizations, and morphological sequences. , vol. 94, páginas 671–678, 1987.
- BALICK, B., ALEXANDER, J., HAJIAN, A. R., TERZIAN, Y., PERINOTTO, M. y PATRIARCHI, P. FLIERS and Other Microstructures in Planetary Nebulae. IV. Images of Elliptical PNs from the Hubble Space Telescope. , vol. 116, páginas 360–371, 1998.
- BALICK, B., PRESTON, H. L. y ICKE, V. The evolution of planetary nebulae. II - Dynamical evolution of elliptical PNs and collimated outflows. , vol. 94, páginas 1641–1652, 1987.
- BALICK, B., RUGERS, M., TERZIAN, Y. y CHENGALUR, J. N. Fast, low-ionization emission regions and other microstructures in planetary nebulae. , vol. 411, páginas 778–793, 1993.
- BARKER, T. The ionization structure of planetary nebulae. X - NGC 2392. , vol. 371, páginas 217–225, 1991.

- BERGHOEFER, T. W., SCHMITT, J. H. M. M., DANNER, R. y CASSINELLI, J. P. X-ray properties of bright OB-type stars detected in the ROSAT all-sky survey. , vol. 322, páginas 167–174, 1997.
- BOHLIN, R. C., SPARKS, W. M., HOLM, A. V., SAVAGE, B. D. y SNIJDERS, M. A. J. Photometric calibration of the International Ultraviolet Explorer /IUE/ - Low dispersion. , vol. 85, páginas 1–13, 1980.
- BOISSAY, R., PARKER, Q. A., FREW, D. J. y BOJICIC, I. Planetary nebulae and their mimics: The MASH-MEN Project. En *IAU Symposium*, vol. 283 de *IAU Symposium*, páginas 316–317. 2012.
- BOMBECK, G., KOPPEN, J. y BASTIAN, U. Winds from central stars of planetary nebulae. En *New Insights in Astrophysics. Eight Years of UV Astronomy with IUE* (editado por E. J. Rolfe), vol. 263 de *ESA Special Publication*, páginas 287–290. 1986.
- BORKOWSKI, K. J., HARRINGTON, J. P., BLAIR, W. P. y BREGMAN, J. D. The dust in the hydrogen-poor ejecta of Abell 30. , vol. 435, páginas 722–733, 1994.
- BORKOWSKI, K. J., HARRINGTON, J. P. y TSVETANOV, Z. I. Interaction of a Stellar Wind with Clumpy Stellar Ejecta in A30. , vol. 449, página L143, 1995.
- CAHN, J. H., KALER, J. B. y STANGHELLINI, L. A catalogue of absolute fluxes and distances of planetary nebulae. , vol. 94, páginas 399–452, 1992.
- CARDELLI, J. A., CLAYTON, G. C. y MATHIS, J. S. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. , vol. 345, páginas 245–256, 1989.
- CERRUTI-SOLA, M. y PERINOTTO, M. Winds in central stars of planetary nebulae. , vol. 291, páginas 237–246, 1985.
- CERRUTI-SOLA, M. y PERINOTTO, M. Fast winds in central stars of some planetary nebulae. , vol. 345, páginas 339–345, 1989.
- CHESNEAU, O., NARDETTO, N., MILLOUR, F., HUMMEL, C., DOMICIANO DE SOUZA, A., BONNEAU, D., VANNIER, M., RANTAKYRÖ, F., SPANG, A., MALBET, F., MOURARD, D., BODE, M. F., O'BRIEN, T. J., SKINNER, G., PETROV, R. G., STEE, P., TATULLI, E. y VAKILI, F. AMBER/VLTI interferometric observations of the recurrent Nova RS Ophiuchii 5.5 days after outburst. , vol. 464, páginas 119–126, 2007.
- CHU, Y.-H., CHANG, T. H. y CONWAY, G. M. High-Resolution X-Ray Image of the Hydrogen-deficient Planetary Nebula Abell 30. , vol. 482, página 891, 1997.
- CHU, Y.-H., GRUENDL, R. A. y GUERRERO, M. A. Hot Gas in Planetary Nebulae. En *Asymmetrical Planetary Nebulae III: Winds, Structure and the Thunderbird* (editado por M. Meixner, J. H. Kastner, B. Balick y N. Soker), vol. 313 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, página 254. 2004.
- CHU, Y.-H., GUERRERO, M. A., GRUENDL, R. A., WILLIAMS, R. M. y KALER, J. B. Chandra Reveals the X-Ray Glint in the Cat's Eye. , vol. 553, páginas L69–L72, 2001.
- CHU, Y.-H. y HO, C.-H. Diffuse X-Ray Emission from the Hydrogen-deficient Planetary Nebula Abell 30. , vol. 448, página L127, 1995.

- CIARDULLO, R., BOND, H. E., SÍPIOR, M. S., FULLTON, L. K., ZHANG, C.-Y. y SCHAEFER, K. G. A HUBBLE SPACE TELESCOPE Survey for Resolved Companions of Planetary Nebula Nuclei. , vol. 118, páginas 488–508, 1999.
- CLARK, D. M., LÓPEZ, J. A., STEFFEN, W. y RICHER, M. G. A detailed spatiokinematic model of the multipolar planetary nebula NGC 7026. En *IAU Symposium*, vol. 283 de *IAU Symposium*, páginas 332–333. 2012.
- CLAYTON, G. C., KERBER, F., PIRZKAL, N., DE MARCO, O., CROWTHER, P. A. y FEDROW, J. M. V605 Aquilae: The Older Twin of Sakurai's Object. , vol. 646, páginas L69–L72, 2006.
- COHEN, M., HUDSON, H. S., ODELL, S. L. y STEIN, W. A. A study of the planetary nebulae Abell 30 and Abell 78. , vol. 181, páginas 233–245, 1977.
- CORRADI, R. L. M., GONÇALVES, D. R., VILLAVER, E., MAMPASO, A. y PERINOTTO, M. Knots in the Outer Shells of the Planetary Nebulae IC 2553 and NGC 5882. , vol. 542, páginas 861–869, 2000.
- CORRADI, R. L. M., SÁNCHEZ-BLÁZQUEZ, P., MELLEMA, G., GIAMMANCO, C. y SCHWARZ, H. E. Rings in the haloes of planetary nebulae. , vol. 417, páginas 637–646, 2004.
- CORRADI, R. L. M., SCHÖNBERNER, D., STEFFEN, M. y PERINOTTO, M. Ionized haloes in planetary nebulae: new discoveries, literature compilation and basic statistical properties. , vol. 340, páginas 417–446, 2003.
- DANEHKAR, A., FREW, D. J., PARKER, Q. A. y DE MARCO, O. Photoionization Models of the Eskimo Nebula: Evidence for a Binary Central Star . En *IAU Symposium* (editado por M. T. Richards y I. Hubeny), vol. 282 de *IAU Symposium*, páginas 470–471. 2012.
- DE KORTE, P. A. J., CLAAS, J. J., JANSEN, F. A. y MCKECHNIE, S. P. X-ray emission from the planetary nebula NGC 1360. *Advances in Space Research*, vol. 5, páginas 57–59, 1985.
- DE MARCO, O. y MOE, M. Common Envelope Evolution through Planetary Nebula Eyes. En *Planetary Nebulae as Astronomical Tools* (editado por R. Szczerba, G. Stasińska y S. K. Gorny), vol. 804 de *American Institute of Physics Conference Series*, páginas 169–172. 2005.
- DEGUCHI, S. Molecular envelopes of young and proto PNe (Invited Review). En *Planetary Nebulae* (editado por H. J. Habing y H. J. G. L. M. Lamers), vol. 180 de *IAU Symposium*, página 151. 1997.
- DENNERL, K. Charge Transfer Reactions. , vol. 157, páginas 57–91, 2010.
- DENNERL, K., ENGLHAUSER, J. y TRÜMPER, J. X-ray emissions from comets detected in the Röntgen X-ray satellite all-sky survey. *Science*, vol. 277, páginas 1625–1630, 1997.
- DIXON, W. V., SAHNOW, D. J., BARRETT, P. E., CIVEIT, T., DUPUIS, J., FULLERTON, A. W., GODARD, B., HSU, J.-C., KAISER, M. E., KRUK, J. W., LACOUR, S., LINDLER, D. J., MASSA, D., ROBINSON, R. D., ROMELFANGER, M. L. y SONNENTRUCKER, P. CalFUSE Version 3: A Data Reduction Pipeline for the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer. , vol. 119, páginas 527–555, 2007.

- DUERBECK, H. W. y BENETTI, S. Sakurai's Object—A Possible Final Helium Flash in a Planetary Nebula Nucleus. , vol. 468, página L111, 1996.
- EDER, J., LEWIS, B. M. y TERZIAN, Y. New OH/IR stars from color-selected IRAS sources - 1612 MHz observations. , vol. 66, páginas 183–207, 1988.
- ERCOLANO, B., BARLOW, M. J., STOREY, P. J., LIU, X.-W., RAUCH, T. y WERNER, K. Three-dimensional photoionization modelling of the hydrogen-deficient knots in the planetary nebula Abell 30. , vol. 344, páginas 1145–1154, 2003.
- EYRES, S. P. S., SMALLEY, B., GEBALLE, T. R., EVANS, A., ASPLUND, M. y TYNE, V. H. Strong helium 10830-Å absorption in Sakurai's object (V4334 Sgr). , vol. 307, páginas L11–L15, 1999.
- FABBIANO, G. X-Ray Emission and Extranuclear Activity in Galaxies. En *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings* (editado por E. J. A. Meurs y R. A. E. Fosbury), vol. 32 de *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, página 325. 1989.
- FELDMEIER, A., PULS, J. y PAULDRACH, A. W. A. A possible origin for X-rays from O stars. , vol. 322, páginas 878–895, 1997.
- FELDMEIER, J. J. Intracluster Planetary Nebulae. En *Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond* (editado por M. J. Barlow y R. H. Méndez), vol. 234 de *IAU Symposium*, páginas 33–40. 2006.
- FERLAND, G. J., KORISTA, K. T., VERNER, D. A., FERGUSON, J. W., KINGDON, J. B. y VERNER, E. M. CLOUDY 90: Numerical Simulation of Plasmas and Their Spectra. , vol. 110, páginas 761–778, 1998.
- FORD, H., PENG, E. y FREEMAN, K. Extragalactic Planetary Nebulae. En *The Dynamics, Structure History of Galaxies: A Workshop in Honour of Professor Ken Freeman* (editado por G. S. Da Costa, E. M. Sadler y H. Jerjen), vol. 273 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, página 41. 2002.
- FRANK, A., BALICK, B. y RILEY, J. Stellar wind paleontology - Shells and halos of planetary nebulae. , vol. 100, páginas 1903–1914, 1990.
- FREW, D. J. *Planetary Nebulae in the Solar Neighbourhood: Statistics, Distance Scale and Luminosity Function*. Tesis Doctoral, Department of Physics, Macquarie University, NSW 2109, Australia, 2008.
- FREW, D. J. y PARKER, Q. A. Towards a New Distance Scale and Luminosity Function for Nearby Planetary Nebulae. En *Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond* (editado por M. J. Barlow y R. H. Méndez), vol. 234 de *IAU Symposium*, páginas 49–54. 2006.
- GARCÍA-SEGURA, G. Three-dimensional Magnetohydrodynamical Modeling of Planetary Nebulae: The Formation of Jets, Ansaes, and Point-symmetric Nebulae via Magnetic Collimation. , vol. 489, página L189, 1997.

- GARCÍA-SEGURA, G., LANGER, N., RÓZYCZKA, M., FRANCO, J. y MAC LOW, M.-M. Hydrodynamics of ring nebulae: magnetic vs. non-magnetic hydro-models. En *Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies* (editado por K. A. van der Hucht, G. Koenigsberger y P. R. J. Eenens), vol. 193 de *IAU Symposium*, página 325, 1999.
- GARCÍA-SEGURA, G. y LÓPEZ, J. A. Three-dimensional Magnetohydrodynamic Modeling of Planetary Nebulae. II. The Formation of Bipolar and Elliptical Nebulae with Point-symmetric Structures and Collimated Outflows. , vol. 544, páginas 336–346, 2000.
- GARCÍA-SEGURA, G., LÓPEZ, J. A. y FRANCO, J. Late AGB Magnetic Cycles: Magnetohydrodynamic Solutions for the Hubble Space Telescope Planetary Nebula Rings. , vol. 560, páginas 928–933, 2001.
- GIESEKING, F., BECKER, I. y SOLF, J. High-velocity bipolar mass flow in the planetary nebula NGC 2392. , vol. 295, páginas L17–L20, 1985.
- GONÇALVES, D. R., CORRADI, R. L. M. y MAMPASO, A. Low-Ionization Structures in Planetary Nebulae: Confronting Models with Observations. , vol. 547, páginas 302–310, 2001.
- GREENSTEIN, J. L. Anomalous extinction in the planetary nebula Abell 30. , vol. 245, páginas 124–130, 1981.
- GROENEWEGEN, M. A. T. y LAMERS, H. J. G. L. M. The winds of O-stars. I - an analysis of the UV line profiles with the SEI method. , vol. 79, páginas 359–383, 1989.
- GRUENDL, R. A., CHU, Y.-H. y GUERRERO, M. A. Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Observations of Nebular O VI Emission from NGC 6543. , vol. 617, páginas L127–L130, 2004.
- GRUENDL, R. A., GUERRERO, M. A., CHU, Y.-H. y WILLIAMS, R. M. XMM-Newton Observations of the Bipolar Planetary Nebulae NGC 2346 and NGC 7026. , vol. 653, páginas 339–344, 2006.
- GUERRERO, M. A., CHU, Y.-H. y GRUENDL, R. A. ROSAT Observations of X-Ray Emission from Planetary Nebulae. , vol. 129, páginas 295–313, 2000.
- GUERRERO, M. A., CHU, Y.-H., GRUENDL, R. A. y MEIXNER, M. XMM-Newton detection of hot gas in the Eskimo Nebula: Shocked stellar wind or collimated outflows . , vol. 430, páginas L69–L72, 2005.
- GUERRERO, M. A., CHU, Y.-H., GRUENDL, R. A., WILLIAMS, R. M. y KALER, J. B. The Enigmatic X-Ray Point Sources at the Central Stars of NGC 6543 and NGC 7293. , vol. 553, páginas L55–L58, 2001.
- GUERRERO, M. A., CHU, Y.-H. y MIRANDA, L. F. Menzel 3: a Multipolar Nebula in the Making. , vol. 128, páginas 1694–1704, 2004.
- GUERRERO, M. A. y DE MARCO, O. Analysis of far-UV data of central stars of planetary nebulae: Occurrence and variability of stellar winds. , vol. 553, página A126, 2013.
- GUERRERO, M. A., GRUENDL, R. A. y CHU, Y.-H. Diffuse X-ray emission from the planetary nebula NGC 7009. , vol. 387, páginas L1–L5, 2002.



- GUERRERO, M. A. y MANCHADO, A. The Chemical Abundances of the Hydrogen-poor Planetary Nebulae A30 and A58. , vol. 472, página 711, 1996.
- GUERRERO, M. A., MANCHADO, A. y SERRA-RICART, M. K4-55: A Bipolar Planetary Nebula Observed near Pole-on. , vol. 456, página 651, 1996.
- GUERRERO, M. A., RAMOS-LARIOS, G. y MASSA, D. A FUSE View of Winds from the Central Stars of Planetary Nebulae. , vol. 27, páginas 210–213, 2010.
- HAMANN, W.-R. y GRÄFENER, G. Grids of model spectra for WN stars, ready for use. , vol. 427, páginas 697–704, 2004.
- HAMANN, W.-R. y KOESTERKE, L. Spectrum formation in clumped stellar winds: consequences for the analyses of Wolf-Rayet spectra. , vol. 335, páginas 1003–1008, 1998.
- HENRY, R. B. C., KWITTER, K. B. y BATES, J. A. A New Look at Carbon Abundances in Planetary Nebulae. IV. Implications for Stellar Nucleosynthesis. , vol. 531, páginas 928–941, 2000.
- HERALD, J. E. y BIANCHI, L. The winds of hydrogen-rich central stars of planetary nebulae. , vol. 417, páginas 2440–2464, 2011.
- HERWIG, F., BLÖCKER, T., LANGER, N. y DRIEBE, T. On the formation of hydrogen-deficient post-AGB stars. , vol. 349, páginas L5–L8, 1999.
- IBEN, I., JR., KALER, J. B., TRURAN, J. W. y RENZINI, A. On the evolution of those nuclei of planetary nebulae that experience a final helium shell flash. , vol. 264, páginas 605–612, 1983.
- IBEN, I., JR. y MACDONALD, J. The Born Again AGB Phenomenon. En *White Dwarfs* (editado por D. Koester y K. Werner), vol. 443 de *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, página 48. 1995.
- ICKE, V., PRESTON, H. L. y BALICK, B. The evolution of planetary nebulae. III - Position-velocity images of butterfly-type nebulae. , vol. 97, páginas 462–475, 1989.
- IPING, R. C., SONNEBORN, G. y CHU, Y.-H. O VI Emission from NGC7009, the Saturn Nebula. En *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, vol. 34 de *Bulletin of the American Astronomical Society*, página 1254. 2002.
- JACOBY, G. H. Unusual structure in the planetary nebulae Abell 30 and Abell 78. , vol. 91, páginas 754–760, 1979.
- JACOBY, G. H. y FORD, H. C. The hydrogen-depleted planetary nebulae Abell 30 and Abell 78. , vol. 266, páginas 298–308, 1983.
- JEFFERY, C. S. The ultraviolet properties of cool material ejected by hydrogen-deficient stars. , vol. 299, página 135, 1995.
- JONES, D., LLOYD, M., MITCHELL, D. L., POLLACCO, D. L., O'BRIEN, T. J. y VAYTET, N. M. H. Kinematics of the ring-like nebula SuWt 2. , vol. 401, páginas 405–410, 2010.

- KASTNER, J. H., BALICK, B., BLACKMAN, E. G., FRANK, A., SOKER, N., VRTÍLEK, S. D. y LI, J. A Compact X-Ray Source and Possible X-Ray Jets within the Planetary Nebula Menzel 3. , vol. 591, páginas L37–L40, 2003.
- KASTNER, J. H., MONTEZ, R., JR., BALICK, B. y DE MARCO, O. Serendipitous Chandra X-Ray Detection of a Hot Bubble within the Planetary Nebula NGC 5315. , vol. 672, páginas 957–961, 2008.
- KASTNER, J. H., MONTEZ, R., JR., BALICK, B., FREW, D. J., MISZALSKI, B., SAHAI, R., BLACKMAN, E., CHU, Y.-H., DE MARCO, O., FRANK, A., GUERRERO, M. A., LOPEZ, J. A., RAPSON, V., ZIJLSTRA, A., BEHAR, E., BUJARRABAL, V., CORRADI, R. L. M., NORDHAUS, J., PARKER, Q. A., SANDIN, C., SCHÖNBERNER, D., SOKER, N., SOKOLOSKI, J. L., STEFFEN, M., UETA, T. y VILLAVÉR, E. The Chandra X-Ray Survey of Planetary Nebulae (CHANPLANS): Probing Binarity, Magnetic Fields, and Wind Collisions. , vol. 144, página 58, 2012.
- KASTNER, J. H., SOKER, N., VRTILEK, S. D. y DGANI, R. Chandra X-Ray Observatory Detection of Extended X-Ray Emission from the Planetary Nebula BD +30°3639. , vol. 545, páginas L57–L59, 2000.
- KASTNER, J. H., VRTILEK, S. D. y SOKER, N. Discovery of Extended X-Ray Emission from the Planetary Nebula NGC 7027 by the Chandra X-Ray Observatory. , vol. 550, páginas L189–L192, 2001.
- KOHOUTEK, L. y KUEHL, D. *Catalogue of galactic planetary nebulae*. 2001.
- KREYSING, H. C., DIESCH, C., ZWEIGLE, J., STAUBERT, R., GREWING, M. y HASINGER, G. Extended X-ray emission from planetary nebulae. , vol. 264, páginas 623–628, 1992.
- KUDRITZKI, R. P., MENDEZ, R. H., PULS, J. y MCCARTHY, J. K. Winds in the atmospheres of central stars of Planetary Nebulae (Invited Review). En *Planetary Nebulae* (editado por H. J. Habing y H. J. G. L. M. Lamers), vol. 180 de *IAU Symposium*, página 64. 1997.
- KUDRITZKI, R. P., URBANEJA, M. A. y PULS, J. Atmospheres and Winds of PN Central Stars. En *Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond* (editado por M. J. Barlow y R. H. Méndez), vol. 234 de *IAU Symposium*, páginas 119–126. 2006.
- KWOK, S. Effects of stellar mass loss on the formation of planetary nebulae. En *Planetary Nebulae* (editado por D. R. Flower), vol. 103 de *IAU Symposium*, páginas 293–302. 1983.
- KWOK, S., PURTON, C. R. y FITZGERALD, P. M. On the origin of planetary nebulae. , vol. 219, páginas L125–L127, 1978.
- LATTER, W. B., DAYAL, A., BIEGING, J. H., MEAKIN, C., HORA, J. L., KELLY, D. M. y TIELENS, A. G. G. M. Revealing the Photodissociation Region: HST/NICMOS Imaging of NGC 7027. , vol. 539, páginas 783–797, 2000.
- LAWLOR, T. M. y MACDONALD, J. The mass of helium in white dwarf stars and the formation and evolution of hydrogen-deficient post-AGB stars. , vol. 371, páginas 263–282, 2006.
- LEAHY, D. A., ZHANG, C. Y. y KWOK, S. Two-temperature X-ray emission from the planetary nebula NGC 7293. , vol. 422, páginas 205–207, 1994.

- LEUENHAGEN, U., KOESTERKE, L. y HAMANN, W.-R. Analyses of PNNi with (WC) spectral type. , vol. 43, páginas 329–335, 1993.
- LISSE, C. M., DENNERL, K., ENGLHAUSER, J., HARDEN, M., MARSHALL, F. E., MUMMA, M. J., PETRE, R., PYE, J. P., RICKETTS, M. J., SCHMITT, J., TRUMPER, J. y WEST, R. G. Discovery of X-ray and Extreme Ultraviolet Emission from Comet C/Hyakutake 1996 B2. *Science*, vol. 274, páginas 205–209, 1996.
- LOPEZ, J. A., MEABURN, J., BRYCE, M. y HOLLOWAY, A. J. The Morphology and Kinematics of the Complex Polypolar Planetary Nebula NGC 2440. , vol. 493, página 803, 1998.
- LÓPEZ, J. A., RICHER, M. G., GARCÍA-DÍAZ, M. T., CLARK, D. M., MEABURN, J., RIESGO, H., STEFFEN, W. y LLOYD, M. The San Pedro Mártir Kinematic Catalogue of Galactic Planetary Nebulae. , vol. 48, páginas 3–7, 2012.
- LOPEZ, J. A., VAZQUEZ, R. y RODRIGUEZ, L. F. The Discovery of a Bipolar, Rotating, Episodic Jet (BRET) in the Planetary Nebula KJPN 8. , vol. 455, página L63, 1995.
- MANCHADO, A., GUERRERO, M. A., STANGHELLINI, L. y SERRA-RICART, M. *The IAC morphological catalog of northern Galactic planetary nebulae*. 1996.
- MARCOLINO, W. L. F., HILLIER, D. J., DE ARAUJO, F. X. y PEREIRA, C. B. Detailed Far-Ultraviolet to Optical Analysis of Four [WR] Stars. , vol. 654, páginas 1068–1086, 2007.
- MARTEN, H. y SCHOENBERNER, D. On the dynamical evolution of planetary nebulae. , vol. 248, páginas 590–598, 1991.
- MASTRODEMOS, N. y MORRIS, M. Bipolar Pre-Planetary Nebulae: Hydrodynamics of Dusty Winds in Binary Systems. II. Morphology of the Circumstellar Envelopes. , vol. 523, páginas 357–380, 1999.
- MEABURN, J. y LOPEZ, J. A. The Dramatic Kinematics of the Hydrogen-Deficient Planetary Nebula Abell 30. , vol. 472, página L45, 1996.
- MEABURN, J., LOPEZ, J. A., BRYCE, M. y REDMAN, M. P. Localised, high-speed flows within the hydrogen-deficient planetary nebula Abell 78. , vol. 334, páginas 670–677, 1998.
- MELLEMA, G. The gasdynamic evolution of spherical planetary nebulae. Radiation-gasdynamics of PNe III. , vol. 290, páginas 915–935, 1994.
- MELLEMA, G. On expansion parallax distances for planetary nebulae. , vol. 416, páginas 623–629, 2004.
- MELLEMA, G. y FRANK, A. Radiation gasdynamics of planetary nebulae - V. Hot bubble and slow wind dynamics. , vol. 273, páginas 401–410, 1995.
- MELLEMA, G. y LUNDQVIST, P. Stellar wind bubbles around WR and [WR] stars. , vol. 394, páginas 901–909, 2002.
- MENDEZ, R. H., KUDRITZKI, R. P., HERRERO, A., HUSFELD, D. y GROTH, H. G. High resolution spectroscopy of central stars of planetary nebulae. I - Basic atmospheric parameters and their interpretation. , vol. 190, páginas 113–136, 1988.

- MEWE, R., LEMEN, J. R. y VAN DEN OORD, G. H. J. Calculated X-radiation from optically thin plasmas. VI - Improved calculations for continuum emission and approximation formulae for nonrelativistic average Gaunt factors. , vol. 65, páginas 511–536, 1986.
- MILLER BERTOLAMI, M. M. y ALTHAUS, L. G. Full evolutionary models for PG 1159 stars. Implications for the helium-rich O(He) stars. , vol. 454, páginas 845–854, 2006.
- MILLER BERTOLAMI, M. M., ALTHAUS, L. G., SERENELLI, A. M. y PANEI, J. A. New evolutionary calculations for the born again scenario. , vol. 449, páginas 313–326, 2006.
- MIRANDA, L. F., GUERRERO, M. A. y TORRELLES, J. M. Multiwavelength Imaging and Long-Slit Spectroscopy of the Planetary Nebula NGC 6884: The Discovery of a Fast Precessing, Bipolar Collimated Outflow. , vol. 117, páginas 1421–1432, 1999.
- MIRANDA, L. F. y SOLF, J. Long-slit spectroscopy of the planetary nebula NGC 6543 - Collimated bipolar ejections from a precessing central source . , vol. 260, páginas 397–410, 1992.
- MISZALSKI, B., PARKER, Q. A., ACKER, A., BIRKBY, J. L., FREW, D. J. y KOVACEVIC, A. MASH-II: more planetary nebulae from the AAO/UKST H $\alpha$  survey. , vol. 384, páginas 525–534, 2008.
- MONTEZ, R., JR., DE MARCO, O., KASTNER, J. H. y CHU, Y.-H. X-ray Emission from the Binary Central Stars of the Planetary Nebulae HFG 1, DS 1, and LoTr 5. , vol. 721, páginas 1820–1828, 2010.
- MONTEZ, R., JR., KASTNER, J. H., DE MARCO, O. y SOKER, N. X-Ray Imaging of Planetary Nebulae with Wolf-Rayet-type Central Stars: Detection of the Hot Bubble in NGC 40. , vol. 635, páginas 381–385, 2005.
- MOOS, H. W., CASH, W. C., COWIE, L. L., DAVIDSEN, A. F., DUPREE, A. K., FELDMAN, P. D., FRIEDMAN, S. D., GREEN, J. C., GREEN, R. F., GRY, C., HUTCHINGS, J. B., JENKINS, E. B., LINSKY, J. L., MALINA, R. F., MICHALITSIANOS, A. G., SAVAGE, B. D., SHULL, J. M., SIEGMUND, O. H. W., SNOW, T. P., SONNEBORN, G., VIDAL-MADJAR, A., WILLIS, A. J., WOODGATE, B. E., YORK, D. G., AKE, T. B., ANDERSSON, B.-G., ANDREWS, J. P., BARKHOUSER, R. H., BIANCHI, L., BLAIR, W. P., BROWNSBERGER, K. R., CHA, A. N., CHAYER, P., CONARD, S. J., FULLERTON, A. W., GAINES, G. A., GRANGE, R., GUMMIN, M. A., HEBRARD, G., KRISS, G. A., KRUK, J. W., MARK, D., MCCARTHY, D. K., MORBEY, C. L., MUROWINSKI, R., MURPHY, E. M., OEGERLE, W. R., OHL, R. G., OLIVEIRA, C., OSTERMAN, S. N., SAHNOW, D. J., SAISSE, M., SEMBACH, K. R., WEAVER, H. A., WELSH, B. Y., WILKINSON, E. y ZHENG, W. Overview of the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Mission. , vol. 538, páginas L1–L6, 2000.
- MORRIS, M. Mechanisms for mass loss from cool stars. , vol. 99, páginas 1115–1122, 1987.
- MORRISON, R. y MCCAMMON, D. Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.03-10 keV. , vol. 270, páginas 119–122, 1983.
- ORIO, M., HARTMANN, W., STILL, M. y GREINER, J. An XMM-Newton Observation of Nova LMC 1995: A Bright Supersoft X-Ray Source. , vol. 594, páginas 435–442, 2003.

- OSKINOVA, L. M., HAMANN, W.-R., FELDMEIER, A., IGNACE, R. y CHU, Y.-H. Discovery of X-Ray Emission from the Wolf-Rayet Star WR 142 of Oxygen Subtype. , vol. 693, páginas L44–L48, 2009.
- OSTERBROCK, D. E. y FERLAND, G. J. Book Review: Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei (2ND Edition) / University Science Books, 2005. *Mercury*, vol. 35(1), página 010000, 2006.
- PARKER, A. y NORMAND, V. The spin glass-like dynamics of gelatin gels. *eprint arXiv:cond-mat/0306056*, 2003.
- PAULDRACH, A. W. A., HOFFMANN, T. L. y MÉNDEZ, R. H. Radiation-driven winds of hot luminous stars. XV. Constraints on the mass-luminosity relation of central stars of planetary nebulae. , vol. 419, páginas 1111–1122, 2004.
- PERINOTTO, M., KIFONIDIS, K., SCHOENBERNER, D. y MARTEN, H. Hydrodynamical models of planetary nebulae and the problem of abundance determinations. , vol. 332, páginas 1044–1054, 1998.
- PERINOTTO, M., SCHÖNBERNER, D., STEFFEN, M. y CALONACI, C. The evolution of planetary nebulae. I. A radiation-hydrodynamics parameter study. , vol. 414, páginas 993–1015, 2004.
- PHILLIPS, J. P. y RAMOS-LARIOS, G. Infrared Mapping of Four Interesting Planetary Nebulae. , vol. 133, páginas 347–355, 2007.
- PITTARD, J. M. *Mass-Loaded Flows*, página 245. 2007.
- POTTASCH, S. R. Book-Review - Planetary Nebulae - a Study of Late Stages of Stellar Evolution. , vol. 67, página 527, 1984.
- POTTASCH, S. R. IUE Observations of Post AGB Stars Which Show Spectrum Variation. En *IUE Proposal*, página 4424. 1992.
- POTTASCH, S. R. y BERNARD-SALAS, J. Abundances of planetary nebulae NGC 3242 and NGC 6369. , vol. 490, páginas 715–724, 2008.
- POTTASCH, S. R., BERNARD-SALAS, J., BEINTEMA, D. A. y FEIBELMAN, W. A. Abundances of Planetary Nebulae <ASTROBJ>IC 418, IC 2165 and NGC 5882</ASTROBJ> . , vol. 423, páginas 593–605, 2004.
- POTTASCH, S. R., BERNARD-SALAS, J. y ROELLIG, T. L. Abundances of planetary nebula NGC 2392. , vol. 481, páginas 393–400, 2008.
- RAUCH, T., FURLAN, E., KERBER, F. y ROTH, M. Survey of Large Planetary Nebulae in Decay. En *Asymmetrical Planetary Nebulae II: From Origins to Microstructures* (editado por J. H. Kastner, N. Soker y S. Rappaport), vol. 199 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, página 341. 2000.
- REED, D. S., BALICK, B., HAJIAN, A. R., KLAYTON, T. L., GIOVANARDI, S., CASERTANO, S., PANAGIA, N. y TERZIAN, Y. Hubble Space Telescope Measurements of the Expansion of NGC 6543: Parallax Distance and Nebular Evolution. , vol. 118, páginas 2430–2441, 1999.

- RICHER, M. G., LÓPEZ, J. A., GARCÍA-DÍAZ, M. T., CLARK, D. M., PEREYRA, M. y DÍAZ-MÉNDEZ, E. The Evolution of the Kinematics of Nebular Shells in Planetary Nebulae in the Milky Way Bulge. , vol. 716, páginas 857–865, 2010.
- ROZYCZKA, M. y FRANCO, J. Toroidal Magnetic Fields and the Evolution of Wind-driven Nebulae. , vol. 469, página L127, 1996.
- RUIZ, N., CHU, Y.-H., GRUENDL, R. A., GUERRERO, M. A., JACOB, R., SCHÖNBERNER, D. y STEFFEN, M. Detection of Diffuse X-Ray Emission from Planetary Nebulae with Nebular O VI. , vol. 767, página 35, 2013.
- RUIZ, N., GUERRERO, M. A., CHU, Y.-H. y GRUENDL, R. A. Physical Structure of the Planetary Nebula NGC 3242 from the Hot Bubble to the Nebular Envelope. , vol. 142, página 91, 2011.
- RUIZ, N., GUERRERO, M. A., CHU, Y.-H., GRUENDL, R. A., KWITTER, K. B. y MEIXNER, M. The Physical Structure of NGC 3242. En *Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond* (editado por M. J. Barlow y R. H. Méndez), vol. 234 de *IAU Symposium*, páginas 497–498. 2006.
- SAHAI, R. The Starfish Twins: Two Young Planetary Nebulae with Extreme Multipolar Morphology. , vol. 537, páginas L43–L47, 2000.
- SAHAI, R. Understanding Mass-Loss and the Late Evolution of Intermediate Mass Stars: Jets, Disks, Binarity, Dust, and Magnetic Fields. En *astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey*, vol. 2010 de *Astronomy*, página 256. 2009.
- SAHAI, R., CLAUSSEN, M., SÁNCHEZ CONTRERAS, C., MORRIS, M. y SARKAR, G. High-Velocity Interstellar Bullets in IRAS 05506+2414: A Very Young Protostar. , vol. 680, páginas 483–494, 2008.
- SAHAI, R., KASTNER, J. H., FRANK, A., MORRIS, M. y BLACKMAN, E. G. X-Ray Emission from the Pre-planetary Nebula Henize 3-1475. , vol. 599, páginas L87–L90, 2003.
- SAHAI, R. y TRAUGER, J. T. Multipolar Bubbles and Jets in Low-Excitation Planetary Nebulae: Toward a New Understanding of the Formation and Shaping of Planetary Nebulae. , vol. 116, páginas 1357–1366, 1998.
- SAHNOW, D. J., MOOS, H. W., AKE, T. B., ANDERSEN, J., ANDERSSON, B.-G., ANDRE, M., ARTIS, D., BERMAN, A. F., BLAIR, W. P., BROWNSBERGER, K. R., CALVANI, H. M., CHAYER, P., CONARD, S. J., FELDMAN, P. D., FRIEDMAN, S. D., FULLERTON, A. W., GAINES, G. A., GAWNE, W. C., GREEN, J. C., GUMMIN, M. A., JENNINGS, T. B., JOYCE, J. B., KAISER, M. E., KRUK, J. W., LINDLER, D. J., MASSA, D., MURPHY, E. M., OEGERLE, W. R., OHL, R. G., ROBERTS, B. A., ROMELFANGER, M. L., ROTH, K. C., SANKRIT, R., SEMBACH, K. R., SHELTON, R. L., SIEGMUND, O. H. W., SILVA, C. J., SONNEBORN, G., VACLAVIK, S. R., WEAVER, H. A. y WILKINSON, E. On-Orbit Performance of the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Satellite. , vol. 538, páginas L7–L11, 2000.
- SANDIN, C., STEFFEN, M., SCHOENBERNER, D., RUEHLING, U. y HAMANN, W. R. The role of thermal conduction in WR-type planetary nebulae. En *Asymmetric Planetary Nebulae 5 Conference*, página 53P. 2011.

- SAVAGE, B. D. y MATHIS, J. S. Observed properties of interstellar dust. , vol. 17, páginas 73–111, 1979.
- SCHMIDT-VOIGT, M. y KOPPEN, J. Influence of Stellar Evolution on the Evolution of Planetary Nebulae - Part Two - Confrontation of Models with Observations. , vol. 174, página 223, 1987.
- SCHÖNBERNER, D., JACOB, R., SANDIN, C. y STEFFEN, M. The evolution of planetary nebulae. VII. Modelling planetary nebulae of distant stellar systems. , vol. 523, página A86, 2010.
- SCHÖNBERNER, D., JACOB, R. y STEFFEN, M. The evolution of planetary nebulae. III. Internal kinematics and expansion parallaxes. , vol. 441, páginas 573–588, 2005a.
- SCHÖNBERNER, D., JACOB, R., STEFFEN, M., PERINOTTO, M., CORRADI, R. L. M. y ACKER, A. The evolution of planetary nebulae. II. Circumstellar environment and expansion properties. , vol. 431, páginas 963–978, 2005b.
- SCHÖNBERNER, D., STEFFEN, M. y WARMUTH, A. The modelling of the X-ray emission of planetary nebulae. En *Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond* (editado por M. J. Barlow y R. H. Méndez), vol. 234 de *IAU Symposium*, páginas 161–164. 2006.
- SCHWARZ, H. E., CORRADI, R. L. M. y MELNICK, J. A catalogue of narrow band images of planetary nebulae. , vol. 96, páginas 23–113, 1992.
- SEITTER, W. C. V 605 Aquilae - A star and a nebula with no hydrogen. *The Messenger*, vol. 50, páginas 14–17, 1987.
- SHAW, R. A. Magellanic Cloud Planetary Nebulae. En *Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond* (editado por M. J. Barlow y R. H. Méndez), vol. 234 de *IAU Symposium*, páginas 305–312. 2006.
- SHULL, J. M. y VAN STEENBERG, M. The ionization equilibrium of astrophysically abundant elements. , vol. 48, páginas 95–107, 1982.
- SOKER, N. Binary Progenitor Models for Bipolar Planetary Nebulae. , vol. 496, página 833, 1998.
- SOKER, N. Asymmetry and inhomogeneity in proto- and young planetary nebulae. , vol. 318, páginas 1017–1022, 2000.
- SOKER, N. Formation of Bipolar Lobes by Jets. , vol. 568, páginas 726–732, 2002.
- SOKER, N. y KASTNER, J. H. On the Luminosities and Temperatures of Extended X-Ray Emission from Planetary Nebulae. , vol. 583, páginas 368–373, 2003.
- SOKER, N. y LIVIO, M. Disks and jets in planetary nebulae. , vol. 421, páginas 219–224, 1994.
- SOKER, N., RAHIN, R., BEHAR, E. y KASTNER, J. H. Comparing Shocks in Planetary Nebulae with the Solar Wind Termination Shock. , vol. 725, páginas 1910–1917, 2010.
- SOKER, N., ZUCKER, D. B. y BALICK, B. The density profile of the elliptical planetary nebula NGC 3242. , vol. 104, páginas 2151–2160, 1992.

- SPITZER, L. *Physics of Fully Ionized Gases*. 1962.
- STEFFEN, M., SANDIN, C., JACOB, R. y SCHÖNBERNER, D. Modeling the diffuse X-ray emission of planetary nebulae with different chemical composition. En *IAU Symposium*, vol. 283 de *IAU Symposium*, páginas 215–218. 2012.
- STEFFEN, M., SCHÖNBERNER, D. y WARMUTH, A. The evolution of planetary nebulae. V. The diffuse X-ray emission. , vol. 489, páginas 173–194, 2008.
- STEFFEN, M., SZCZERBA, R. y SCHOENBERNER, D. Hydrodynamical models and synthetic spectra of circumstellar dust shells around AGB stars. II. Time-dependent simulations. , vol. 337, páginas 149–177, 1998.
- STEFFEN, W. y LÓPEZ, J. A. On the Velocity Structure in Clumpy Planetary Nebulae. , vol. 612, páginas 319–331, 2004.
- STEFFEN, W. y LÓPEZ, J. A. Morpho-kinematic modeling of planetary nebulae. En *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, vol. 26 de *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, páginas 30–31. 2006.
- SURENDIRANATH, R. y POTTASCH, S. R. Abundances in planetary nebulae: <ASTROBJ>NGC 6826</ASTROBJ> . , vol. 483, páginas 519–527, 2008.
- TARAFDAR, S. P. y APPARAO, K. M. V. Einstein X-ray observations of planetary nebulae and their implications. , vol. 327, páginas 342–346, 1988.
- TERZIAN, Y. Expansion distances of Planetary Nebulae (Invited Review). En *Planetary Nebulae* (editado por H. J. Habing y H. J. G. L. M. Lamers), vol. 180 de *IAU Symposium*, página 29. 1997.
- TINKLER, C. M. y LAMERS, H. J. G. L. M. Mass-loss rates of H-rich central stars of planetary nebulae as distance indicators . , vol. 384, páginas 987–998, 2002.
- TOALÁ, J. A., GUERRERO, M. A., CHU, Y.-H., GRUENDL, R. A., ARTHUR, S. J., SMITH, R. C. y SNOWDEN, S. L. X-Ray Emission from the Wolf-Rayet Bubble S 308. , vol. 755, página 77, 2012.
- TODT, H., HAMANN, W.-R. y GRÄFENER, G. Clumping in [WC]-type Central Stars from electron-scattering line wings. En *Clumping in Hot-Star Winds* (editado por W.-R. Hamann, A. Feldmeier y L. M. Oskinova), página 251. 2008.
- TWEEDY, R. W. y NAPIWOTZKI, R. The planetary nebula abandoned by its central star. , vol. 108, páginas 978–983, 1994.
- TYLENDÁ, R. Planetary nebulae with massive nuclei. I - Time-dependent photoionization models. , vol. 126, páginas 299–306, 1983.
- TYNE, V. H., EVANS, A., GEBALLE, T. R., EYRES, S. P. S., SMALLEY, B. y DUERBECK, H. W. Sakurai's Object (V4334 Sgr): evolution of the dust shell from 1999 to 2001. , vol. 334, páginas 875–882, 2002.



- VAN ALTENA, W. F., LEE, J. T. y HOFFLEIT, D. Yale Trigonometric Parallaxes Preliminary (van Altena+ 1991). *VizieR Online Data Catalog*, vol. 1174, página 0, 1995.
- VILLAVER, E., GARCÍA-SEGURA, G. y MANCHADO, A. Winds from Low Mass Stars: impact on the ISM. En *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series* (editado por G. Garcia-Segura, G. Tenorio-Tagle, J. Franco y H. W. Yorke), vol. 22 de *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, páginas 140–143. 2004.
- VILLAVER, E., MANCHADO, A. y GARCÍA-SEGURA, G. The Dynamical Evolution of the Circumstellar Gas around Low- and Intermediate-Mass Stars. II. The Planetary Nebula Formation. , vol. 581, páginas 1204–1224, 2002.
- VOLK, K. y KWOK, S. Dynamical evolution of planetary nebulae. , vol. 153, páginas 79–90, 1985.
- WALSH, J. R., WALTON, N. A., JACOBY, G. H. y PELETIER, R. F. Spectra of planetary nebulae in NGC 5128 (Centaurus-A). , vol. 346, páginas 753–763, 1999.
- WEAVER, R., MCCRAY, R., CASTOR, J., SHAPIRO, P. y MOORE, R. Interstellar bubbles. II - Structure and evolution. , vol. 218, páginas 377–395, 1977.
- WESSON, R., LIU, X.-W. y BARLOW, M. J. Physical conditions in the planetary nebula Abell 30. , vol. 340, páginas 253–263, 2003.
- WHEATON, W. A., DUNKLEE, A. L., JACOBSEN, A. S., LING, J. C., MAHONEY, W. A. y RADOCINSKI, R. G. Multiparameter linear least-squares fitting to Poisson data one count at a time. , vol. 438, páginas 322–340, 1995.
- YU, Y. S., NORDON, R., KASTNER, J. H., HOUCK, J., BEHAR, E. y SOKER, N. The X-Ray Spectrum of a Planetary Nebula at High Resolution: Chandra Gratings Spectroscopy of BD +30°3639. , vol. 690, páginas 440–452, 2009.
- ZHEKOV, S. A. y PERINOTTO, M. Complete models for the PN system: star, wind and nebula. , vol. 334, páginas 239–246, 1998.

*La única posibilidad de descubrir los límites de lo posible,  
es aventurarse un poco más de ellos,  
hacia lo imposible.*

*Arthur C. Clark*

