

DEPARTAMENTO DE ASTRONOMÍA, ASTROFÍSICA Y
QUÍMICA INORGÁNICA

ANÁLISIS ESPECTROSCÓPICO DE FRAGMENTOS
COMETARIOS Y ASTEROIDALES A SU ENTRADA EN LA
ATMÓSFERA TERRESTRE

JOSEP MARIA TRIGO I RODRÍGUEZ

UNIVERSITAT DE VALENCIA
Servei de Publicacions
2002

Aquesta Tesi Doctoral va ser presentada a València el dia 28 de Juny de 2002 davant un tribunal format per:

- Dr. D. Jesús Martínez Frías
- Dr. D. Alvaro López García
- Dr. D. Jiri Borovicka
- Dr. D. Alberto J. Castro Tirado
- Dr. D. José Luís Ortiz Moreno

Va ser dirigida per:

Prof. Dr Juan Fabregat Llueca y Dr Jordi Llorca Piqué

©Copyright: Servei de Publicacions
Josep Maria Trigo i Rodríguez

Depòsit legal:

I.S.B.N.:84-370-5597-0

Edita: Universitat de València
Servei de Publicacions
C/ Artes Gráficas, 13 bajo
46010 València
Spain
Telèfon: 963864115

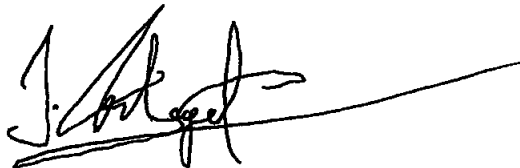
Tel: (34)-96-398 3611
Fax: (34)-96-398 3261
e-mail: juan@pleione.uv.es

JUAN FABREGAT
DEPARTAMENTO DE ASTRONOMÍA
UNIVERSIDAD DE VALENCIA
46100 BURJASSOT
SPAIN

Juan Fabregat Lluca, Doctor en Ciencias Físicas, Profesor Titular de Astronomía y Astrofísica del Departamento de Astronomía y Astrofísica de la Universidad de Valencia,

Certifica: Que la presente memoria con título "Análisis espectroscópico de fragmentos cometarios y asteroidales a su entrada en la atmósfera terrestre" ha sido realizada bajo su dirección por José María Trigo Rodríguez y que constituye su Tesis Doctoral para optar al grado de Doctor en Física.

Y para que conste a los efectos oportunos, firmo el presente certificado en París, a 19 de abril de 2002

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'J. Fabregat', with a long horizontal line extending to the right from the end of the signature.

Fdo.: Juan Fabregat

Tel: 93-4021235
Fax: 93-4907725
e-mail: jordi.llorca@qi.ub.es

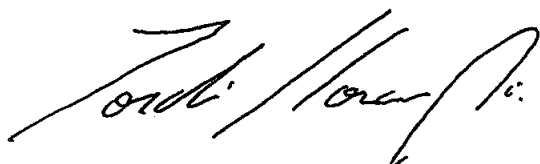
JORDI LLORCA PIQUÉ
DEPARTAMENTO DE QUÍMICA INORGÁNICA
UNIVERSIDAD DE BARCELONA
AVGDA. DIAGONAL 647
08028 BARCELONA

Jordi Llorca Piqué, Doctor en Ciencias Químicas, Investigador del Departament de Química Inorgànica de la Universitat de Barcelona,

Certifica: Que la presente memoria con título "Análisis espectroscópico de fragmentos cometarios y asteroidales a su entrada en la atmósfera terrestre" ha sido realizada bajo su dirección por José María Trigo Rodríguez y que constituye su Tesis Doctoral para optar al grado de Doctor en Física.

Y para que conste a los efectos oportunos, firmo el presente certificado.

Barcelona, a 19 de abril de 2002



Fdo.: Jordi Llorca Piqué

Per a Helena
en agraïment al seu suport
durant aquests anys
i en record de les hores compartides.
Aquell 18 de novembre de 1999
el cel caigué sobre nosaltres,
els estels fugaços vessaren
entre les estrelles la seva llum.
Només aquella pols d'enllà dels astres
sap del goig que compartim tots dos.

Foto portada: Bólide de magnitud -10 perteneciente al enjambre de las Leonidas aparecido el 17 de noviembre de 1997. Fotografía por Josep M^a Trigo desde Tossals de Borriol (Castelló).

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo es deudor del apoyo recibido de un gran número de personas que enumero a continuación en muestra de mi más sincero agradecimiento. Por una parte mi reconocimiento al Dr. Agustín Sánchez Lavega quien tras dirigir mi tesina sobre Júpiter y conocer de mi interés sobre los cuerpos menores me animó a emprender una tesis doctoral en este campo. Los Dres. Juan Fabregat y Jordi Llorca apoyaron esta idea y le dieron forma, animándome a desarrollar las áreas de trabajo sobre meteoros que aquí se describen. Los espectros de meteoros analizados en este trabajo fueron cedidos por los Dres. Jiri Borovicka, Znedek Ceplecha y Pavel Spurný (Observatorio de Ondrejov, Academia Checa de Ciencias), quienes además proporcionaron el software necesario para su estudio y para corroborar los cálculos de órbitas aquí realizados. El Dr. David Asher (Armagh Observatory) facilitó la evolución orbital de las Leonidas interceptadas por la Tierra en 1999. Asimismo, el Dr. James W. Young (Table Mountain Observatory) cedió las imágenes de la tormenta de Leonidas de 1966. El apoyo de los Dres. Joan Oró (Universidad de Houston), de Vicente Aguilera (*Departament de Ciències Experimentals, Universitat Jaume I*) y de la *Fundació Catalana per la Recerca* hicieron posible las estancias en el Observatorio de Ondrejov para recibir formación en esas áreas.

Respecto al instrumental empleado es preciso mencionar que las baterías de cámaras, los obturadores rotativos y el espectrógrafo fueron desarrollados bajo la supervisión e inestimable dirección del Dr. Hans Betlem (Universidad de Leiden). El primer obturador rotativo empleado para el cálculo de órbitas fue construido por Bertus van Gemeren. El trabajo de restauración y adaptación de la cámara espectral de gran campo F-24 al porta placas de 13×18 corrió a cargo de Francesc Llorca. El apoyo e interés del Dr. Alberto Castro-Tirado (INTA-LAEFF, CSIC) ha permitido el desarrollo de una iniciativa similar de estudio de trayectorias y órbitas de meteoros en Andalucía. Agradecer también a Juli Castellano Roig la participación en el desarrollo de software en Delphi aplicado al cálculo de trayectorias. La valiosa colaboración de varios astrónomos aficionados permitió obtener imágenes desde varias estaciones de los meteoros analizados en el apartado de cálculo de órbitas. En este sentido mostrar mi agradecimiento por las horas de sueño compartidas al otro lado de las cámaras con Paco Alcántara, Juli Castellano Roig, Ángela del Castillo, Julián Ruiz-Garrido, Antonio de Ugarte y Feliciano Villares. También agradecer a Joan Manuel Bullón y José Emilio Puche Vila sus enseñanzas durante mis comienzos en *l'Associació Valenciana d'Astronomia*, allá por 1985. Agradecer a mi esposa Maria Helena su apoyo en todos estos años en los que la astronomía implacablemente se ha convertido en el eje principal de nuestras vidas y a mi padre y hermano haberme suscitado desde joven el interés por la ciencia.



ÍNDICE

1. INTRODUCCIÓN	8
1.1. El origen de los meteoros	8
1.2. Antecedentes	15
1.2.1. Determinación de órbitas de meteoroides	15
1.2.2. Espectroscopia de meteoros	18
1.3. Objetivos de este trabajo	21
1.4. Bibliografía	23
2. CÁLCULO DE ÓRBITAS DE METEOROIDES	28
2.1. Metodología observacional	28
2.1.1. Monitorización del cielo	29
2.1.2. La elección de los centros comunes	29
2.1.3. El instrumental y obtención de imágenes	31
2.2. Reconstrucción de las trayectorias en la atmósfera	33
2.2.1. La proyección estereográfica	33
2.2.2. Coordenadas estándar y ecuatoriales	35
2.2.3. El método de las dependencias de Schlesinger	37
2.2.4. El método extendido	39
2.2.5. Cálculo del centro de placa mediante el método de simplex	41
2.2.6. Reconstrucción de la trayectoria real del meteoro en la atmósfera	44
2.2.7. Proyección de cualquier punto medido sobre la trayectoria promediada	48
2.2.8. La trayectoria en base a más de dos estaciones	51
2.2.9. Los cortes temporales del meteoro	53
2.2.10. Longitud, velocidad y deceleración como función del tiempo	54
2.2.11. Obtención de la densidad superficial reducida	55
2.2.12. Clasificación de los bólidos según las propiedades de los meteoroides progenitores	56
2.3. Determinación de la órbita del meteoróide	58
2.3.1. El cálculo de los elementos orbitales	58
2.3.2. La asociación con cuerpos menores: el criterio de Southworth-Hawkins	63
2.4. Determinación de flujos espaciales de los enjambres a partir de fotografía	65
2.4.1. El área subtendida en el nivel meteórico	66
2.4.1. El cálculo de la densidad numérica espacial y la densidad de flujo	68
2.5. Resultados	70
2.5.1. Un ejemplo de astrometría: la Gemínida G1	71
2.5.2. Trayectorias y órbitas	75
2.5.3. Flujos espaciales de enjambres a partir de fotografía	78

2.6.	Discusión	80
2.6.1.	Trayectorias, radiantes y órbitas	80
2.6.1.1.	Leonidas 1999	81
2.6.1.2.	Perseidas	89
2.6.1.3.	Otros enjambres y esporádicos	91
2.6.2.	Flujos espaciales del enjambre de las Leonidas	92
2.7.	Conclusiones	94
2.7.1.	El cálculo de trayectorias y elementos orbitales	94
2.7.2.	El cálculo de flujos espaciales	96
2.8.	Bibliografía	97
3.	ESPECTROSCOPIA DE METEOROS	104
3.1.	Fundamentos teóricos	104
3.1.1.	El origen de los espectros meteóricos	104
3.1.2.	El método del equilibrio térmico	107
3.2.	Metodología observacional	109
3.2.1.	Los elementos dispersores	109
3.2.2.	Obtención de espectros meteóricos	114
3.3.	Procesado de espectros	116
3.3.1.	El escaneado de los espectros	116
3.3.2.	La identificación de las líneas espectrales	118
3.3.3.	La calibración absoluta de los espectros	120
3.3.4.	El ajuste de las abundancias químicas	125
3.3.5.	Diferentes tiempos de exposición	126
3.3.6.	Cálculo de la intensidad teórica de las líneas	127
3.3.7.	El equilibrio térmico como aproximación al cálculo de abundancias químicas	131
3.3.8.	Determinación de parámetros físicos y abundancias	134
3.4.	Análisis de los espectros estudiados	137
3.4.1.	Espectros de bólidos esporádicos	137
3.4.1.1.	El espectro SPO1	137
3.4.1.2.	El espectro SPO2	144
3.4.1.3.	Los espectros SPO3 y SPO3r	146
3.4.1.4.	El espectro SPO4	150
3.4.2.	Espectro de una Gemínida (GEM)	152
3.4.3.	Espectro de una Leónida (LEO)	155
3.4.4.	Espectro de una Andromedida (AND)	158
3.4.5.	Espectros de Perseidas	161
3.4.5.1.	La Perseida PER1	161
3.4.5.2.	La Perseida PER2	163
3.4.5.3.	La Perseida PER3	165

3.4.5.4. La Perseida PER4	167
3.4.5.5. La Perseida PER5	169
3.4.6. Espectro de una Kappa Cígnida	171
3.5. Discusión	174
3.5.1. Los componentes del espectro meteórico	174
3.5.2. La saturación de las líneas	177
3.5.3. Análisis de abundancias relativas al silicio	179
3.5.3.1. Sodio	181
3.5.3.2. Magnesio	185
3.5.3.3. Calcio	186
3.5.3.4. Titanio	188
3.5.3.5. Cromo	189
3.5.3.6. Manganeseo	190
3.5.3.7. Hierro	191
3.5.3.8. Cobalto	192
3.5.3.8. Níquel	192
3.5.4. Abundancias a partir de espectros de prisma y de red	193
3.5.5. Cocientes de interés cosmoquímico	194
3.5.4.1. Los cocientes Na/Ca y Mg/Ca	195
3.5.4.2. El cociente Mg/Na	197
3.5.4.3. El cociente Fe/Na	199
3.5.4.4. El cociente Mg/Fe	200
3.5.4.5. El cociente Fe/Ni	201
3.5.5. Abundancias vs. altura y temperatura	202
3.5.5.1. Evolución en función de la altura del bólido SPO1	204
3.5.5.2. Evolución en función de la altura del bólido SPO4	206
3.5.5.3. Evolución en función de la altura del bólido AND	208
3.5.5.4. Evolución en función de la altura del bólido LEO	210
3.5.5.5. Evolución en función de la altura del bólido PER3	211
3.5.5.6. Evolución en función de la altura del bólido PER4	213
3.5.6. Los elementos refractarios: evidencias de volatilización incompleta	214
3.5.7. Diagramas ternarios	216
3.5.8. Presencia de materia orgánica	220
3.5.9. Detección de especies moleculares en los espectros	222
3.5.10. Líneas fuera de equilibrio	224
3.6. Conclusiones	225
3.6.1. Determinación de abundancias a partir de espectros meteóricos	225
3.6.2. Abundancias químicas de meteoroides comparadas a otros cuerpos del Sistema Solar	231
3.7. Bibliografía	234
Apéndice 1: Ejemplos de ajuste del espectro sintético	240
Apéndice 2: Espectros calibrados y sintéticos en los tramos más brillantes	254



CAPÍTULO 1:

INTRODUCCIÓN

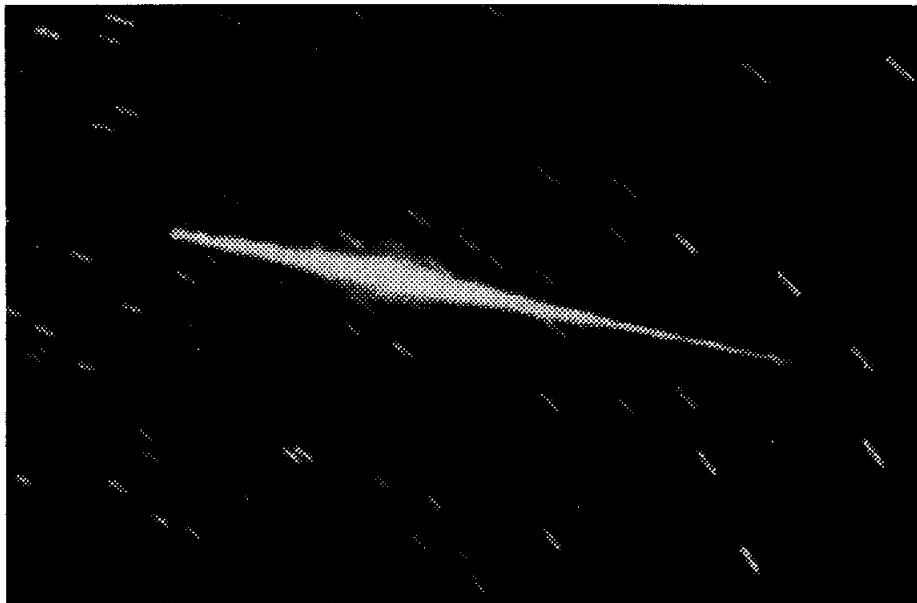


Figura. Bólido de magnitud -9 perteneciente al enjambre de las Perseidas aparecido el 12 de agosto de 1993. Foto del autor.

CONTENIDOS DEL CAPÍTULO 1

1. INTRODUCCIÓN	8
1.1. El origen de los meteoros	8
1.2. Antecedentes	15
1.2.1. Determinación de órbitas de meteoroides	15
1.2.2. Espectroscopia de meteoros	18
1.3. Objetivos de este trabajo	21
1.4. Bibliografía	23

1. INTRODUCCIÓN.

1.1. EL ORIGEN DE LOS METEOROS.

Nuestro planeta adquiere a diario materia interplanetaria. Por término medio, se calcula que al cabo de un año la Tierra acumula entre 40 y 200 toneladas de material procedente del espacio (Hughes, 1993), el cual está formado fundamentalmente por restos sólidos de cometas y asteroides. Con el fin de uniformizar criterios en 1961 el comité de nomenclatura de la Unión Astronómica Internacional definió en Berkeley (California) un *meteoroides* como un objeto sólido moviéndose en el espacio interplanetario, de un tamaño considerablemente más pequeño que un asteroide pero bastante mayor que un átomo (Hughes, 1993). Aquellos cuerpos cuya masa supera unos 10^7 kg que, para las densidades usuales, corresponde a menos de diez metros de radio, se denominan genéricamente asteroides. Al incidir sobre la atmósfera terrestre a las velocidades en que surcan el medio interplanetario los meteoroides producen el fenómeno luminoso que recibe el nombre de *meteoro*. Los meteoros cuya luminosidad supera la del planeta Venus (magnitud estelar -4) son denominados bólidos o bolas de fuego (en los países anglosajones reciben el nombre de *fireballs*).

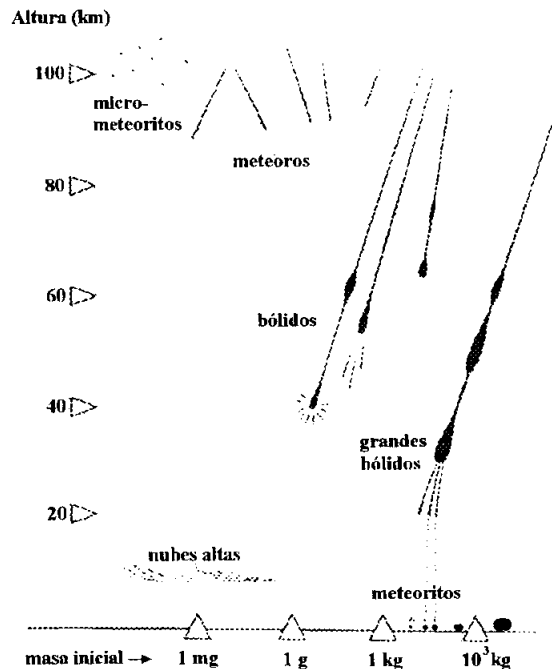


Figura 1.1.- Los meteoroides que inciden en la atmósfera originan diferentes fenómenos dependiendo de su masa y velocidad. Aquellas partículas con una masa entorno a la millonésima de gramo no originan trazos luminosos, sedimentando lentamente hacia la superficie terrestre. Las partículas mayores producen los meteoros y aquellas cuya masa supere unas decenas de gramos originan los denominados bólidos. Adaptado de Rendtel et al. (1995).

Generalmente, aquellos meteoroides con una masa en torno a un centenar de kilogramos pueden sobrevivir parcialmente a su entrada en la atmósfera, recibiendo el nombre de *meteoritos* cuando alcanzan la superficie terrestre (Ceplecha et al., 1998). También alcanzan la superficie terrestre los *micrometeoritos*, partículas de dimensiones submilimétricas.

Los meteoroides interceptados por la Tierra son tan solo una pequeña parte de los que orbitan alrededor del Sol, concretamente aquellos cuyas órbitas cortan el plano de la eclíptica a una Unidad Astronómica (abreviadamente U.A.) del Sol. Éstos se encuentran dispersos formando lo que se denomina la nube zodiacal de meteoroides cuya estructura toroidal se muestra en la figura 1.2 y cuya masa se estima en $(3\pm 1)\cdot 10^{17}$ Kg (Hughes, 1996). La inestabilidad de tal nube de meteoroides ya fue puesta de manifiesto por F. Whipple (1967) que estudió la dinámica de tales partículas en su giro alrededor del Sol. El número de revoluciones que los meteoroides pueden completar es limitado como consecuencia de la deceleración orbital introducida por varios procesos, entre ellos: la presión de radiación solar, las perturbaciones planetarias y las colisiones entre las propias partículas (Hughes, 1993). Como consecuencia de tales procesos los meteoroides tienden a perder velocidad orbital e ir cayendo hacia el Sol en tiempos de vida en torno a los 100.000 años, aunque es fuertemente dependiente de la masa individual de cada meteoroides (Whipple, 1967; Grün et al., 1985; Olsson-Steel, 1986).

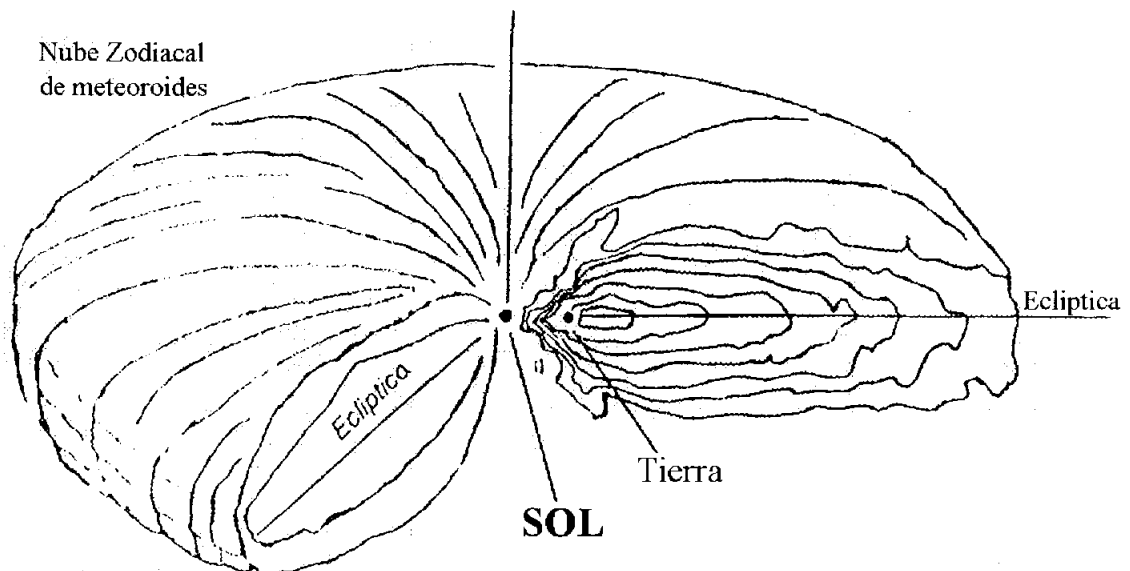


Figura 1.2.- La distribución espacial de meteoroides alrededor del Sol permite hablar de la existencia de una nube zodiacal. A pesar de la caída constante de este material hacia el Sol, la nube se regenera a partir de la degradación de cometas y asteroides. Adaptada de Hughes (1996).

A pesar del sumidero que supone la caída de meteoroides hacia el Sol la presencia de tal nube zodiacal puede ser explicada debido al constante desprendimiento de partículas de las superficies de cometas y asteroides (Dermott et al., 1994; Jenniskens, 1998). En el histograma de la figura 1.3 se muestra la distribución de las partículas en función de su origen, mostrándose la contribución de cada uno de estos componentes (Hughes, 1993). Hasta el momento la única manera de estudiar el origen de los meteoroides, su distribución en el espacio interplanetario y su composición química en un amplio rango de masa es analizar las trayectorias ionizadas que producen al entrar en la atmósfera terrestre, bien por técnicas fotográficas o radio (Whipple, 1954). Esto es así pues la inmensa mayoría de tales partículas se desintegran por completo en la atmósfera, mucho antes de llegar al suelo (Ceplecha et al., 1998).

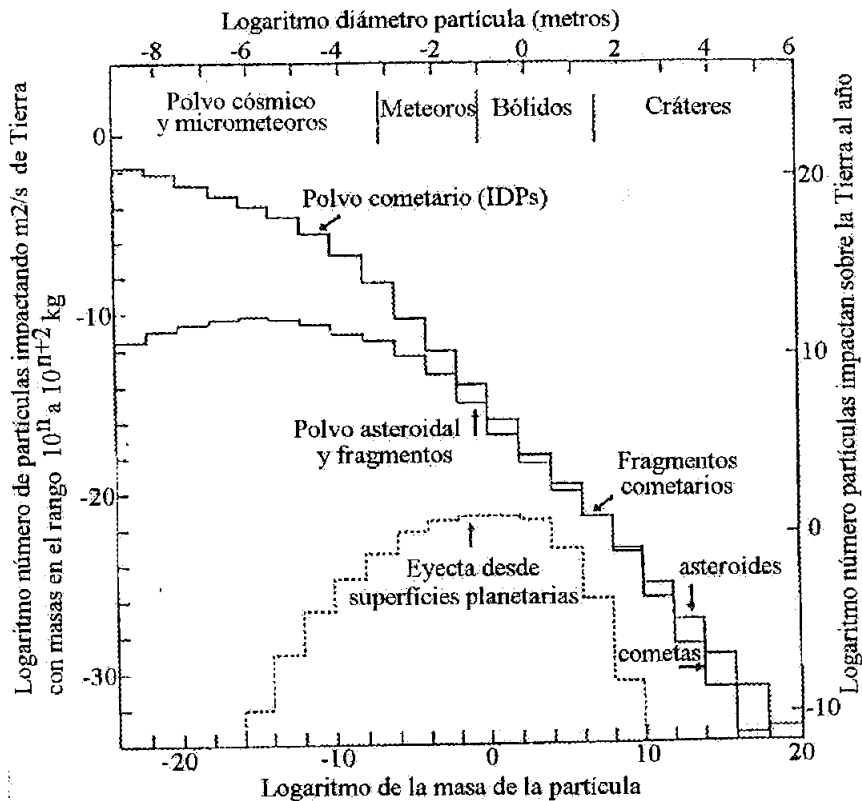


Figura 1.3.- Histograma que representa el logaritmo del número de partículas en el rango de masas 10^n y 10^{n+2} kg que inciden sobre la Tierra anualmente. Se muestran los tres componentes de tal flujo: cometario, asteroidal y eyecta desde superficies planetarias. Adaptado de (Hughes, 1993).

Los fenómenos luminosos producidos al entrar en la atmósfera tales cuerpos son denominados genéricamente *meteoros*. El interés del estudio de los meteoros radica en que a partir de estos rastros luminosos registrados desde varias estaciones sobre la superficie terrestre se puede inferir la órbita del meteoroides y, a partir de esta, conocer su origen en el Sistema Solar. Además, obteniendo espectros de tales meteoros, se

pueden deducir algunas propiedades físicas del proceso de entrada así como las abundancias químicas relativas de los meteoroides incidentes. Ambos estudios permiten relacionar los meteoroides con el resto de objetos del Sistema Solar, aún cuando no sobrevivan al proceso de volatilización en la atmósfera.

Un meteoro se produce cuando un meteoroides entra bruscamente en la atmósfera terrestre, penetrando en ella a velocidades del orden de varias decenas de km/s. De hecho, la velocidad de entrada en la atmósfera de los meteoroides es variable dependiendo de la geometría del encuentro con la Tierra. Dado que la velocidad orbital de los meteoroides en su marcha alrededor del Sol está comprendida entre unos pocos km/s hasta 42 km/s (velocidad de escape heliocéntrica) y que la velocidad orbital media de la Tierra es de unos 30 km/s, las velocidades geocéntricas permitidas se encuentran en el intervalo de 11,2 km/s (meteoroides atraído por la gravedad terrestre con velocidad inicial nula) y 72,9 km/s. La velocidad máxima indicada corresponde a un choque frontal en el que el meteoroides sea acelerado por la gravedad terrestre: $\sqrt{72^2 + 11,2^2} = 72,9 \text{ Km/s}$. Así, las velocidades de entrada mayores corresponderán a los meteoroides que encuentran frontalmente a la Tierra y las menores a aquellos que incidan sobre nuestro planeta en sentido opuesto a su movimiento orbital (véase figura 1.4).

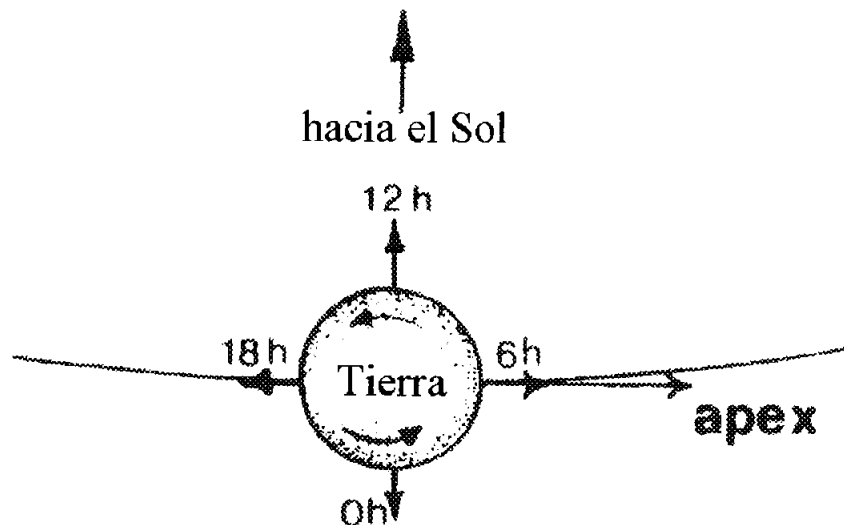


Figura 1.4.- La velocidad geocéntrica del meteoroides es función de la geometría del encuentro con la Tierra. Los meteoroides que encuentren la Tierra frontalmente en dirección a su ápex poseerán velocidades geocéntricas superiores. Adaptado de Roggemans (1987).

La geometría y consiguiente velocidad con la que los meteoroides inciden sobre la Tierra depende directamente de la órbita que sigan alrededor del Sol. Las llamadas

lluvias de meteoros se producen precisamente cuando la Tierra intercepta el material dispersado a lo largo de la órbita de un cometa o un asteroide. Durante unos días la Tierra barre las partículas dispersas en el llamado enjambre de meteoroides. Como consecuencia se puede contemplar desde la superficie terrestre la entrada en trayectorias paralelas de tales partículas. Esto produce que todos los meteoros parezcan provenir de un misma región del cielo, denominada radiante (veáse figura 1.5)

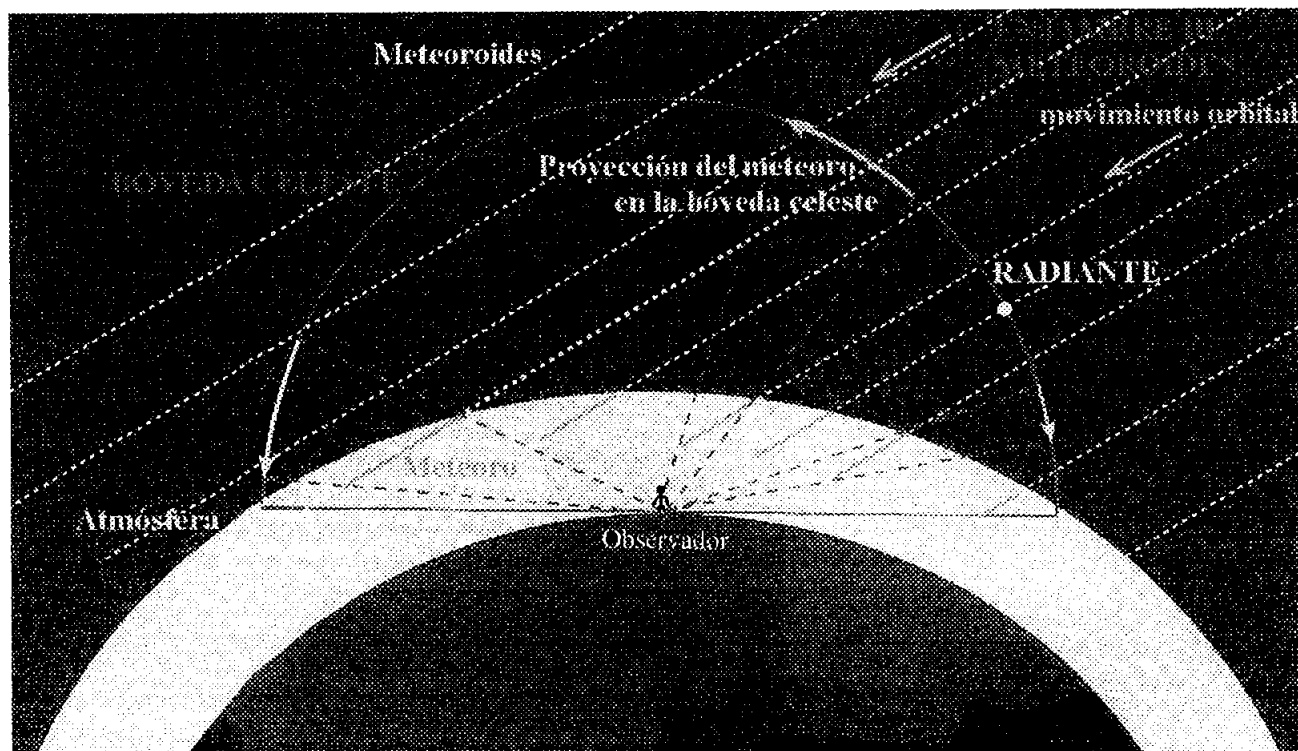


Figura 1.5.- Meteoroides con un origen común inciden sobre la Tierra desde órbitas prácticamente idénticas. La geometría con que se observan los meteoros en la atmosfera induce a que todos parezcan provenir del radiante. Por perspectiva, los meteoros que aparezcan a menor distancia angular del radiante presentarán una longitud aparente y velocidad angular menor.

Los enjambres de meteoroides con mayor densidad espacial de partículas son producidos por cometas (Jenniskens, 1994). Al aproximarse al Sol las superficies heladas de estos objetos son calentadas por la luz solar y subliman, liberando el polvo presente en la matriz de hielos. Las imágenes de la sonda espacial Giotto del núcleo del cometa 1P/Halley dan muestra de los violentos procesos que impulsan las partículas debido a los inmensos chorros de gas que se producen en las llamadas regiones activas del núcleo (Jessberger, 1988). Las partículas que adquieren suficiente impulso y logran escapar del campo gravitatorio del núcleo cometario pasan a describir una órbita heliocéntrica que difiere de la del cometa por dos motivos fundamentales: la diferente velocidad orbital dependiendo de la geometría en que haya sido expulsada y debido a la

presión de la radiación solar que es especialmente relevante para los meteoroides más pequeños (Jenniskens, 1998). Estos procesos tienden a que los meteoroides se dispersen en órbitas internas a su cuerpo progenitor formando el enjambre de meteoroides (figura 1.6). Tales enjambres al ser interceptados dan origen a las lluvias de meteoros anualmente visibles desde la Tierra. En algunas ocasiones la Tierra también intercepta densas estelas de polvo (en inglés *dust trails*) de reciente emisión desde cometas que producen lluvias de meteoros muy intensas (Jenniskens, 1995). Algunas de estas cortinas fueron observadas en el infrarrojo por el satélite IRAS (Kresak, 1993).

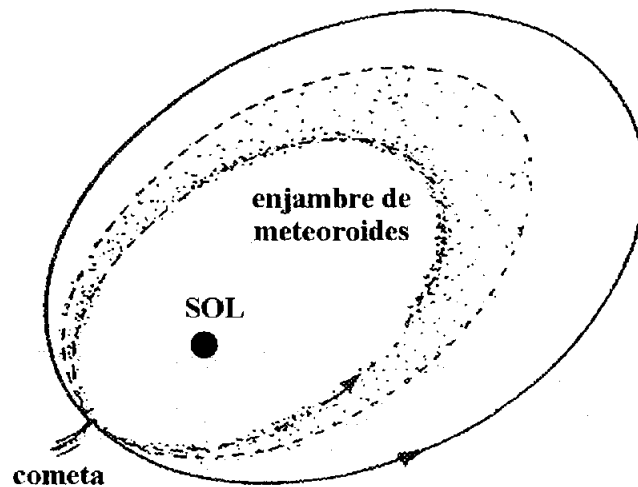


Figura 1.6.- Representación esquemática de un enjambre de meteoroides. Las velocidades de emisión diferenciada y generalmente inferior a la del cometa con que abandonan los meteoroides su cuerpo engendrador hace se dispersen dentro de la órbita del cometa. Adaptado de Rendtel et al. (1995)

Los meteoros constituyen la mejor prueba de la constante entrada de materia interplanetaria a la Tierra. El origen de tales fenómenos luminosos es el desgaste de las capas externas del meteoroides por fusión, erosión y vaporización inducida por su movimiento a gran velocidad a través de la atmósfera, un proceso conocido genéricamente como *ablación*. El material desprendido del meteoroides tiende a excitarse e ionizarse como consecuencia de las colisiones con los constituyentes de la atmósfera de lo cual se produce la emisión de luz. Generalmente, la altura media a la que comienza la ionización corresponde a la termosfera inferior, unos 90 Km sobre la superficie terrestre. En realidad esta altura de inicio de la ionización depende de la velocidad del meteoroides y, en menor medida, de la composición de cada partícula incidente. En esa región la temperatura superficial alcanza unos 2.200 K y la superficie del meteoroides comienza a fundirse, generando una cortina de vapor caliente alrededor del cuerpo que forma una columna ionizada tras de sí debido al rápido movimiento de la partícula

incidente (véase figura 1.7). Esta columna luminosa, el meteoro en sí, comienza a formarse cuando las interacciones con los componentes de la atmósfera terrestre se hacen suficientemente frecuentes para que se genere tras del meteoróide una cortina de plasma densa y luminosa (Öpik, 1958). En ella los átomos excitados emitirán luz en procesos de recombinación o desexcitación que permitirán hacerla visible desde la superficie terrestre a varios cientos de kilómetros de distancia (Ceplecha et al, 1998).

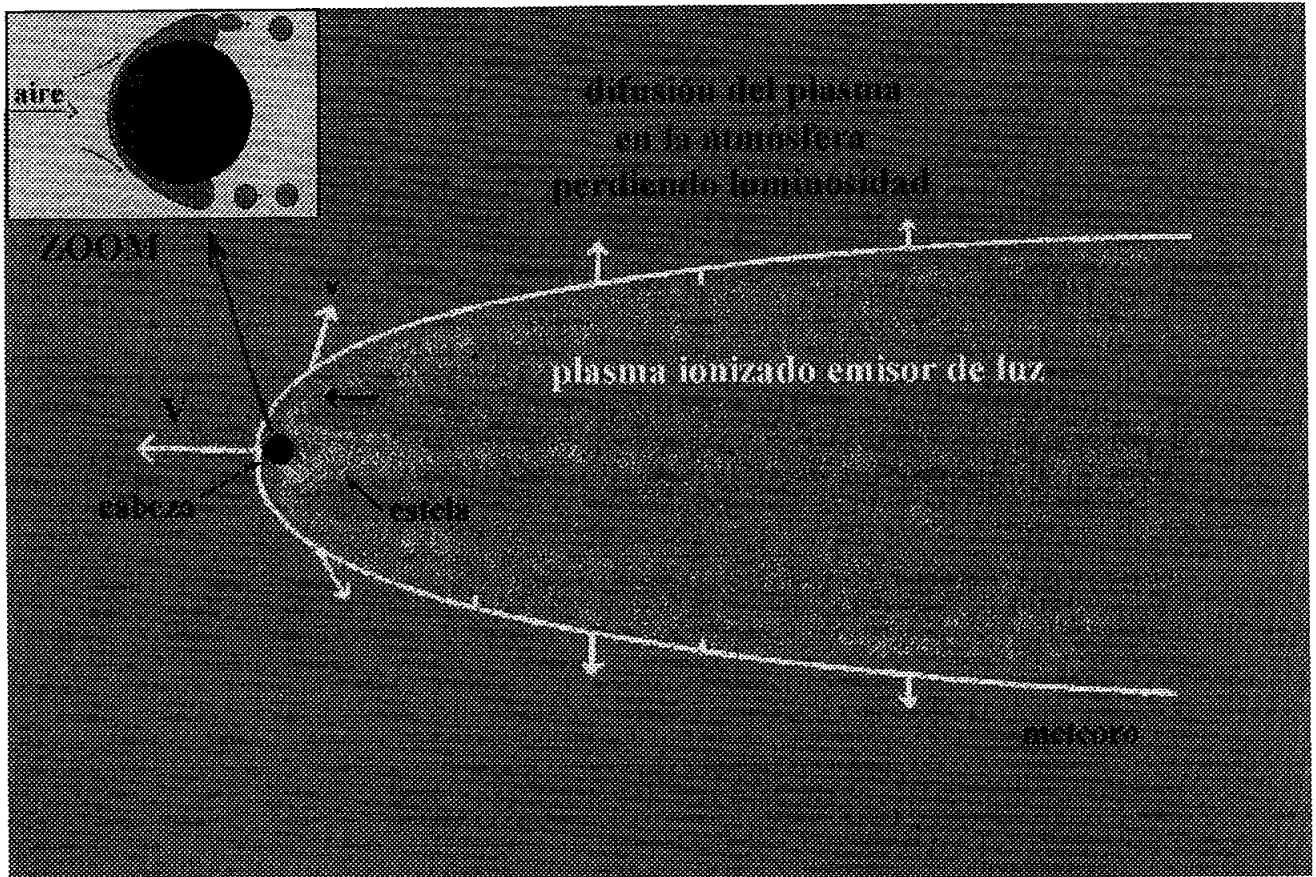


Figura 1.7. La formación de la columna meteórica, mostrando sus partes principales: cabeza, cabellera y estela.

Resulta destacable mencionar que algunos meteoroides de dimensiones submilimétricas y bajas velocidades geocéntricas pueden ser desacelerados en la termosfera mucho antes de que su superficie alcance el punto de evaporación. En esa región el meteoróide se decelera suficientemente como para que no se produzca la ablación. Sin la aparición del régimen de evaporación no se produce la columna de vapor caliente y por tanto no se produce el meteoro. Tales meteoroides se suelen frenar por completo en la mesosfera y, sometidos a la gravedad terrestre, sedimentan lentamente hasta alcanzar la superficie de la Tierra (Ceplecha et al., 1998). Tal deposición suave y anónima en la atmósfera es característica de las llamadas partículas de polvo interplanetario, también llamadas IDPs (abreviación de *Interplanetary Dust Particles*).

Tales partículas presumiblemente proceden de los cometas y tienen diámetros típicos entre 5 a 50 micras, siendo capturadas intencionadamente por vez primera en los años setenta como fruto de un programa liderado por D. Brownlee (Brownlee, 1985; Sandford 1988). Las IDPs están formadas por una mezcla de componentes fuera del equilibrio químico que sugieren que no han sido sometidas de manera intensa a procesos de alteración. Esto apoya la idea de que representen material muy primitivo (Llorca y Casanova, 1998).

1.2. ANTECEDENTES.

1.2.1. DETERMINACIÓN DE ÓRBITAS DE METEOROIDES.

Debido a la altura en que se producen los meteoros en la atmósfera, para un observador situado en la superficie terrestre el fenómeno parece transcurrir entre las estrellas mismas al proyectarse sobre la bóveda celeste. Esta pérdida de perspectiva hizo que el fenómeno meteórico fuese interpretado como producido entre las estrellas mismas. Por esta razón durante milenios los meteoros fueron relacionados con la caída de estrellas, recibiendo el nombre de *estrellas fugaces*. Todavía en pleno siglo XVIII existían opiniones controvertidas que sugerían un origen terrestre para los meteoros, arguyendo que eran meramente fenómenos atmosféricos similares a descargas eléctricas. Serían los estudiantes J.F. Benzenberg y H.W. Brandes quienes realizasen en 1798 el primer experimento para demostrar el origen extraterrestre de los meteoros, observando varios desde dos estaciones (Brandes, 1825). A pesar de estos estudios, todavía a mediados del siglo XIX Alexander Von Humboldt dudó del origen extraterrestre de los meteoros en su libro *Kosmos* (1845), basándose en la observación que realizó desde Sudamérica de la tormenta de Leónidas de 1833. A pesar de ello, nuevos trabajos desde múltiples estaciones dirigidos por A. Quetelet (1841) corroboraron la naturaleza extraterrestre de los meteoros.

La periodicidad de las tormentas de Leónidas durante el siglo XIX, coincidentes con el periodo orbital del cometa 55P/ Tempel-Tuttle, así como el retorno año tras año en el mes de agosto de las Perseidas hizo pensar en el origen extraterrestre de los meteoros, aunque hasta 1863 se mantuvieron ciertas dudas sobre su posible origen atmosférico. Fue H.A. Newton (1863) en base a anteriores observaciones quien concluyó que las Leónidas fueron causadas por el paso de la Tierra a través de un enjambre de partículas en órbita alrededor del Sol. Un año después predijo una nueva tormenta para 1866 que, de hecho, se pudo contemplar desde América del Norte, convirtiéndose en una gran victoria de la astronomía observacional. En 1867 Kirkwood sugirió que estos enjambres de partículas eran los restos de cometas desintegrados. En ese mismo año Peters, Schiaparelli y von Oppolzer concluyeron independientemente que la órbita del cometa 55P/ Tempel-Tuttle era similar a la de las Leónidas. Muy interesado en este campo, Schiaparelli siguió investigando en él, identificando en 1871 que la órbita promedio de las Perseidas también

era muy similar a la del cometa 109P/ Swift-Tuttle. Posteriormente William F. Denning inició sobre 1860 un control exhaustivo de la actividad meteórica que mantuvo durante 65 años de su vida. Sus constantes observaciones visuales y el entusiasmo que desprendía en sus artículos sobre meteoros, inspiraron y reforzaron el estudio científico de este campo, llevando a la elaboración del primer catálogo exhaustivo de radiantes (Denning, 1889).

Pero el estudio preciso de las órbitas de meteoroides empezó mucho más tarde, bien entrado el siglo XX. Fue entonces cuando comenzaron a desarrollarse en todo el mundo redes fotográficas dedicadas al estudio de meteoros que, eventualmente, permitieron localizar meteoritos tras registrar los bólidos que produjeron al entrar en la atmósfera. El primer programa fotográfico sistemático fue el *Harvard Meteor Project* organizado por Fred L. Whipple. Se mantuvo en activo entre 1936 y 1951 usando cámaras Super-Schmidt extraordinariamente luminosas con las que monitorizaron la actividad meteórica a lo largo del año (Whipple, 1938). Posteriormente tomó el relevo un programa en doble estación iniciado en el Observatorio de Ondrejov en 1951 promovido por Znedek Cepelcha. El 7 de abril de 1959 fotografiaron el bólido Pribam de magnitud -19 del que, tras modelizar la trayectoria, recuperaron cuatro fragmentos del meteoroide progenitor cerca de Praga. Era la primera vez que se obtenía una órbita detallada de un meteorito, permitiendo demostrar que su origen estaba en el cinturón de asteroides del Sistema Solar. Este magnífico resultado permitió potenciar la red haciendo que en 1963 se empezase a monitorizar regularmente todas las noches despejadas en Checoslovaquia. En 1968 la Red Checoslovaca se extendió hasta Alemania con la importante ayuda de varios grupos amateurs. Desde entonces la red ha seguido su expansión a Bélgica, Holanda, Suiza y Austria. En la actualidad ésta se conoce como *European Fireball Network* y comprende 36 estaciones fotográficas que cubren un área cercana al millón de km^2 . Hoy en día únicamente esta área en Europa central está cubierta por una red fotográfica, sin embargo entre los años sesenta y setenta llegaron a estar activas otras dos iniciativas de este tipo en Estados Unidos y Canadá (McCrosky et al., 1971; Halliday et al., 1996). En 1964 el Smithsonian Astrophysical Observatory instaló dieciséis estaciones alrededor de Nebraska constituyendo así llamada *Prairie Network*, que cubría un radio de unos 500 km. Después de diez años de funcionamiento continuo se fotografiaron centenares de meteoros y se recuperó el meteorito Lost City, cerca de Oklahoma, en enero de 1970. Otro meteorito fue recuperado en 1977 en Innisfree, cerca de Alberta, merced al trabajo del *Meteorite Observation and Recovery Project (MORP)* una red fotográfica similar operativa en Canadá entre 1971 y 1985. Las órbitas de otros meteoritos han sido obtenidas con mucha menor precisión a partir de observaciones visuales, como en el caso de los meteoritos de Farmington (Kansas) y Dhajala (India). En octubre de 1992 se registró casualmente en vídeo la caída del meteorito Peekskill, no muy lejos de Nueva York.

Recientemente el pasado 18 de enero de 2000 cayó alrededor de Tagish Lake, Canadá, un meteorito muy particular. La masa del meteoroide que originó el meteorito antes de entrar en la atmósfera fue de unas 200 toneladas y su tamaño entre 4 y 8 m de diámetro. Su espectacular recorrido atmosférico, a una velocidad geocéntrica de unos 15 km/s, fue registrado por varios satélites militares y visto por centenares de personas en British Columbia, Yukón y Alaska. Con estos datos se reconstruyó su órbita heliocéntrica, comprobándose su procedencia en el cinturón principal de asteroides (Brown et al., 2000).

Otro evento excepcional ocurrió el 6 de mayo de 2000 cuando en pleno mediodía los habitantes de la República Checa, Polonia y Eslovaquia se sorprendieron ante una brillante bola de fuego que recorrió el cielo centroeuropeo. Un equipo liderado nuevamente por Z. Ceplecha reconstruyó en base a tres filmaciones casuales la trayectoria atmosférica y órbita heliocéntrica del meteorito. En la localidad checa de Moravka fue visto caer un fragmento y posteriormente se recuperaron tres más en los alrededores. Cabe destacar que en todos los casos los meteoritos recuperados pertenecen a la familia de las condritas ordinarias. Los afelios orbitales de los meteoroides progenitores están situados en el cinturón principal de asteroides (Ceplecha, 1987).

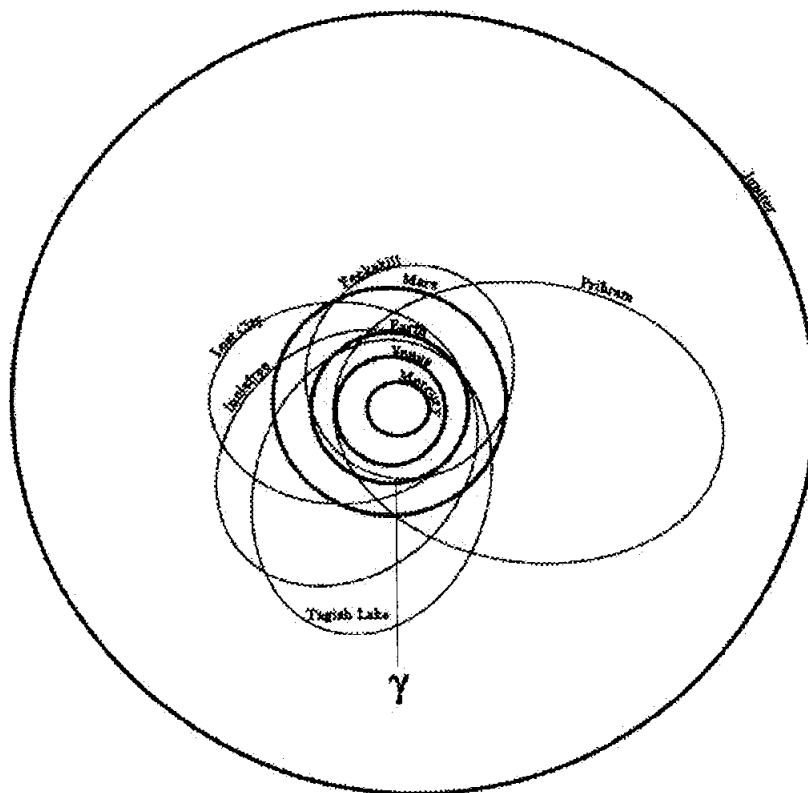


Figura 1.8. - Órbitas heliocéntricas de los meteoritos descritos en el texto. Como se aprecia todos tienen su afelio situado entre Marte y Júpiter, en el cinturón principal de asteroides. Adaptado de Brown et al. (2000).

El interés del cálculo de órbitas radica pues en que son realmente escasos los datos orbitales de bólidos. De hecho el principal registro de ellos, situado en el *IAU Meteor Data Center* en Lund (Lindblad, 1991; Lindblad y Steel, 1994) contiene sólo unas 6.000 órbitas ópticas (obtenidas a partir de imágenes fotográficas o vídeo de alta precisión). Además fueron mayoritariamente obtenidas entre los años sesenta y setenta por lo que es especialmente útil obtener información reciente sobre las partículas incidentes sobre la Tierra en la actualidad (Williams, 1993). Además de esos datos ópticos se conocen cerca de 62.000 órbitas obtenidas mediante radar, generalmente de menor precisión pero que junto a las ópticas constituyen nuestro mejor conocimiento de la distribución orbital de meteoroides en el rango de 100 μm hasta 0,1 m (Ceplecha et al., 1998).

En España se ha establecido desde 1997 una red fotográfica operativa a lo largo del año para registrar meteoros. Con esa finalidad se creó la Red de Investigación sobre Bólidos y Meteoritos, un proyecto de investigación a partir del cual se han recopilado imágenes en doble estación algunas de las cuales han sido analizadas en esta tesis. De experiencias similares era conocido que el mantenimiento regular de la actividad de una red fotográfica depende en gran medida de los recursos humanos disponibles. Por este motivo, como ya se hizo en redes anteriores, en esta red española se ha apostado por la participación de astrónomos aficionados para la monitorización de la actividad meteórica (Trigo et al., 2001).

1.2.2. ESPECTROSCOPIA DE METEOROS.

La espectroscopia estudia la absorción, emisión o dispersión de la radiación electromagnética por átomos o moléculas. La radiación electromagnética cubre un amplio rango de longitudes de onda, desde las ondas de radio hasta los rayos gamma. Esta radiación procede de átomos o moléculas que pueden estar en todo tipo de condiciones astrofísicas. Los métodos convencionales en espectroscopia consisten en dispersar la luz de la fuente en estudio según sus longitudes de onda, midiendo después la intensidad de las líneas o bandas que están presentes en el espectro registrado. Con esta finalidad nacieron los espectrógrafos, instrumentos que constan esencialmente de un sistema dispersor y de un sistema de registro o detector. El sistema dispersor utilizado puede ser una red de difracción, un prisma o un interferómetro. Como sistema de registro se suelen emplear películas fotográficas aunque en los últimos tiempos se han impuesto por su versatilidad las imágenes digitales generadas a partir de la luz registrada por el chip de una cámara CCD (acrónimo de *Charge Coupled Devices*), también llamados dispositivos de carga acoplada.

Los métodos experimentales de la espectroscopia empezaron a desarrollarse en la región visible del espectro electromagnético cuando el ojo fue usado como detector por Bunsen y Kirchhoff. Ambos desarrollaron en 1860 el primer espectroscopio de prisma con la finalidad de usarlo como instrumento analítico. Las primeras aplicaciones fueron analizar en detalle el espectro de emisión de la llama de diversos gases o del mismo Sol. El espectro visible del hidrógeno atómico fue observado primeramente en el espectro solar y en descargas eléctricas en hidrógeno molecular, siendo Balmer en 1885 el que ajustó las series resultantes de líneas en una fórmula que proporcionaría las longitudes de onda características de la que más tarde se llamaría *Serie de Balmer*. El estudio científico de los espectros permitió identificar nuevas series de líneas cuya necesidad de explicación e interpretación rigurosa indujo al desarrollo de la física cuántica.

La identificación de varias líneas espectrales en el Sol y su asociación a diversos elementos químicos supuso un descubrimiento que marcaría el inicio de la astrofísica. De este modo el análisis espectroscópico se convirtió a finales del siglo XIX en un método crucial para el estudio de los cuerpos celestes. En los primeros tiempos su desarrollo fue paralelo al de la astrofotografía que, en placas, proporcionaba un soporte ideal para el registro de los espectros. Así nacieron los primeros espectrógrafos, cuyos registros permitieron el análisis de los espectros a posteriori. Tal análisis podía ser detallado, reproducible y verificable por los diferentes equipos de investigación que crecieron rápidamente. Los primeros programas espectroscópicos intensivos de estrellas brillantes comenzaron a desarrollarse en la última década del siglo XIX. Precisamente en 1897 Pickering del *Harvard College Observatory* registró el primer espectro fotográfico de un meteoro desde Arequipa (Perú). En aquella ocasión el registro fue meramente casual pues transcurrió durante un programa espectrográfico estelar. Posteriormente en el Observatorio de Moscú sería S. N. Blajko quien desarrollase el primer programa espectroscópico de meteoros, obteniendo tres de calidad entre 1904 y 1907. Nuevos espectros casuales fueron registrados en las siguientes dos décadas hasta que el Dr. Peter Millman (Harvard Observatory) se interesase en 1931 en estudiar los ocho espectros conocidos hasta entonces. Al darse cuenta del interés intrínseco de estos espectros en el estudio de la aportación de material interplanetario a la Tierra decidió desarrollar un programa continuo en Canadá. A partir de los años treinta acontecieron importantes mejoras en el estudio espectroscópico de los meteoros inicialmente obtenidos mediante prismas y emulsiones fotográficas de pobre calidad y limitada sensibilidad. En los años cincuenta las primeras redes de difracción se imponían sobre los prismas, además de aparecer películas que ampliaban su rango espectral más allá del rango visible con longitudes de onda más amplio que iban desde los 3100 Å hasta 9000 Å. En los años sesenta Z. Ceplecha desarrolló un programa intensivo de registro de espectros en el Observatorio de Ondřejov (República Checa) paralelamente al cálculo en múltiple estación para calcular las órbitas de los meteoroides. Finalmente en los años

setenta comenzaron a aplicarse sistemas de televisión equipados con intensificadores de imagen para el estudio de meteoros débiles. El registro en vídeo permite ver la evolución del meteoro en secuencias muy breves lo que ha supuesto un importante avance respecto a la fotografía que proporciona una imagen única donde se superponen los espectros de la cabeza, cabellera y la estela persistente del meteoro (véase figura 1.7).

Los espectros de meteoros consisten en líneas de emisión atómicas junto a bandas moleculares. Existen identificaciones exhaustivas de estas líneas que han sido realizadas por diversos autores. Por ejemplo, algunos de los análisis más detallados corresponden a los trabajos de Halliday (1961) sobre varios meteoros del enjambre meteórico de las Perseidas, el realizado por Cepelcha (1971) de un bólido esporádico con una velocidad geocéntrica de 32 km/s, el realizado por Cook et al. (1971) que proporciona un excelente análisis de dos Perseidas y finalmente el trabajo realizado por Borovicka (1993) sobre otro bólido con velocidad geocéntrica de 18 km/s. Estos estudios se centraron en el rango visible aunque otros autores como Millman y Halliday (1961) registraron espectros de Perseidas o incluso de Oriónidas (Halliday, 1987) en el infrarrojo cercano hasta unos 9000 Å. También Halliday (1969) y Harvey (1973) han observado líneas en el ultravioleta, hasta una longitud de onda de unos 3.100 Å.

El análisis de los espectros meteóricos radica en la medida de intensidades de las líneas atómicas. En función de la mayor o menor intensidad de estas líneas se puede deducir de modo aproximado la abundancia de los diferentes componentes en la columna ionizada o meteoro. Por lo tanto, de los espectros de meteoros se puede deducir la composición de los meteoroides que inciden en la atmósfera con una aproximación razonable como veremos en la sección 3. Si a eso le unimos el hecho de que estos rastros pueden registrarse desde varias estaciones y calcular sus órbitas heliocéntricas, podemos obtener importante información sobre el origen y la composición de cuerpos más grandes de los que se hayan desprendido, tales como cometas o asteroides.

Millman fue uno de los primeros científicos en darse cuenta del gran potencial de este campo. En 1972, comparando espectros de Dracónidas con otros simulados en laboratorio hizo un avance significativo en el estudio científico de los espectros meteóricos, dándose cuenta que en ese caso concreto las líneas observadas evidenciaban una composición similar a un tipo de meteoritos muy común denominados condritas (Millman, 1972). Posteriormente G.A. Harvey (1973) y K. Nagasawa (1978) realizaron diversos análisis considerando que los meteoros son objetos ópticamente delgados. Ello significa que trataron los espectros meteóricos como resultado de una emisión pura sin considerar ningún proceso de autoabsorción. Este último proceso es importante cuando la columna de gas ionizado se hace suficientemente densa como para impedir que toda la luz la abandone. Sin embargo considerar que no existe autoabsorción en meteoros

brillantes resulta una burda aproximación como demostró Z. Ceplecha (1964). Este autor, analizando los espectros de varios bólidos, dedujo que tales procesos de autoabsorción eran importantes para todos aquellos meteoros más brillantes de magnitud +5 en el visible. Para tales meteoros la columna de gas ionizado se hace lo suficientemente densa para que no toda la luz emitida pueda abandonar la zona radiante sino que sea parcialmente absorbida. Recientemente J. Borovicka (1993) utilizó la línea de Fe de 3720 Å que, por ser resonante posee un espesor óptico independiente de la temperatura. Con esa consideración recalculó la densidad de Fe necesaria en la columna meteórica para que apareciese el fenómeno de autoabsorción. Tal procedimiento dio como resultado una magnitud mínima de +3 en el rango visible, en buen acuerdo con los resultados previos de Ceplecha.

En el trabajo de J. Borovicka (1993) sobre un bólido fotografiado por la *European Fireball Network* se realizó una importante aportación asumiendo que en la región radiante del bólido existía el equilibrio térmico y considerando además la corrección por autoabsorción por primera vez. De este modo este autor desarrolla un modelo teórico que ajusta por mínimos cuadrados a las intensidades relativas de las líneas espectrales observadas (Borovicka, 1994). Este método permite comparar un espectro sintético con la intensidad de las líneas observadas con sólo ajustar los parámetros libres del modelo (entre ellos la temperatura y la densidad de átomos en la columna meteórica). De tal comparación se podrán deducir las abundancias químicas aproximadas en la columna de gas meteórico como describiremos en la sección 3 de este trabajo.

1.3. OBJETIVOS DE ESTE TRABAJO.

Los meteoritos recuperados en la superficie terrestre y las partículas de polvo cósmico capturadas en la estratosfera son los cuerpos que, obviamente, proporcionan mayor información sobre la naturaleza de los meteoroides puesto que permiten ser analizados con las más modernas y sofisticadas técnicas de análisis físico y químico (Llorca, 1990). Ocurre, no obstante, que la tasa de recuperación de tales objetos es relativamente baja y se desconoce (salvo en algún caso puntual) sus elementos orbitales, con lo que resulta imposible relacionar con certeza la naturaleza del objeto con su procedencia (Ceplecha et al. 1998; Taylor et al., 1998). Los meteoros, en cambio, permiten una aproximación mixta al estudio de los meteoroides y, por extensión, del medio interplanetario. Por un lado la fotografía de su trayectoria desde diferentes estaciones permite calcular con relativa exactitud su órbita y procedencia. Paralelamente, el registro fotográfico del espectro óptico del meteoro permite evaluar su composición química. El estudio combinado de espectros y órbitas de los cuerpos asociados permite profundizar en las intrincadas relaciones entre familias de asteroides, cometas y clases de meteoritos (Borovicka, 1998).

En este trabajo se persiguen dos objetivos principales:

1º Calcular con precisión mediante el registro fotográfico de meteoros las trayectorias en la atmósfera de meteoros y, determinando sus velocidades geocéntricas, reconstruir sus órbitas heliocéntricas. Obteniendo la órbita de los meteoroides se puede determinar su origen y posible parentesco con otros cuerpos del Sistema Solar, proporcionando datos de gran interés para estudiar la evolución de estas partículas y la dinámica de la materia interplanetaria (Marsden, 1970). Así pues en el capítulo 2 se describe pormenorizadamente el procedimiento y cálculos realizados para la reducción de las fotografías y el cálculo de los elementos orbitales. El registro de los meteoros ha requerido de la construcción de baterías fotográficas para cubrir el cielo desde varias estaciones sobre la superficie terrestre. Además ha sido necesario desarrollar software para planificar las observaciones, reducir las imágenes y calcular las trayectorias en la atmósfera y las órbitas heliocéntricas de los meteoroides. Las más de veinte órbitas obtenidas dan muestra de la viabilidad de este tipo de estudios (Trigo et al., 2001)

2º Analizar espectros de meteoros, obteniendo los parámetros físicos de la columna meteórica. En el capítulo 3 se analizan los espectros de varios bólidos obtenidos desde el Observatorio de Ondrejov (República Checa) entre 1961 y 1989 siguiendo el método desarrollado por J. Borovicka (1993). Los resultados obtenidos permiten analizar los cocientes de abundancias químicas de los meteoroides progenitores, comparándolos entre sí y con otros cuerpos del Sistema Solar. El principal objetivo de esta última parte es caracterizar a partir de tales espectros el proceso de desintegración de meteoroides en la atmósfera, analizando las temperaturas alcanzadas, la emisión diferencial de los principales elementos químicos y determinar, con la mayor precisión posible, sus abundancias químicas.

El interés de ambos objetivos radica en que la mayoría de meteoroides no sobreviven a su brusco encuentro con la atmósfera siendo por tanto incapaces de llegar a la superficie terrestre en forma de meteoritos que puedan ser analizados. Por una parte, de la información orbital se deduce el origen y parentesco de los meteoroides con otros cuerpos y, por otra, del estudio espectral se profundiza en las abundancias químicas de tales partículas. Además, a partir de los espectros se deducen las temperaturas y densidades del plasma generado alrededor del meteoroides durante su brusca entrada en la atmósfera terrestre. Esto último constituye un eslabón directo con los procesos degradativos que sufre la materia interplanetaria al entrar en la atmósfera de un planeta, pudiendo generar información de gran valor en el campo de la astrobiología (Jenniskens et al., 2000; Rietmeijer, 2002).

1.4. BIBLIOGRAFÍA

- Borovicka J. (1993) "A fireball spectrum analysis", *Astronomy & Astrophysics* 279, págs.627-645.
- Borovicka J. (1994) "Line identifications in a fireball spectrum", *Astronomy & Astrophysics* 103, págs.83-96.
- Borovicka J., (1998) "Meteor spectra: possible link between meteorite classes and asteroid families", in *Proceedings of the Congress Seventy-Five Years of Hirayama Asteroid Families*, ASP Conference Series, vol.63, pp.186-191.
- Brandes H.W. (1825) "Beobachtungen ubre die Sternschnuppen, angestellt von mehreren Naturforschern", *Unterhaltungen für Freunde der Physik und Astronomie* 1, Leipzig.
- Brown P., A.R. Hildebrand, M.E. Zolensky, M. Grady, R.N. Clayton, T.K. Mayeda, E. Tagliaferri, R. Spaulding, N.D. MacRae, E.L. Hoffman, D.W. Mittlefehldt, J.F.Wacker, J.A. Bird, M.D. Campbell, R. Carpenter, H. Gingerich, M. Glatiotis, E. Greiner, M.J. Mazur, P.J.A. McCausland, H. Plotkin, T.R. Mazur. (2000) "The fall, recovery, orbit, and composition of the Tagish Lake Meteorite: a new type of carbonaceous chondrite", *Science* vol. 290, págs. 320-325.
- Brownlee D.E. (1985) "Cosmic dust: collection and research", *Annual Review Earth & Planetary Science* 13, págs.147-173.
- Ceplecha Z., (1964) "Study of a bright meteor flare by means of emission curve of growth", *Bulletin Astronomical Institute Czechoslovaquia* 15, págs. 102-112.
- Ceplecha Z., (1971) "Spectral data on terminal flare and wake of double station meteor no.38421", *Bulletin Astronomical Institute Czechoslovaquia* 22, págs. 219-304.
- Ceplecha Z., (1987), "Geometric, dynamic, orbital and photometric data on meteoroids from photographic fireball networks", *Bull. Astron.Inst.Czechosl.* 38, págs. 222-234.
- Ceplecha Z., J. Borovicka, W.G. Elford, D.O. ReVelle, R.L. Hawkes, V. Porubcan & M. Simek, (1998), "Meteor phenomena and bodies", *Space Science Reviews* 84, págs.327-471.
- Cook A.F., I. Halliday & P. Millman (1971) "Photometric analysis of spectrograms of two Perseid meteors", *Canadian Journal of Physics* 49, págs. 1738-1749.
- Denning W.F., (1889) "General catalogue of the radiant points of meteoric showers and of fireballs and shooting stars observed at more than one station", *Mem. Roy. Astronomical Society* 53, págs.202-292.
- Dermott S.F., D.D. Durda, B.A.S. Gustafson, S. Jarayaman, J.C. Liou & Y.L. Xu, (1994) "Zodiacal dust bands", en *Asteroids, Comets and Meteors 1993*, edited by A.Milani et al., págs. 127-142.
- Grün E., H.A. Zook, H. Fechtig & R.H. Giese, (1985) "Collisional balance of the meteoritic complex", *Icarus* 62, págs.244-272.
- Halliday I., (1961) "A study of spectral line identifications in Perseid meteor spectra", *Publ. Dominion Observatory Ottawa* 25 (1), págs. 3-16.
- Halliday I., (1969) "A study of ultraviolet meteor spectra", *Publ. Dominion Observatory Ottawa* 25 (12), págs. 315-322.
- Halliday I., (1987) "The spectra of meteors from Halley's comet", *Astronomy & Astrophysics* 187, págs. 921-924.
- Halliday I., A.A. Griffin & A.T. Blackwell (1996); "Detailed data for 259 fireballs from the Canadian camera network and inferences concerning the influx of large meteoroids", *Meteoritics & Planetary Science* 31, págs.185-217.

- Harvey G.A., (1973) "Elemental abundance determinations for meteors by spectroscopy", *Journal Geophysics Research* 78, págs. 3913-3926.
- Hughes D., (1993) "Meteoroids: an overview", in *Meteoroids and their parent bodies*, Proceedings of the International Astronomical Symposium held at Smolenice, Slovakia, Ed. J.Stohl & I.P. Williams, págs. 15-28.
- Hughes D., (1996) "The size, mass and evolution of the Solar System Dust Cloud", *Q. Journal Royal Astronomical Society* 37, págs.593-604.
- Humboldt A.v., (1845) "Kosmos", vol.1, Stuttgart and Tübingen.
- Jenniskens P., (1994) "Meteoroid stream activity I: The annual streams", *Astronomy & Astrophysics* 287, págs. 990-1013.
- Jenniskens P., (1995) "Meteoroid stream activity II: Meteor outbursts", *Astronomy & Astrophysics* 295, págs. 206-235.
- Jenniskens P., (1998) "On the dynamics of meteoroid streams", *Earth Planets Space* 50, págs. 555-567.
- Jenniskens P., M. Wilson, D.Packan, C. O. Laux, C. H. Krüger, I. D. Boyd, O.P. Popova & M. Fonda, (2000) "Meteors: a delivery mechanism of organic matter to the early Earth", *Earth, Moon and Planets* 82-83, págs.57-70.
- Jessberger E.K., A. Christoforidis & A. Kissel, (1988) "Aspects of the major element composition of Halley's dust", *Nature* 322, págs. 691-695.
- Kirkwood D. (1867) "Meteoritic Astronomy: a treatise on shooting stars, fireballs and aerolites", J.B. Lippincott & co, Philadelphia, EUA.
- Kresak L., (1993) "Cometary dust trails and meteor storms", *Astronomy & Astrophysics* 279, págs. 646-660.
- Lindblad B.A. (1991) "The IAU Meteor Data Center in Lund", in *Origin and Evolution of Interplanetary Dust*, proceedings of IAU Colloquium 126 in Kyoto, pág. 311. Edited by A.C.Levasseur-Regourd and H. Hasegawa, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Holanda.
- Lindblad B.A. D.I. Steel (1994) "Meteoroid orbits available from the IAU Meteor Data Center", in *Asteroids, Comets and Meteoroids 1993*, proceedings of the 160th International Astronomical Union in Belgirate (Italy), págs.497-501. Edited by A. Milani, M. Di Martino and A. Cellino, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Holanda.
- Llorca J., (1990) "Estudi de la pols cósmica al laboratori", Premi de la Societat Catalana de Química, Institut d'Estudis Catalans, Barcelona.
- Llorca J. & I. Casanova (1998) "Formation of carbides and hydrocarbons in chondritic interplanetary dust particles: A laboratory study", *Meteoritics & Planetary Science* 33, págs.243-251.
- Marsden B.G., (1970) "On the relationship between comets and minor planets", *Astronomical Journal* 75, págs. 206-217.
- McCrosky R.E., A. Posen, G. Schwartz y C.Y. Shao (1971) "Lost City Meteorite: its recovery and a comparison with other fireballs", SAO special report n° 336.
- Millman P.M. & I. Halliday (1961) "The near infra-red spectrum of meteors", *Planetary & Space Science* 5, págs. 137-140.
- Millman P.M., (1972) "Giacobinid meteor spectra", *Journal Royal Astronomical Society Canada* 66, págs.201-211.
- Nagasawa K., (1978) *Annu. Tokyo Astronomical Observatory*, 2ond Ser. 16, págs157-
- Newton H.A., (1863) "Evidence of the cosmical origin of shooting stars derived from the dates of early star-showers", *Amer.J. Arts*, 2nd series 36, págs. 145-149.
- Olsson-Steel D., (1986) "The origin of the sporadic meteoroid component", *Montly Notices Royal Astronomical Society* 219, págs. 47-73.

Öpik E.J., (1958) "Physics of meteor flight in the atmosphere", Interscience Publishers Inc., New York.

Quetelet A., (1841) "Nouveau catalogue des principales apparitions d'étoiles filantes", Bruxelles.

Rendtel J., R. Arlt & A. McBeath (1995) "Handbook for visual meteor observers", International Meteor Organization, Potsdam, Germany.

Rietmeijer F.J.M., (2002) "Shower meteoroids: constraints from interplanetary dust particles and leonid meteors", *Earth, Moon and Planets* 88, págs. 35-58.

Roggemans P. (1987) "Handbook visual meteor observations", International Meteor Organization, Bélgica.

Sanford S.A. (1988) "Interstellar dust in collected interplanetary dust particles", in *Interstellar Dust, Proceedings of the 135th symposium of the IAU*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.

Schiaparelli G.V. (1871) "Entwurf einer astronomischen Theorie der Sternschnuppen", Stetin: Eh.v. d. Najhmer, Alemania.

Taylor S., J.H.Lever, R. P. Harvey (1998) "Accretion rate of cosmic spherules measured at the South Pole", *Nature* vol.392, págs.899-902.

Trigo Rodríguez J.M., J. Llorca Piqué y J. Fabregat Lluca (2001) "Espectroscopia y cálculo de órbitas de meteoroides", *Revista Española de Física* 15 (2), págs.12-18.

Whipple F.L. (1938) "Photographic meteor studies I", *Proc. American Phil. Soc.* 79, págs. 499-548.

Whipple F.L. (1954) "Photographic meteor orbits and their distribution in space", *The Astronomical Journal* vol.59, págs.201-217.

Whipple F.L., (1967) "The Zodiacal light and the Interplanetary Medium", Ed. J.L. Weinberg, NASA SP-150, 409.

Whipple F.L., (1967b) "Photographic meteor orbits and their distribution in space", *Astronomical Journal* vol. 58, págs.201-217.

Williams I.P., (1993) "The dynamics of meteoroid streams", in *Meteoroids and their parent bodies, Proceedings of the International Astronomical Symposium held at Smolenice, Slovakia*, Ed. J.Stohl & I.P. Williams, págs. 31-40.

CAPÍTULO 2:

CÁLCULO DE ÓRBITAS DE METEOROIDES

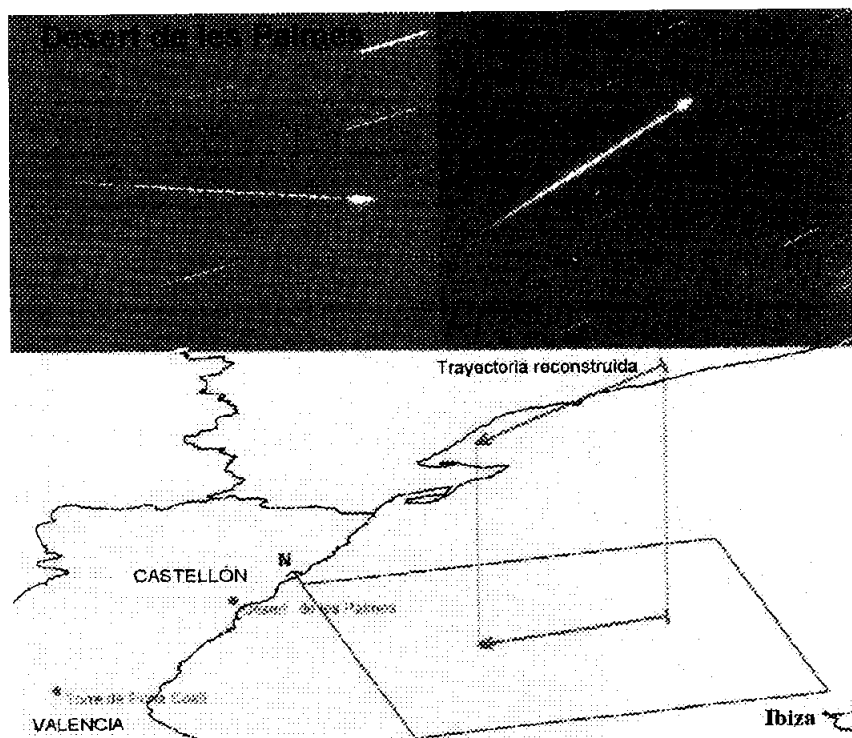


Figura. Bólido L6 de magnitud -8 perteneciente al enjambre de las Leónidas aparecido el 18 de noviembre de 1999. Foto del autor (Desert de les Palmes) y de Paco Alcantara (Torre de Porta Coeli).

CONTENIDOS DEL CAPÍTULO 2

2. CÁLCULO DE ÓRBITAS DE METEOROIDES	28
2.1. Metodología observacional	28
2.2. Reconstrucción de las trayectorias en la atmósfera	33
2.3. Determinación de la órbita del meteoroides	58
2.4. Determinación de flujos espaciales de enjambres a partir de fotografía	65
2.5. Resultados	70
2.6. Discusión	80
2.7. Conclusiones	94
2.8. Bibliografía	97

2. CÁLCULO DE ÓRBITAS DE METEOROIDES.

2.1. METODOLOGÍA OBSERVACIONAL.

Dado que los meteoros son un fenómeno luminoso que acontece en nuestra atmósfera se pierde por completo la perspectiva y resulta imposible reconstruir su trayectoria en la atmósfera viéndolos desde un único lugar en la superficie terrestre. Por ello para conocer la trayectoria real seguida por un meteoróide a su entrada en la atmósfera es preciso registrar desde al menos dos estaciones el trazo luminoso generado durante la ablación (el meteoro propiamente dicho). Desde cada estación el meteoro aparecerá proyectado sobre un fondo estelar diferente con lo que de las imágenes se podrá reconstruir la geometría de la aparición del meteoro respecto a las estaciones y finalmente su trayectoria real en la atmósfera (véase figura 2.1).

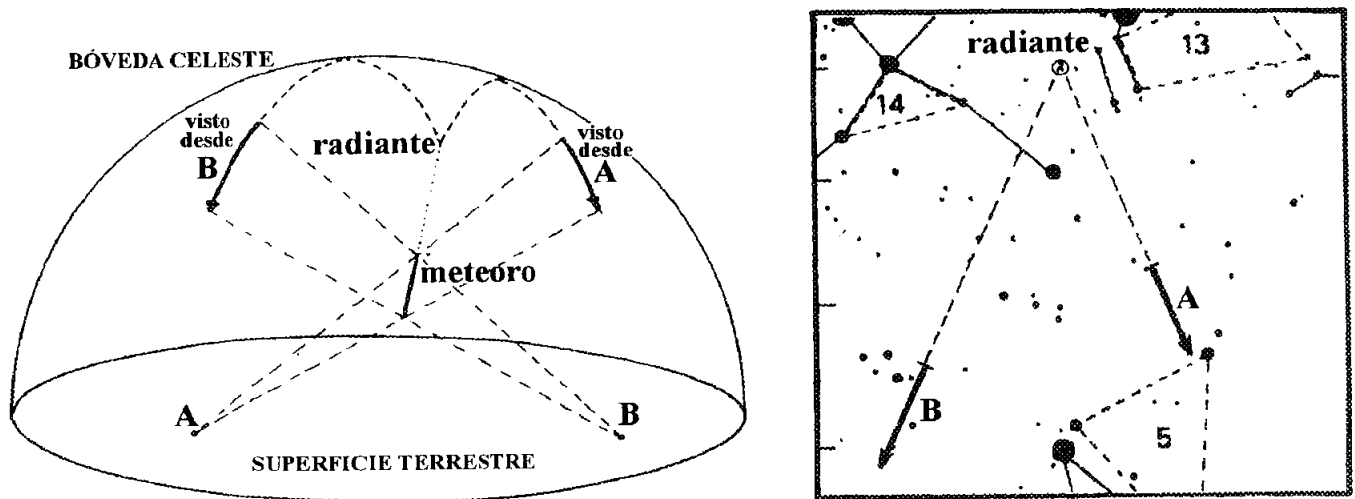


Figura 2.1.- La obtención de imágenes comunes de un meteoro desde al menos dos estaciones permite reconstruir la trayectoria real del meteoro en la atmósfera. El meteoro se proyectará en cada estación en una región estelar diferente aunque desde ambos lugares el meteoro provendrá de una misma región celeste denominada radiante. Adaptado de Roggemans (1987).

Para conseguir imágenes comunes (de ahora en adelante estereoscópicas) de meteoros desde varias estaciones hay que establecer un programa de observación sistemático que registre un mismo volumen de atmósfera desde las estaciones participantes. A continuación se describe el procedimiento e instrumental que han sido empleados para la obtención de las imágenes en este trabajo.

2.1.1. LA MONITORIZACIÓN DEL CIELO.

El fenómeno meteórico es totalmente impredecible con lo que para obtener imágenes estereoscópicas de un mismo meteoro es necesario establecer un programa conjunto de observación desde varias estaciones. La idea es predeterminar la orientación de los sistemas de detección (sean cámaras fotográficas, CCD o vídeo) a fin de optimizar el campo atmosférico que subtiendan en la atmósfera. Éste debe ser común a todos y lo más grande que sea posible para de ese modo aumentar la probabilidad de registrar meteoros comunes desde la diversas estaciones. Todos los dispositivos deben estar por tanto perfectamente alineados, deben abarcar campos similares y poseer unos sensores dotados de una sensibilidad luminosa y un rango espectral similar, procurando que sea el más amplio posible.

2.1.2. LA ELECCIÓN DE LOS CENTROS COMUNES

Con el fin de programar ese tipo de observaciones en función de las coordenadas geográficas de las estaciones se desarrolló el software "*Calculo de centros para observación de meteoros en múltiple estación*" necesario para calcular la posición en la bóveda celeste donde apuntar las cámaras. Aunque también podrían usarse coordenadas azimutales se decide usar coordenadas ecuatoriales por sencillez dado que generalmente es mucho más preciso y sencillo guiarse por las constelaciones para apuntar las cámaras en un instante determinado.

El software fue desarrollado imponiendo los siguientes requerimientos:

a) Establecer un mínimo de dos estaciones que, para obtener imágenes estereoscópicas de los meteoros suficientemente separadas en la bóveda celeste, deben estar distanciadas un mínimo de 20 km. La distancia máxima entre estaciones óptima para registrar meteoros no debe superar los 200 kms si deseamos que la altura sobre el horizonte de los campos fotográficos no sea inferior a 45° . De ser mayor, al aumentar la distancia a los meteoros disminuye su magnitud y aumentan las dificultades para registrar meteoros.

b) Apuntar las cámaras a un punto P común en la atmósfera terrestre. Ese punto quedará definido tras conocer la disposición de las estaciones sobre la superficie terrestre y la altura de aparición promedio de los meteoros del enjambre a estudio. Ese punto puede tomarse bien hacia una determinada dirección dependiendo de la geometría de aparición esperada de los meteoros del radiante, bien en un punto intermedio entre las estaciones. Para monitorizar la actividad meteórica global solemos escoger la segunda opción un punto arbitrario a mitad de distancia entre las estaciones. Si fuesen por ejemplo dos estaciones se toma la línea recta entre ellas en su punto medio. En el caso de ser tres, se

toma el baricentro del triángulo que forman las estaciones sobre la superficie terrestre, de ser cuatro el punto de corte entre las diagonales del polígono que delimitan y así sucesivamente.

c) Conocidas las coordenadas geográficas de las estaciones, se calcula la posición sobre la superficie terrestre (en Longitud y Latitud) del punto intermedio entre ellas escogido (ese punto lo denominaremos genéricamente P').

d) El punto P al que se desea apuntar la cámara estará sobre la superficie terrestre a una altura H sobre el P'. Generalmente se toma esta altura como el punto medio en que empieza la ionización (prácticamente constante para cada enjambre) que por termino medio se produce a unos 100 Km.

e) Una vez determinado el punto P a dónde apuntar las cámaras definiremos un vector director desde cada estación, por ejemplo en el caso de dos estaciones (V_1 y V_2) que apuntarán hacia P. Éstos vectores podremos referirlos en coordenadas horizontales según (A_1, h_1) y (A_2, h_2) , donde A representa el acimut y h la altura sobre el horizonte, en grados ($^\circ$). Los acimuts astronómicos se miden en la dirección de la rotación diaria de la esfera celeste, es decir, hacia el occidente del punto sur, desde 0° a 360° . Dado que el punto al que se orientan las cámaras es fijo (P) las direcciones (A_i, h_i) son invariantes.

f) Dado que en la práctica no resulta fácil localizar las cámaras usando el sistema horizontal de coordenadas. Por ello optamos por utilizar el sistema ecuatorial de coordenadas con sólo calcular la proyección del vector director de cada estación (V_i) sobre la bóveda celeste. De esa transformación obtendremos unos puntos en la bóveda celeste (α_i, δ_i) a los que resulta fácil apuntar ya que podemos usar las mismas estrellas como referencia.

g) Debido al movimiento de rotación terrestre los centros a dónde apuntar las cámaras irán cambiando conforme pasen las horas. Por ello nuestro software calcula el punto de la bóveda celeste en coordenadas ecuatoriales absolutas al que cabe apuntar dependiendo del momento en que se inicie la observación. Dado que se apunta a un punto en la atmósfera terrestre fijo la única coordenada ecuatorial que variará será la ascensión recta, manteniéndose invariante la declinación.

Con el fin de facilitar la participación de las diversas estaciones el software genera una carta celeste en donde se ubica el centro fotográfico de cada estación. Posteriormente se envían esas cartas mediante correo electrónico a las estaciones participantes. De este modo es posible programar en breve tiempo la observación (Trigo et al., 2001).

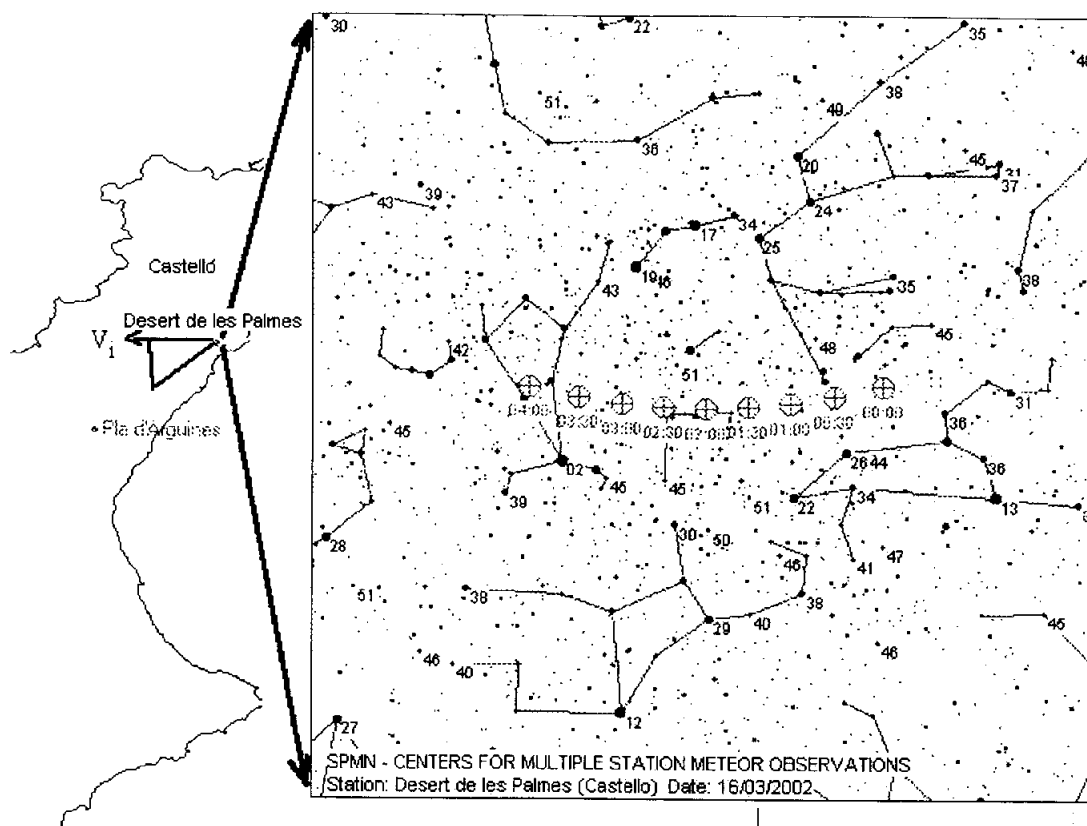


Figura 2.2.- Ejemplo de una observación programada. A cada estación fotográfica, dependiendo de sus coordenadas geográficas y las de las demás estaciones así como de la altura media de ablación de los meteoros, se le asigna un vector director V_i que define el campo fotográfico común. Una carta celeste permite planificar la observación al facilitar el centro estimado por el software cada 30 minutos.

2.1.3. EL INSTRUMENTAL Y LA OBTENCIÓN DE IMÁGENES.

Al apuntar a un mismo lugar en la atmósfera terrestre las imágenes se realizan sin seguimiento. No importa que los trazos estelares aparezcan como consecuencia de la rotación terrestre ya que conociendo el tiempo de aparición del meteoro es posible interpolar la posición de las estrellas en ese instante. Esto simplifica enormemente la toma de imágenes al evitar incorporar sistemas de guiado que si no son precisos pueden introducir defectos en los trazos estelares. Tales incorrecciones deben evitarse para que los errores astrométricos no se vean afectados.

Para la obtención de las imágenes generalmente se usan cámaras fotográficas dispuestas bien sobre trípodes fotográficos o bien agrupadas en baterías para cubrir sin solaparse el mayor campo celeste. Los objetivos fotográficos utilizados poseen distancias focales entre 35 y 50mm, generalmente escogidos como compromiso entre un campo grande y una imagen detallada para facilitar la identificación y captura de los meteoros desde ambas estaciones.

En cada estación se ubican dos baterías complementarias con cámaras dotadas de objetivos de 50mm de distancia focal. Una de ellas, compuesta de seis cámaras situadas en soportes inclinados 60° respecto a la horizontal, registra los meteoros que aparecen en la región cenital. Una segunda batería, compuesta de ocho cámaras ubicadas sobre soportes inclinados 35° , cubre la región situada a media altura. En total ambas baterías registran todo el cielo visible llegando hasta los 25° de altura sobre el horizonte. En el centro de ambas baterías un obturador rotativo entrecorta las imágenes 50 veces/segundo con el fin de determinar la duración (y consiguientemente la velocidad) de los meteoros (véase figura 2.3).



Figura 2.3.- Dos de las cuatro baterías construidas. En cada estación fotográfica estas dos baterías complementarias registran todo el cielo hasta una altura sobre el horizonte de 25° . En el fondo la batería que registra el cenit y en primer plano la que cubre la región a media altura.

Otros aspectos adicionales que debe incorporar el equipo fotográfico es algún sistema para evitar la condensación de agua sobre la óptica cuando la humedad relativa es elevada. La solución más práctica es un sistema de resistencias que caliente ligeramente la óptica evitando el rocío sobre ella. Este último es el más recomendable, basado en una resistencia con una potencia disipadora de unos 20 W en contacto con los soportes metálicos sobre los que se sitúan las cámaras.

Dado que deseamos construir un sistema asimismo capaz de estimar la velocidad geocéntrica de los meteoros a su entrada en la atmósfera se ubicará en el centro de las

baterías un rotor y un sistema de aspas que cubra por completo el campo fotográfico. Ese sistema formará lo que se denomina el obturador rotativo. Estos consisten básicamente en un rotor con varias aspas que obturan la imagen (véase figura 2.3). El giro del rotor es controlado por un circuito electrónico con un controlador a cuarzo capaz de mantener estable la frecuencia de giro del obturador. Estas aspas situadas delante del objetivo funcionan como un obturador único que pasa periódicamente delante del campo fotográfico. Los obturadores incorporados en las baterías descritas están diseñados para que el eje rotor realice 12.5 revoluciones/segundo que, al incorporarle una hélice con cuatro aspas, se consigue que entrecorten las imágenes 50 veces/segundo. De este modo las imágenes de los meteoros aparecerán divididas en tramos a intervalos de 1/50 s. Con tal cantidad de cortes es posible realizar ajustes de la deceleración sufrida por el meteoroides conforme profundiza en la atmósfera. Para conocer la duración de un meteoroides tan solo se precisa contar el número de veces que aparece entrecortada la trayectoria y multiplicarlo por el intervalo de tiempo en el que cada aspa realiza una obturación.

Con este sistema se determina la velocidad geocéntrica de los meteoroides a la entrada en la atmósfera y su deceleración, necesaria para calcular la energía orbital del meteoroides y así asociarle una órbita de manera unívoca. Como a partir de la doble estación se determina la trayectoria y longitud del meteoroides, con las imágenes segmentadas de los meteoroides se determina el tiempo que tardan en recorrer esa distancia. Así es conocida una magnitud fundamental: la velocidad de la partícula en el momento de interceptar el plano orbital terrestre, es decir, su energía cinética en ese punto concreto de su órbita.

2.2. RECONSTRUCCIÓN DE LAS TRAYECTORIAS EN LA ATMÓSFERA.

2.2.1. LA PROYECCIÓN ESTEREOGRÁFICA.

Una vez registrado un meteoroides desde varias estaciones tendremos una serie de fotografías en las que el meteoroides aparece proyectado entre las estrellas. Desde cada estación hemos obtenido una imagen estereoscópica en la que el meteoroides debido a haber sido visto desde un lugar diferente, cambiará su trayectoria aparente entre las estrellas. Conociendo la hora de inicio y fin de las exposiciones fotográficas y la hora de aparición del meteoroides primero se procede a identificar el rastro meteórico en las imágenes dependiendo de la ubicación de las diversas estaciones. (véase figura 2.4).

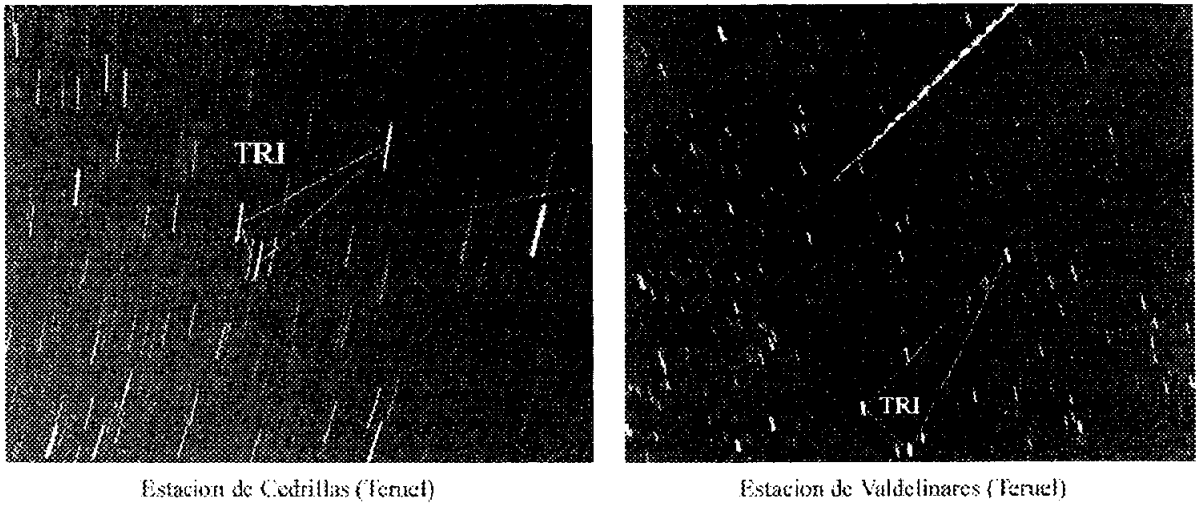


Figura 2.4.- Imágenes de un bólido de las Perseidas aparecido el 12 de agosto de 1991. Nótese que tomando la constelación de Triángulo (TRI) como referencia se aprecia la diferente proyección aparente del meteoro desde cada estación fotográfica. El meteoroides progenitor poseía una órbita heliocéntrica que revelaba su parentesco con el cometa 109P/ Swift-Tuttle (Trigo y Artés, 1993).

En cada imagen se proyecta una parte de la bóveda celeste sobre un dispositivo de registro, sea una película fotográfica, vídeo o un chip CCD. Tal proceso de registro aparece esquematizado en la figura 2.5. De hecho el objetivo fotográfico proporciona una imagen deformada de la esfera celeste, resultado de la proyección sobre el plano focal de una esfera de centro O y radio la distancia focal del objetivo empleado. A tal proyección de una esfera sobre un plano tangente se denomina proyección estereográfica.

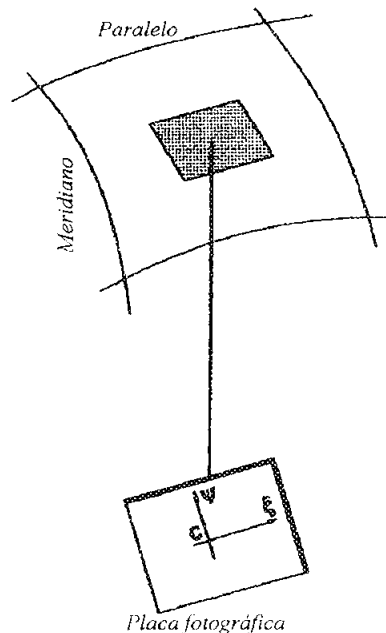


Figura 2.5.- Las imágenes estelares tomadas para el estudio de los meteoros proporcionan un registro plano de la bóveda celeste. La placa vendrá referida a las coordenadas estándar (ξ, ψ) . Adaptada de Steyaert (1990).

Para poder determinar la trayectoria real del meteoro en la atmósfera es preciso medir la trayectoria aparente del meteoro respecto a las estrellas que aparecen en la fotografía. Dado que el meteoro aparece proyectado sobre la bóveda celeste, para obtener en detalle la posición de inicio y fin del meteoro usaremos coordenadas ecuatoriales. A tal efecto, dado que el meteoro se proyecta entre las estrellas y, dado que conocemos las coordenadas ecuatoriales de éstas, se usan como referencia para realizar la astrometría del trazo meteórico.

2.2.2. COORDENADAS ESTÁNDAR Y ECUATORIALES.

El primer objetivo será transformar las coordenadas del meteoro sobre la placa en coordenadas ecuatoriales. Para ello se define primero un sistema rectangular de coordenadas sobre el plano tangente a la esfera, tomando como origen de coordenadas el centro de placa C . Ese punto C tendrá de coordenadas ecuatoriales una ascensión recta (A) y declinación (D) que se suponen conocidas. La coordenada estándar ψ tiene la dirección del meridiano con ascensión recta A y el sentido positivo hacia el polo norte celeste. Por el contrario la coordenada ξ es perpendicular a ψ y es positiva hacia el oeste (véase fig. 2.6). A tales coordenadas (ξ, ψ) las llamaremos coordenadas estándar sobre la placa y deberemos relacionarlas con las coordenadas ecuatoriales (α, δ) y el centro (A, D).

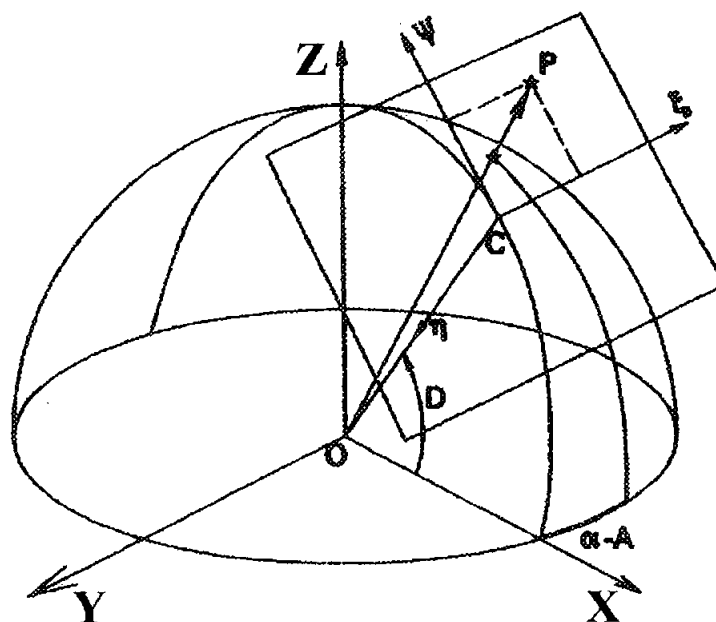


Figura 2.6.- Sobre la esfera unitaria definiremos un sistema rectangular de coordenadas OXYZ, donde XY es el plano ecuatorial y XZ es el plano meridiano que pasa por el centro $C(A,D)$. Nótese que $t=OP$ y que $OC=1$ dado que tomamos una esfera de radio unidad.

Un punto P(x,y,z) en la dirección de la estrella E(α,δ) vendrá determinado por las ecuaciones:

$$\begin{aligned} x &= t \cdot \cos(\alpha - A) \cdot \cos \delta \\ y &= t \cdot \text{sen}(\alpha - A) \cdot \cos \delta \\ z &= t \cdot \text{sen} \delta \end{aligned} \quad (\text{Ecuación 2.1})$$

A partir de esta expresión se pueden obtener las expresiones que relacionan las coordenadas ecuatoriales con las estándar tal como deduce (Steyaert, 1990):

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{-\cos \delta \cdot \text{sen}(\alpha - A)}{\cos D \cdot \cos(\alpha - A) \cdot \cos \delta + \text{sen} D \cdot \text{sen} \delta} \\ \psi &= \frac{-\text{sen} D \cdot \cos(\alpha - A) \cdot \cos \delta + \cos D \cdot \text{sen} \delta}{\cos D \cdot \cos(\alpha - A) \cdot \cos \delta + \text{sen} D \cdot \text{sen} \delta} \end{aligned} \quad (2.2)$$

De modo similar Steyaert (1990) deduce la transformación de coordenadas estándar en ecuatoriales:

$$\begin{aligned} \alpha &= A + \text{arctg} \frac{\xi}{\psi \cdot \text{sen} D - \cos D} \\ \delta &= \text{arctg} \frac{\psi \cdot \cos D + \text{sen} D}{\sqrt{\xi^2 + (\psi \cdot \text{sen} D - \cos D)^2}} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Ambas expresiones servirían para pasar de unas coordenadas a otras si pudiésemos medir directamente sobre la imagen las coordenadas estándar. Sin embargo esto en la práctica es inviable por los siguientes motivos:

- a) No existe constancia material de los ejes estándar sobre la imagen. Por ello resulta poco probable que los ejes del aparato de medida coincidiesen con ellos. Supuesto el mismo origen para ambos podría presentarse un desplazamiento por rotación.
- b) Los ejes de la máquina de medir pueden no ser exactamente perpendiculares o el escaneado de la imagen irregular, influyendo en el resultado de las medidas.
- c) Tampoco se conoce con exactitud el centro del eje óptico (A,D) por lo que las coordenadas medidas pueden presentarse trasladadas respecto a las estándar.
- d) Finalmente es posible que la placa no se encuentre colocada exactamente perpendicular a su eje óptico, estando como consecuencia la imagen distorsionada, afectando de ese modo a las medidas.

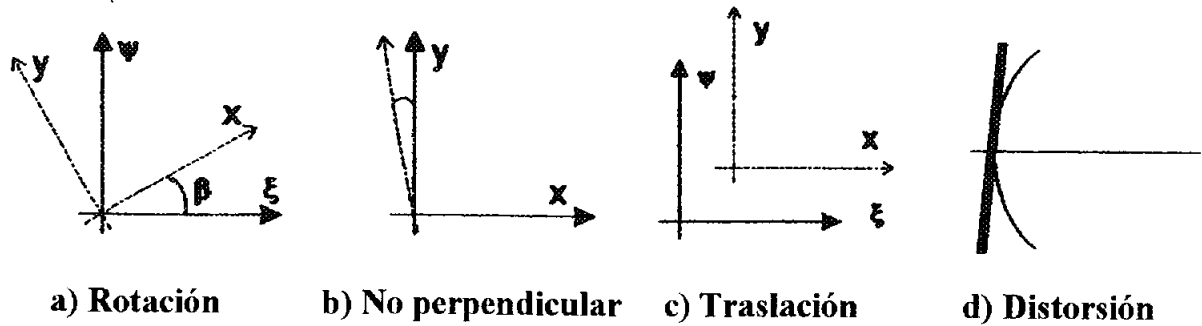


Figura 2.7.- Principales problemas que distorsionan la medida de las coordenadas estándar. Adaptada de Steyaert (1990).

Todos estos factores hacen necesario distinguir entre las coordenadas estándar (ξ, ψ) que permitirán calcular la posición del objeto en coordenadas ecuatoriales (α, δ) y las coordenadas medidas sobre la placa (x, y) que dependerán de la máquina de medir y del propio equipo fotográfico. Esta es la razón de introducir el método de las dependencias que veremos a continuación.

2.2.3. EL MÉTODO DE LAS DEPENDENCIAS DE SCHLESINGER.

Para cada imagen debe encontrarse una relación entre las coordenadas medidas sobre la placa y las coordenadas estándar que nos permitirán obtener finalmente las coordenadas ecuatoriales buscadas. Como primera aproximación describimos el método de las dependencias de Schlesinger (1911) para obtener una medida precisa de las coordenadas ecuatoriales de inicio y fin del meteoro (y de los posibles puntos de corte), proporcionándonos además una estimación de la imprecisión cometida. Estos errores producidos en las medidas astrométricas fueron analizados en detalle por Turner (1893). Llamando a las coordenadas estándar de la placa (ϕ, β), podremos relacionarlas con las coordenadas sobre la placa (x, y) que dependerán del aparato y proceso de medida, mediante las siguientes ecuaciones:

$$\begin{aligned} \xi - x &= ax + by + c \\ \psi - y &= dx + ey + f \end{aligned} \quad (2.4)$$

Donde a, b, c, d, e y f son una serie de parámetros a ajustar que se denominan constantes de placa. De este modo, para conocer el valor de las coordenadas estándar cabrá solo determinar esas constantes. Para ello mediremos sobre el negativo fotográfico las posiciones (x_i, y_i) de las estrellas, tomando como origen cualquier punto arbitrario de la placa. Se toman n estrellas en los alrededores del meteoro cuyas coordenadas ecuatoriales conocemos a partir de catálogo y mediremos sus posiciones sobre la placa. Aquí se han

digitalizado los negativos fotográficos mediante un escáner de negativos fotográficos con lo que la medida de las imágenes digitales se hace directamente con un programa de procesado de imágenes que proporciona las posiciones del cursor sobre los diferentes píxeles. Se suelen tomar entre 10 y 20 estrellas para obtener una astrometría lo más precisa posible. Aplicando el método de los mínimos cuadrados se mejora la precisión a la vez que se cuantifica el error cometido, que deberá minimizarse. Si tomamos n estrellas de referencia cuyas coordenadas ecuatoriales conocemos, obtendremos n ecuaciones con n incógnitas que podremos expresar en forma matricial:

$$\xi = \begin{pmatrix} \xi_1 - x_1 \\ \xi_2 - x_2 \\ \dots \\ \xi_n - x_n \end{pmatrix} ; \quad \psi = \begin{pmatrix} \psi_1 - y_1 \\ \psi_2 - y_2 \\ \dots \\ \psi_n - y_n \end{pmatrix} ; \quad A = \begin{pmatrix} x_1 & y_1 & 1 \\ x_2 & y_2 & 1 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ x_n & y_n & 1 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

En notación matricial cabrá resolver el siguiente sistema de ecuaciones para obtener las constantes de placa:

$$A \cdot \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} = \xi \quad ; \quad A \cdot \begin{pmatrix} d \\ e \\ f \end{pmatrix} = \psi \quad (2.6)$$

Con lo que aplicando el método de los mínimos cuadrados las soluciones que minimizan las diferencias cuadráticas se podrán escribir como:

$$\begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} = (A^T A)^{-1} A^T \xi \quad ; \quad \begin{pmatrix} d \\ e \\ f \end{pmatrix} = (A^T A)^{-1} A^T \psi \quad (2.7)$$

Estas ecuaciones asumen que las constantes de la placa están relacionadas con las coordenadas estándar y las medidas sobre la imagen de forma lineal por medio de las ecuaciones de Turner. Sin embargo, en la práctica esto no siempre se cumple por lo que utilizaremos el método extendido o general en el que supondremos una dependencia no lineal entre los sistemas de referencia sobre la placa. A continuación se describe un procedimiento de cálculo basado en las ecuaciones de los movimientos en el plano.

2.2.4. EL MÉTODO EXTENDIDO.

En realidad traslación, rotación y escala, como elementos geométricos que relacionan unas coordenadas con otras, establecen una serie de dependencias entre (ξ, ψ) y (x, y) según las ecuaciones de los movimientos en un plano (véase fig. 2.8).

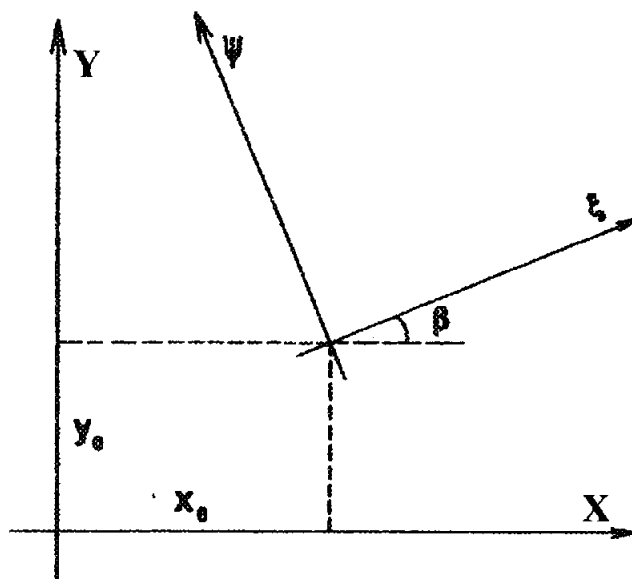


Figura 2.8.- La base del método extendido o general es considerar las ecuaciones de los movimientos entre los ejes coordenados en el plano.

De la figura 2.7 se deduce que siendo K la relación de escala, (x_0, y_0) el vector de traslación y β el ángulo de rotación, entonces la relación entre las coordenadas medidas sobre la placa y las coordenadas estándar será:

$$K \begin{pmatrix} \xi \\ \psi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \text{sen} \beta \\ -\text{sen} \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x - x_0 \\ y - y_0 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Para obtener la posición de una estrella referencia arbitraria i se puede escribir la ecuación anterior como sigue:

$$\begin{aligned} K \cdot \xi_i &= (x_i - x_0) \cdot \cos \beta + (y_i - y_0) \cdot \text{sen} \beta \\ K \cdot \psi_i &= -(x_i - x_0) \cdot \text{sen} \beta + (y_i - y_0) \cdot \cos \beta \end{aligned} \quad (2.9)$$

Con el fin de calcular las coordenadas estándar de la placa de una posición determinada es preciso conocer el centro de la placa (A,D). Mientras en el método de las

dependencias se suponía ese punto conocido, en este método general, las coordenadas A y D, junto con K, x_0 , y_0 y β constituyen las seis constantes de la placa que hay que calcular. Así pues mediante las ecuaciones anteriores describimos el problema de la medida sobre la imagen. Conocidas las constantes y las posiciones de las estrellas sobre la imagen, podremos calcular las coordenadas estándar y a partir de ellas las coordenadas ecuatoriales (α , δ) del meteoro.

Para calcular las constantes de la placa, las ecuaciones (2.8 y 2.9) podemos expresarlas para una estrella de referencia i de la forma:

$$\begin{aligned}\xi_i &= x_i \frac{\cos \beta}{K} + y_i \frac{\text{sen} \beta}{K} - \frac{x_0 \cos \beta + y_0 \text{sen} \beta}{K} \Rightarrow \xi_i = x_i v_1 + y_i v_2 - v_3 \\ \psi_i &= -x_i \frac{\text{sen} \beta}{K} + y_i \frac{\cos \beta}{K} - \frac{-x_0 \text{sen} \beta + y_0 \cos \beta}{K} \Rightarrow \xi_i = y_i v_1 - x_i v_2 + v_4\end{aligned}\quad (2.10 \text{ y } 2.11)$$

donde hemos definido las siguientes variables:

$$\begin{aligned}v_1 &= \frac{\cos \beta}{K} & v_3 &= -\frac{x_0 \cos \beta + y_0 \text{sen} \beta}{K} \\ v_2 &= \frac{\text{sen} \beta}{K} & v_4 &= \frac{x_0 \text{sen} \beta - y_0 \cos \beta}{K}\end{aligned}\quad (2.12)$$

Tales variables nos serán útiles para expresar en función de ellas las constantes de placa. Aplicando sencillas fórmulas trigonométricas y operando las expresiones anteriores Steyaert (1990) obtiene:

$$\begin{aligned}K &= \frac{1}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}} \\ \beta &= \text{arctg} \frac{v_2}{v_1} \\ x_0 &= \frac{-v_3 \cdot v_1 + v_4 \cdot v_2}{v_1^2 + v_2^2} \\ y_0 &= \frac{-v_3 \cdot v_2 - v_4 \cdot v_1}{v_1^2 + v_2^2}\end{aligned}\quad (2.13)$$

De este modo con las constantes auxiliares v_1 , v_2 , v_3 y v_4 se calcula a partir de las fórmulas anteriores los valores de las constantes K, x_0 , y_0 y β . Cabe tener en cuenta que para n estrellas de referencia cabrá expresar las ecuaciones (2.10 y 2.11) en forma matricial y resolver el sistema. El desarrollo completo implementado en el software de astrometría aparece completamente resuelto en Steyaert (1990). Sólo faltará determinar otras dos

constantes: las coordenadas del centro de placa (A,D). Para obtenerlas se ha seguido siguiendo el procedimiento de Steyaert (1990) el cálculo del centro de placa mediante un procedimiento iterativo que mejora progresivamente la estimación inicial del centro de la placa: el método del simplex.

2.2.5. CÁLCULO DEL CENTRO DE PLACA MEDIANTE EL MÉTODO DEL SIMPLEX.

Ya vimos anteriormente que para calcular las coordenadas estándar del objeto cabe conocer la posición del eje óptico, o lo que es lo mismo, las coordenadas del centro de la placa. No existe método analítico para encontrar directamente (A, D) por lo que cabrá recurrir a procedimientos iterativos que aproximen la solución minimizando el error cometido. La calidad de las medidas sobre la imagen se puede cuantificar observando las diferencias entre las coordenadas estándar de las estrellas de referencia, que pueden calcularse previamente, y las coordenadas que de ellas obtenemos aplicando el método general. Dicho de otro modo, aplicaremos un algoritmo recursivo que nos vaya aproximando al mejor valor del centro de la placa, minimizando el error cuadrático J.

Un simplex es un polígono que tiene un vértice más que la dimensión del espacio donde está definido. Consecuentemente un simplex en el plano es un triángulo. El método del simplex consiste en asignar previamente un valor aproximado del centro (A_0, D_0) con el que obtenemos una medida inicial del error cuadrático J. A partir de ese punto (A_0, D_0) construiremos un simplex con los vértices del triángulo: $P(A_0, D_0)$, $M(A_0 + \epsilon, D_0)$ y $N(A_0, D_0 + \epsilon)$, donde ϵ simboliza un incremento angular pequeño (figura 2.9).

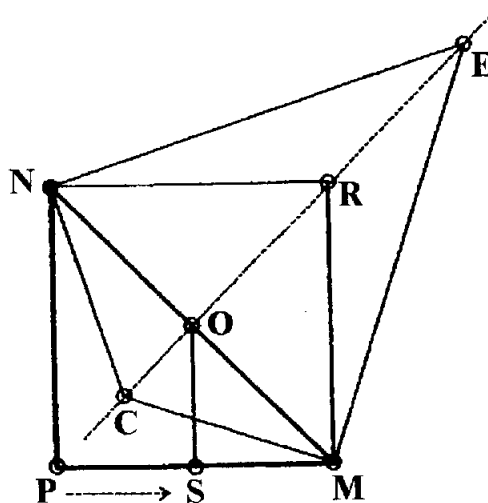


Figura 2.9.- El método del simplex se basa en calcular el error cuadrático para los tres ejes del triángulo e ir escogiendo en un desarrollo iterativo aquel vértice que posea menor error.

Para cada uno de los vértices calcularemos el error cuadrático. Supongamos que P proporcionase el error más alto y M el más bajo. Entonces el proceso recursivo se inicia en P, que es el peor vértice, y se substituye por otro (figura 2.9) según el siguiente procedimiento:

1. *Reflexión*: Siendo P el peor vértice, se calcula un nuevo vértice R por reflexión de P, siendo $RO=OP$ con O el punto medio de MN. Si el vértice reflejado R es mejor que P y peor que M ($JM < JR < JP$) entonces se substituye P por R, aceptando la reflexión R.
2. *Expansión*: Si el vértice reflejado R es mejor que P y mejor que M ($JR < JM < JP$), entonces se calcula un nuevo vértice E por expansión de P, siendo $EO=2OP$. Si el vértice expandido E es mejor que el vértice reflejado R ($JE < JR$) entonces se acepta la expansión E. En el caso de que el vértice expandido E sea peor que el reflejado R ($JR < JE$) entonces se acepta la reflexión R).
3. *Contracción*: Si el vértice reflejado R fuese peor que P ($JM < JP < JR$) entonces se calcula un nuevo vértice por contracción de P, siendo $CO=OP/2$. Si el vértice contraído C fuese mejor que P ($JC < JP$), entonces se acepta la contracción C.
4. *Compresión*: Si el vértice contraído fuese peor que P, la última posibilidad sería una compresión S, moviéndose hacia el mejor vértice M, con $PS=PM/2$ y $OM=NM/2$ donde repetiríamos el algoritmo con el simplex resultante.

Este proceso finaliza cuando el área del triángulo a la distancia entre vértices sea suficientemente pequeño aunque también podemos limitar el número de iteraciones realizadas. La figura 2.10 muestra las cuatro posibles opciones descritas anteriormente.

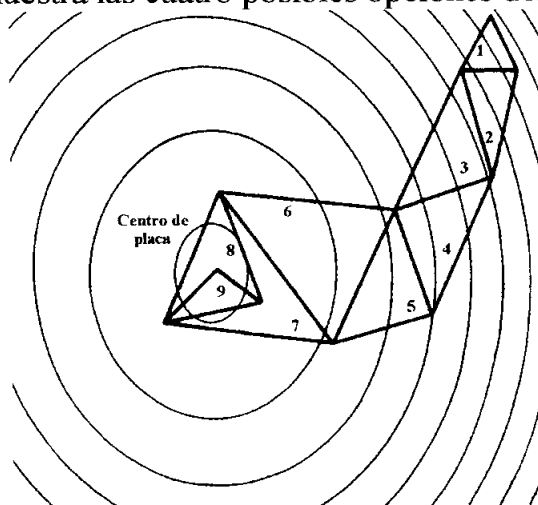


Figura 2.10.- Ejemplo del proceso iterativo del simplex mostrando el movimiento de 1 a 9 del triángulo característico de la iteración. El proceso prosigue de manera recursiva hasta que se alcanza un valor óptimo para el centro de la placa que proporciona menor error cuadrático. Adaptado de Steyaert (1990).

Dado lo laborioso de los cálculos el procedimiento descrito fue programado e incorporado al programa de astrometría. La esencia de ese proceso iterativo es sintetizada en el diagrama de flujo de la figura 2.11, resultando muy útil para la posterior programación del método.

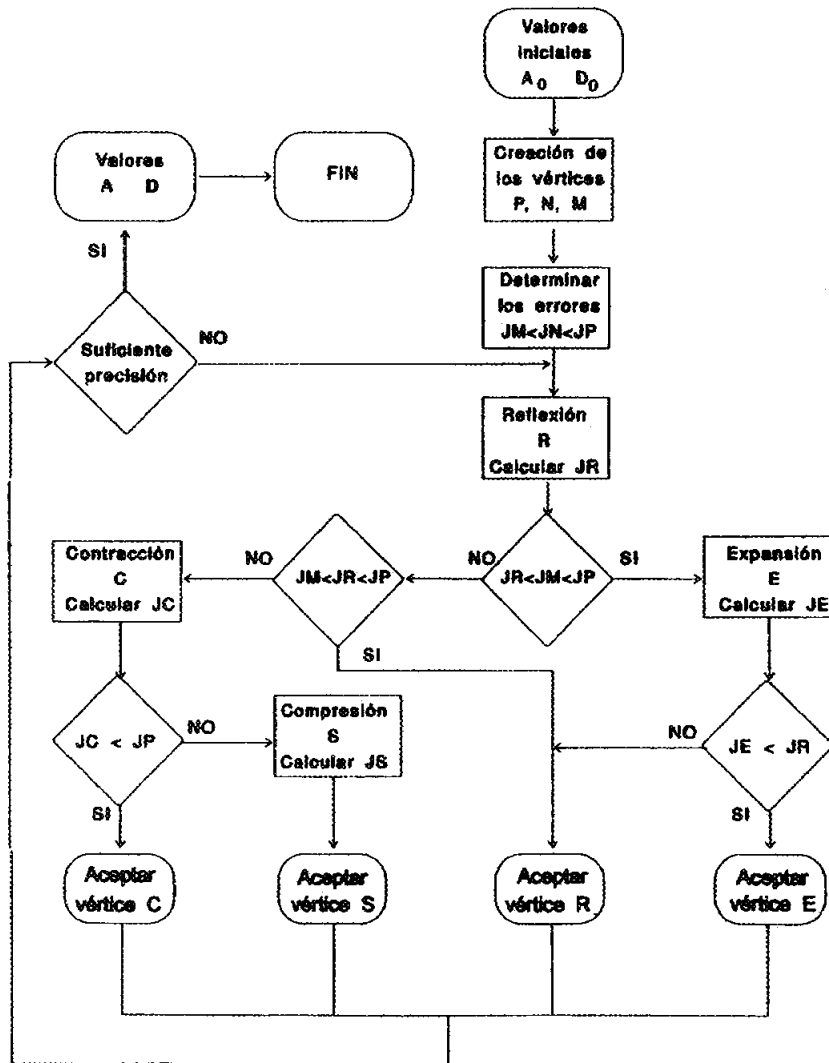


Figura 2.11.- Organigrama del método del simplex. Adaptada de Steyaert (1990)

Con el método del simplex se obtiene pues el centro de placa, las últimas dos constantes necesarias para determinar las coordenadas estándar y a partir de ellas las coordenadas ecuatoriales de los puntos de la trayectoria del meteoro. Este largo proceso que permite obtener las coordenadas ecuatoriales (α_i, δ_i) del meteoro desde cada estación i ha sido implementado en un programa de astrometría de uso sencillo. En este programa introduciendo el número SAO de las estrellas de referencia (cuyas coordenadas ecuatoriales busca en una base de datos interna) así como las posiciones relativas en la

imagen de tales estrellas y del meteoro, se calculan las coordenadas ecuatoriales de cada punto de la trayectoria del meteoro. El único paso previo es realizar la astrometría, es decir, medir conjuntamente en la imagen la posición de las estrellas de referencia y del meteoro en un sistema de ejes arbitrario. Los negativos fotográficos son digitalizados con la mayor resolución posible (1.200-1.500 puntos por pulgada) en un escáner de negativos para evitar distorsiones y pérdidas de imagen en las copias en papel. Tales imágenes digitalizadas son almacenadas en CD y medidas utilizando un paquete gráfico como Photofinish o Photoshop. Para realizar la astrometría el único requerimiento importante al programa de tratamiento de imagen es que incorpore la opción de medir las posiciones exactas de los píxeles sobre la imagen. Las coordenadas de cada píxel establecen la coordenadas arbitrarias a partir de las cuales el programa de astrometría calculará las correspondientes coordenadas ecuatoriales.

Evidentemente el tamaño del píxel influye en la desviación estándar de las medidas, sin embargo escaneando los negativos a una resolución superior a 1200 puntos por pulgada los errores cuadráticos suelen ser inferiores al minuto de arco. Este error podría parecer muy elevado acostumbrados a realizar astrometría a través de telescopio. Sin embargo cabe tener en cuenta que las imágenes de meteoros se obtienen con lentes fotográficas de 35 a 50 mm de distancia focal. A la distancia que contemplamos los meteoros (típicamente en torno a los 100 Km.), un error de posicionamiento de un minuto de arco correspondería a 29 m, lo que corresponde a un error relativo mucho menor del 1%.

2.2.6. LA RECONSTRUCCIÓN DE LA TRAYECTORIA REAL DEL METEORO EN LA ATMÓSFERA.

Conocida la trayectoria aparente del meteoro desde cada estación en coordenadas ecuatoriales se puede calcular su trayectoria real en la atmósfera dada en función de las coordenadas terrestres. El tratamiento general que se hace aquí del problema ha sido tomado de Ceplecha (1987) aunque existen tratamientos más sencillos del problema (Dubiago, 1961). El modelo de Ceplecha fue analizado y comparado con otros por Borovicka (1990), incorporando la posibilidad de promediar la trayectoria desde más de dos estaciones fotográficas e incluso pesar la calidad de cada una de las imágenes estereográficas dependiendo de la geometría en que el meteoro es observado desde cada estación. Es especialmente importante considerar el hecho de que pueden haber estaciones donde la trayectoria del meteoro sea muy corta y, por tanto, la medida mucho más imprecisa. Con el método de los planos al obtener una trayectoria más precisa, basada en el promediado de las imágenes estereográficas desde las diferentes estaciones se aumenta la precisión en la determinación del radiante aparente del meteoro. Determinar el punto sobre

la bóveda celeste de donde procede el meteoro (su radiante) resulta fundamental para posteriormente reconstruir de manera precisa la órbita del meteoroides en el Sistema Solar.

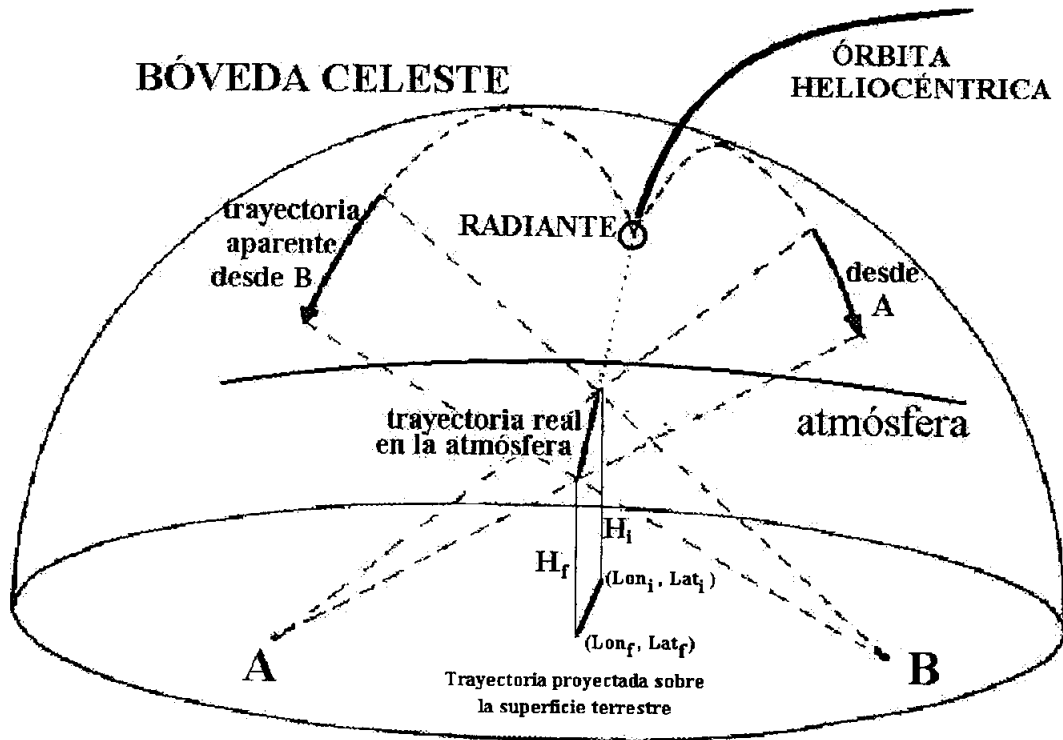


Figura 2.12.- Mediante la diferente proyección del meteoro visto desde varias estaciones podemos reconstruir la trayectoria y, calculando su velocidad geocéntrica de entrada, la órbita heliocéntrica de la partícula en el Sistema Solar. Nótese que la trayectoria atmosférica del meteoro viene caracterizada por la proyección en el suelo de las coordenadas geográficas de los puntos de inicio y fin, junto a las alturas a las que se produce la columna ionizada. Imagen adaptada de Roggemans (1987).

El trayecto de los meteoros en el cielo define un círculo máximo en la bóveda celeste. Considerando los diferentes puntos astrométricos del meteoro en la bóveda celeste y la posición de la estación desde donde se realiza la fotografía, definiremos un plano. El método desarrollado por Z. Ceplecha consiste en determinar la trayectoria del meteoro sobre la base de calcular las intersecciones de los planos definidos por las diversas estaciones que lo registran.

Todos los cálculos se realizarán en coordenadas geocéntricas. Por ello es preciso la conversión de latitud geográfica (φ) a latitud geocéntrica (φ'):

$$\varphi' = \varphi - 0,1924240867^\circ \cdot \text{sen } 2\varphi + 0,000323122^\circ \cdot \text{sen } 4\varphi - 0,0000007235^\circ \cdot \text{sen } 6\varphi$$

También es preciso obtener el valor del radio vector geocéntrico al nivel de altura cero (R), para lo cual usaremos la siguiente fórmula, donde R se expresa en km:

$$R = \left(40680669,86 \cdot \frac{1 - 0,0133439554 \cdot \text{sen}^2 \varphi}{1 - 0,006694385096 \cdot \text{sen}^2 \varphi} \right)^{1/2} \quad (2.15)$$

El sistema de coordenadas rectangular geocéntrico vendrá definido:

$$\begin{aligned} X &= (R + h) \cdot \cos \varphi' \cdot \cos \vartheta \\ Y &= (R + h) \cdot \cos \varphi' \cdot \text{sen} \vartheta \\ Z &= (R + h) \cdot \text{sen} \varphi' \end{aligned} \quad (2.16)$$

De este modo, cualquier vector en la dirección de unas coordenadas ecuatoriales (α, δ) podrá escribirse en el mismo sistema de coordenadas rectangular:

$$\begin{aligned} \xi &= \cos \delta \cdot \cos \alpha \\ \eta &= \cos \delta \cdot \text{sen} \alpha \\ \zeta &= \text{sen} \delta \end{aligned} \quad (2.17)$$

Cada punto de la trayectoria del meteoro medida se puede representar a partir del anterior sistema de coordenadas por tres magnitudes: ξ_i, η_i, ζ_i , donde $i=1,2,\dots, k$, siendo k el número de todos los puntos medidos sobre la trayectoria del bólido. Normalmente se pueden tomar sólo el punto de inicio y final del meteoro. Sin embargo, cuando el meteoro aparece entrecortado al haber sido empleado un obturador rotativo para conocer su duración (y velocidad), se pueden tomar medidas en cada uno de los segmentos.

Si (a,b,c) es un vector unitario perpendicular al plano promedio que contiene la trayectoria del meteoro promedio entonces podemos escribir:

$$a\xi_i + b\eta_i + c\zeta_i = \Delta_i \quad (2.18)$$

Donde $\Delta_i=0$ representa el caso ideal donde todos los puntos medidos se encuentran exactamente sobre el mismo círculo máximo. Ese caso corresponde a que cada (ξ_i, η_i, ζ_i) sea perpendicular a (a,b,c) . Sin embargo los valores Δ_i en la práctica son pequeños pero no nulos, pudiéndose minimizar escogiendo un vector desconocido a,b,c . Tomando la condición:

$$\sum_{i=1}^k \Delta_i^2 = \text{mínimo} \quad (2.19)$$

Derivaremos de esta condición anterior la solución del vector desconocido (a, b, c), mediante las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} a' &= \sum_{i=1}^k \xi_i \eta_i \cdot \sum_{i=1}^k \eta_i \zeta_i - \sum_{i=1}^k \eta_i^2 \cdot \sum_{i=1}^k \xi_i \zeta_i \\ b' &= \sum_{i=1}^k \xi_i \eta_i \cdot \sum_{i=1}^k \xi_i \zeta_i - \sum_{i=1}^k \xi_i^2 \cdot \sum_{i=1}^k \eta_i \zeta_i \\ c' &= \sum_{i=1}^k \xi_i^2 \cdot \sum_{i=1}^k \eta_i^2 - \left(\sum_{i=1}^k \xi_i \eta_i \right)^2 \\ d' &= (a'^2 + b'^2 + c'^2)^{1/2} \\ a &= a' / d' \\ b &= b' / d' \\ c &= c' / d' \end{aligned} \quad (2.20)$$

Substituyendo este vector (a,b,c) obtenido en el sistema de coordenadas rectangulares (X,Y,Z) escrito para la estación A por ejemplo, se obtiene la posición geocéntrica del plano conteniendo la estación A y la trayectoria:

$$\begin{aligned} a_A \xi + b_A \eta + c_A \zeta + d_A &= 0 \\ \text{donde } d_A &= a_A X_A + b_A Y_A + c_A Z_A \end{aligned} \quad (2.21)$$

En la anterior ecuación d_A representa la distancia de ese plano al centro de la Tierra.

Con el fin de calcular la trayectoria ya se ha mencionado que el meteoro debe haber sido fotografiado desde al menos $N \geq 2$ estaciones. Cualquier par de ellas definirán dos planos que contendrán independientemente la trayectoria del meteoro. La intersección de ambos planos dará exactamente la trayectoria del meteoro en la atmósfera definida a partir de la fotografías tomadas desde las estaciones. Hemos pues pasado de las imágenes estereográficas de los meteoros (proyectadas en la esfera celeste) a la trayectoria real descrita en la atmósfera en coordenadas terrestres.

Siendo nuevamente A y B las dos estaciones, se podrá derivar de la ecuación anterior la intersección de esos dos planos:

$$\begin{aligned}\xi_R &= (b_A c_B - b_B c_A) / d \\ \eta_R &= (a_B c_A - a_A c_B) / d \\ \zeta_R &= (a_A b_B - a_B b_A) / d\end{aligned}\tag{2.22}$$

donde d vendrá dado por:

$$d = \sqrt{(b_A c_B - b_B c_A)^2 + (a_B c_A - a_A c_B)^2 + (a_A b_B - a_B b_A)^2}\tag{2.23}$$

Usando el sistema de ecuaciones para transformar coordenadas rectangulares en ecuatoriales podremos pasar fácilmente de ξ_R , η_R , ζ_R a la ascensión recta y la declinación del radiante del meteoro (α_R , δ_R). El radiante viene definido por el punto donde la trayectoria del meteoro corta la bóveda celeste, en dirección contraria al movimiento del meteoro, es decir, prolongándolo hacia atrás. En el caso de que ese radiante estuviese bajo el horizonte deberemos calcular su proyección opuesta en la bóveda celeste denominado *antiradiante* con sólo cambiar el signo del vector: ξ_R , η_R , ζ_R .

Para estimar el peso estadístico de la intersección debe obtenerse el valor del ángulo Q de los dos planos, proporcionado por sus vectores normales (a_A, b_A, c_A) y (a_B, b_B, c_B) . Este ángulo se calcula:

$$\cos Q_{AB} = |a_A a_B + b_A b_B + c_A c_B| \equiv \sqrt{(a_A^2 + b_A^2 + c_A^2) \cdot (a_B^2 + b_B^2 + c_B^2)}\tag{2.24}$$

Si Q es muy pequeño entonces la intersección entre los planos pierde peso estadístico. Por ello podemos definir el peso estadístico de la intersección de los dos planos A, B como proporcional al $\text{sen}^2 Q_{AB}$. Este factor se suele expresar comúnmente para dar cuenta de la bondad de la órbita calculada.

2.2.7. PROYECCIÓN DE CUALQUIER PUNTO MEDIDO SOBRE LA TRAYECTORIA PROMEDIADA.

Dadas las imprecisiones en las medidas ni siquiera los puntos que definen la trayectoria aparente del bólido desde la estación A están contenidos exactamente en el plano definido por la estación y la trayectoria promedio calculada. Tales puntos diferirán por un ángulo ψ que podrá ser calculado para cada punto a partir de la ecuación (2.18) vista anteriormente: $\text{sen} \psi_i = \Delta_i$. Tampoco los puntos medidos sobre la trayectoria del bólido desde la estación 1 ajustarán exactamente a ese plano. Por tales puntos se entiende el

comienzo y el final de la trayectoria ionizada del meteoro junto a aquellos tomados en los segmentos producidos por el obturador rotativo. Para salvar ese problema introduciendo la menor imprecisión posible se calculará la proyección perpendicular de tales puntos medidos desde la estación A, sobre la trayectoria promediada definida por el vector ξ_R, η_R, ζ_R antes calculado.

Considerando un punto cualquiera denotado como n, se pueden calcular sus coordenadas ξ_n, η_n, ζ_n a partir de las posiciones x_n, y_n determinadas a partir de la astrometría de la placa. La posición de la estación 1 obtenida a partir de (2.16) será (X_A, Y_A, Z_A) que, junto a (ξ_n, η_n, ζ_n) definen una línea recta desviándose ligeramente del plano de la trayectoria del bólido definido desde la estación A. Para mejorar ese aspecto se define el plano perpendicular al plano de la trayectoria del bólido desde la estación A que contenga la línea recta definida por los puntos (X_A, Y_A, Z_A) y (ξ_n, η_n, ζ_n) . La intersección de ese plano con la trayectoria del bólido es el punto buscado, el más próximo al punto medido que cae sobre la trayectoria promedio del meteoro definido desde dos estaciones. Este plano perpendicular al plano de la trayectoria desde la estación A puede escribirse como:

$$a_n \xi + b_n \eta + c_n \zeta + d_n = 0 \quad (2.25)$$

Entonces el vector (a_n, b_n, c_n) y d_n podrá calcularse mediante:

$$\begin{aligned} a_n &= \eta_n c_A - \zeta_n b_A \\ b_n &= \zeta_n a_A - \xi_n c_A \\ c_n &= \xi_n b_A - \eta_n a_A \\ d_n &= -a_n X_A - b_n Y_A - c_n Z_A \end{aligned} \quad (2.26)$$

La intersección X_n, Y_n, Z_n , vendrá dada por los tres planos que contendrán este punto:

$$\begin{aligned} a_A \xi + b_A \eta + c_A \zeta + d_A &= 0 \\ a_B \xi + b_B \eta + c_B \zeta + d_B &= 0 \\ a_n \xi + b_n \eta + c_n \zeta + d_n &= 0 \end{aligned} \quad (2.27)$$

Y la distancia de este punto visto desde la estación A vendrá dada por:

$$r_n = \sqrt{(X_n - X_A)^2 + (Y_n - X_A)^2 + (Z_n - Z_A)^2} \quad (2.28)$$

Para comprobar los cálculos se usan las condiciones:

$$X_n = r_n \xi_n \quad Y_n = r_n \eta_n \quad Z_n = r_n \zeta_n \quad (2.29)$$

De este modo el vector corregido $(\xi_n', \eta_n', \zeta_n')$ viene dado como la intersección de los dos planos (a_A, b_A, c_A) y (a_n, b_n, c_n) :

$$\begin{aligned} \xi_{An} &= b_n c_A - c_n b_A \\ \eta_{An} &= c_n a_A - a_n c_A \\ \zeta_{An} &= a_n b_A - b_n a_A \\ \xi_n' &= \xi_{An} / L_{An} \\ \eta_n' &= \eta_{An} / L_{An} \\ \zeta_n' &= \zeta_{An} / L_{An} \end{aligned} \quad (2.30)$$

Donde L_{An} es la longitud del vector producto para mantener los vectores unitarios, es decir:

$$L_{An} = \sqrt{\xi_{An}^2 + \eta_{An}^2 + \zeta_{An}^2} \quad (2.31)$$

El signo del vector $(\xi_n', \eta_n', \zeta_n')$ viene definido por la condición que el α_n' calculado de la fórmula (2.17) difiera solo por un pequeño valor desde α_n . Si esta diferencia es próxima a 180° , entonces nosotros sólo cambiaríamos el signo del vector resultante $(\xi_n', \eta_n', \zeta_n')$.

Es importante destacar que la proyección sobre la superficie terrestre de este punto (X_n, Y_n, Z_n) , correspondiente a la dirección $(\xi_n', \eta_n', \zeta_n')$ desde la estación A, puede ser calculada resolviendo la ecuación (2.16) que proporcionará φ_n' , ϑ_n y $R+h_n$. Mediante la fórmula (2.15) podemos transformar la latitud geocéntrica φ_n' en la latitud geográfica φ_{nc}' y además también puede ser calculada la R. La altura h_n del punto sobre el nivel cero resulta de restarle la R. El tiempo sidéreo local ϑ_n define la longitud del punto λ_n dado que los intervalos de tiempo sidéreo son iguales a los intervalos de longitud. La única corrección por hacer a φ_{nc}' será para obtener la proyección vertical (y no la proyección en la dirección del radio vector) del punto (X_n, Y_n, Z_n) para el nivel de altura cero. De este modo se representa como φ_n a esta latitud en la proyección vertical:

$$\varphi_n = \varphi_{nc} + \frac{h_n \cdot (\varphi'_n - \varphi_{nc})}{(R + h_n)} \quad (2.32)$$

El mismo procedimiento desde la fórmula 2.25 a la 2.32 cabrá aplicar a la estación B. Si el meteoro fuese fotografiado tan sólo desde dos estaciones, se llega aquí al final de los cálculos de su trayectoria real en la atmósfera. Usando las ecuaciones 2.25 a 2.32 para cada uno de los cortes temporales que aparezcan a lo largo de la trayectoria del bólido desde la estación A se calculan entonces: h_n , r_n , ϑ_n y λ_n . Hecho esto se pueden determinar las distancias l_n a lo largo de la trayectoria del bólido desde la primera marca temporal X_1, Y_1, Z_1 mediante la fórmula:

$$l_n = \sqrt{(X_n - X_1)^2 + (Y_n - Y_1)^2 + (Z_n - Z_1)^2} \quad (2.33)$$

A partir de estas distancias y las marcas temporales proporcionadas por el obturador rotativo se pueden determinar velocidades y deceleraciones para cualquier punto de la trayectoria del meteoro. De igual manera se puede operar para la estación B. Además se puede calcular h , r , ϑ , λ y l para el punto de inicio y fin de la trayectoria luminosa desde la estación A y desde la estación B. Cabe notar que dada la diferente distancia de las estaciones al meteoro y la posible diferente sensibilidad del sistema óptico en cada estación, tales puntos de inicio y fin pueden cambiar considerablemente de una estación a otra. Este problema que no consideraba el método de Dubiago (1961) no es relevante tal y como es definida la trayectoria en el procedimiento de Ceplecha.

2.2.8. TRAYECTORIA EN BASE A MÁS DE DOS ESTACIONES.

Cuando más de dos estaciones fotografian el meteoro el problema se complica ligeramente por lo que requiere mención aparte. En tal caso se parte de N planos cada uno de los cuales contiene la trayectoria del bólido para la correspondiente estación. Como tales planos diferirán ligeramente de las posiciones exactas debido a los errores intrínsecos de las medidas, tendremos en total $N-2$ intersecciones. Así pues en la aproximación de Ceplecha la intersección promedio de todos los planos será la trayectoria promedio buscada.

Una vez determinados (a_A, b_A, c_A) y d_A a partir de las ecuaciones 2.21, queda definido el plano de la trayectoria del meteoro desde la estación A. Se puede decir que esa es una trayectoria promedio usando todos los puntos medidos del bólido desde las estaciones A y B. Del mismo modo el plano de la estación B de la trayectoria del bólido viene dado por (a_B, b_B, c_B) y d_B . A partir de aquí se calcula la dirección de la intersección de estos dos planos (ξ_R, η_R, ζ_R) como una dirección preliminar de la trayectoria promedio desde todas las

estaciones. En realidad esta dirección preliminar diferirá muy poco de la dirección final de la trayectoria pero tal y como propone Ceplecha (1987) este proceso iterativo es muy útil para mejorar el resultado. Un plano perpendicular a (ξ_R, η_R, ζ_R) será el definido en la ecuación:

$$\xi_R \xi + \eta_R \eta + \zeta_R \zeta + d_R = 0 \quad (2.34)$$

Que interceptará los dos planos desde dos estaciones S y L cualquiera en un punto, que asimismo caerá sobre la trayectoria del bólido definido por estos dos planos:

$$\begin{aligned} a_S \xi + b_S \eta + c_S \zeta + d_S &= 0 \\ a_L \xi + b_L \eta + c_L \zeta + d_L &= 0 \end{aligned} \quad (2.35)$$

Ahora definiremos dos d_R diferentes para la ecuación 2.34 mediante dos puntos diferentes que el plano definido por (2.34) debe atravesar. Esos dos puntos serán el inicio de la trayectoria del meteoro desde la estación A: (X_i, Y_i, Z_i) y el final de la trayectoria desde la misma estación: (X_f, Y_f, Z_f) . Con ello deberá cumplirse:

$$\begin{aligned} d_R(\text{inicio}) &= -\xi_R X_i - \eta_R Y_i - \zeta_R Z_i \\ d_R(\text{fin}) &= -\xi_R X_f - \eta_R Y_f - \zeta_R Z_f \end{aligned} \quad (2.36)$$

La solución de (2.34) y (2.35) con $d_R = d_R(\text{inicio})$ proporciona un punto $[X_{LS}(\text{inicio}), Y_{LS}(\text{inicio}), Z_{LS}(\text{inicio})]$ que corresponde a la intersección de la trayectoria del meteoro definida desde las estaciones L y S con el plano estándar perpendicular a la dirección de la trayectoria aproximada definida desde A y B. Puede asignarse a este punto un peso estadístico que dependerá de la geometría existente entre los planos de ambas estaciones:

$$G_{LS} = g_L \cdot g_S \cdot \text{sen}^2 Q_{LS} \quad (2.37)$$

En la fórmula anterior aparece Q_{LS} que es el ángulo entre los dos planos. Tal ángulo se calcula a partir de la ecuación 2.24, mientras que g_L y g_S son los pesos estadísticos de los registros del meteoro desde la estación L y S respectivamente. En el caso que la precisión en el registro desde ambas estaciones sea la misma g_L será proporcional a la longitud aparente registrada del meteoro desde la estación L e idénticamente g_S será proporcional a la longitud desde S. Con esto se pretende dar mayor peso a la trayectoria que define mejor el plano. En ese caso g_L y g_S pueden tomarse directamente como la longitud aparente de la trayectoria sobre la placa en milímetros ya que como simple peso pueden usarse unidades arbitrarias.

De este modo se consiguen (N-2) puntos diferentes de todas las combinaciones L, S con el peso estadístico G_{LS} . La trayectoria pesada de estos puntos es el primer punto de la trayectoria promediada del bólido $[X(\text{inicio}), Y(\text{inicio}), Z(\text{inicio})]$, situada en algún sitio próximo al principio de la trayectoria. El segundo punto de la trayectoria promedio será $[X(\text{fin}), Y(\text{fin}), Z(\text{fin})]$ que necesitaremos para definir la posición y dirección de la trayectoria promedio. Este segundo punto podrá ser calculado a partir de $[X_{LS}(\text{fin}), Y_{LS}(\text{fin}), Z_{LS}(\text{fin})]$, operando de igual modo que antes con sólo resolver las ecuaciones 2.34 y 2.35 para $d_R=d_R(\text{fin})$. Este segundo punto se encuentra en algún lugar cercano al final de la trayectoria luminosa del meteoro. La diferencia de coordenadas de estos dos puntos proporciona la dirección de la trayectoria promedio que es el radiante promediado pues corresponde a los registros de las N estaciones que fotografiaron el meteoro.

2.2.9. LOS CORTES TEMPORALES DEL METEORO

El obturador rotativo proporciona una imagen entrecortada del meteoro. Si las aspas de este instrumento cubren el campo n veces por segundo, esto proporcionará una marca cada $1/n$ de segundo. Generalmente el movimiento del obturador se combina con el del meteoro por lo que definiendo el tiempo relativo como cero para el primer corte medible ($t=0$ para $l=l_1$) entonces el tiempo relativo t_n del corte n será:

$$t_n = \frac{L_n - L_1 + \frac{n_{SR} \Delta \varphi_n}{2\pi}}{f} \quad (2.38)$$

Donde n_{SR} es el número de aspas del obturador (generalmente 4 en nuestro caso), f es el número de rotaciones del motor por segundo y $\Delta \varphi_n$ que es la posición del obturador desde el instante de la primera ocultación y la n, que viene dada por:

$$\Delta \varphi = \arctan g \left[\frac{x_1 - x_c}{y_1 - y_c} \right] - a \quad (2.39)$$

Donde (x_c, y_c) son las coordenadas rectangulares del eje del obturador rotativo, mientras que (x_1, y_1) y (x_n, y_n) son las coordenadas rectangulares del segmento meteórico que actúa como marca temporal 1 y n respectivamente. Debe insistirse en que todas estas coordenadas son rectangulares, definidas en el mismo sistema de ejes cartesianos utilizado para realizar la astrometría de la placa. Así pues en la imagen se medirán las coordenadas cartesianas de las estrellas y de los diferentes tramos en que aparece entrecortado el

meteoro. A partir de ellas, una vez reconstruida la trayectoria, se obtendrán las distancias reales y la velocidad geocéntrica, tal y como se explica en el próximo apartado.

2.2.10. LONGITUD, VELOCIDAD Y DECELERACIÓN COMO FUNCIÓN DEL TIEMPO.

Teniendo las distancias entre cortes (l_n) y las alturas sobre el nivel cero (h_n) para cada tiempo (t_n) podemos obtener la velocidad media de la partícula en cada tramo genérico i fotografiado:

$$\bar{v}_i = \frac{l_i}{t_i} \quad (2.40)$$

Evidentemente los resultados mostrarán una progresiva deceleración del meteoroides conforme profundiza en la atmósfera. Sin embargo tal deceleración varía considerablemente de unos meteoroides a otros. En meteoroides de alta velocidad geocéntrica y origen cometario la deceleración no suele ser mayor del 1% pues la partícula se volatiliza muy rápidamente sin alcanzar las capas atmosféricas más bajas. Sin embargo, la deceleración puede ser incluso diez veces mayor para aquellos meteoroides de mayor densidad y origen presumiblemente asteroidal, capaces de profundizar sin desintegrarse en regiones atmosféricas más densas como la mesosfera o incluso la estratosfera en el caso de grandes meteoroides (Ceplecha et al., 2000).

A partir de la velocidad media en cada intervalo se calcula la deceleración sufrida por las partículas. Para ello se han desarrollado en las últimas décadas diferentes métodos numéricos para obtener el mejor ajuste de ellos como función del tiempo. Por ejemplo, fórmulas de interpolación, diferenciación numérica de l_n junto a un suavizado de las velocidades resultantes o bien las ecuaciones del cuerpo simple obtenidas por Pecina y Ceplecha (1983, 1984). Aquí se ha optado por un sencillo ajuste de la velocidad como función del tiempo que proporciona directamente la deceleración del cambio mínimo de la velocidad registrado entre cada uno de los cortes del meteoro producidos por el obturador rotativo.

Uno de los parámetros del problema es la velocidad en el infinito (v_∞) que corresponde a la velocidad inicial (usualmente denominada preatmosférica). Este valor se suele ajustar a la velocidad más alta que posee el meteoroides en la atmósfera antes de que la ablación se inicie e incluso antes de que la deceleración sobrepase la gravedad terrestre. Esa velocidad inicial a la que se suele referir genéricamente “en el infinito” (v_∞) y el correspondiente radiante $(\xi_R, \eta_R, \zeta_R) = (\alpha_R, \delta_R)$ definirán el vector inicial de velocidad empleado para los cálculos de la órbita. Asimismo se usará la velocidad promedio (v)

calculada en el punto situado en la mitad de la trayectoria promedio, utilizando la misma dirección definida por el radiante del meteoro (α_R, δ_R).

2.2.11. OBTENCIÓN DE LA DENSIDAD SUPERFICIAL REDUCIDA.

Del estudio dinámico del movimiento de los meteoroides a su entrada en la atmósfera podemos profundizar en algunas propiedades de la partícula incidente. En concreto midiendo la deceleración durante el descenso podemos averiguar la densidad de la partícula incidente con un margen razonable de error (Ceplecha y Borovicka, 1992).

De hecho la deceleración (dc) es de esperar que aumente rápidamente conforme lo hace la densidad del aire (ρ_a) de manera que en primer orden despreciando los procesos de fragmentación se obtiene que ρ_a/dc es proporcional a la *densidad superficial reducida* (ρ_{SR}) de la partícula, definida como sigue (Halliday, 1988):

$$\rho_{SR} = \frac{m}{C_d \cdot S} = 0.5 \cdot V^2 \cdot \frac{\rho_a}{dc} \quad (2.41)$$

siendo V , dc y ρ_a dadas para una determinada altitud sobre la superficie terrestre. El factor C_d es un coeficiente de resistencia al avance que está relacionado con la forma de la partícula. A partir de la ecuación anterior podemos aproximar ese cociente entre la masa y la superficie de la partícula. Ceplecha y Borovicka (1992) proponen para obtener esa estimación de la densidad de la partícula realizar un ajuste de la forma:

$$V(t)^2 = V_\infty^2 + K \cdot \rho(t) \quad (2.42)$$

donde $V(t)$ es la velocidad medida para el meteoro según la altura en cada instante sobre la superficie, $\rho(t)$ es la densidad media del aire a la altura del meteoro y V_∞ es la velocidad preatmosférica. La velocidad preatmosférica se relaciona con la velocidad geocéntrica mediante:

$$V_g^2 = V_\infty^2 - V_E^2 \quad (2.43)$$

donde aparece la velocidad de escape terrestre V_E que es aproximadamente 11.2 km/s. Usualmente se encuentra que el cociente $m/C_d \cdot S$ se mantiene constante a diferentes altitudes, evidenciando que la ecuación (2.42) describe bien la deceleración sufrida por el meteoróide.

2.2.12. CLASIFICACIÓN DE LOS BÓLIDOS SEGÚN LAS PROPIEDADES DE LOS METEOROIDES PROGENITORES.

Tal y como propusieron Ceplecha y McCrosky (1976) parecen existir cuatro tipos de bólidos en función de su facilidad de desintegrarse en la atmósfera que presentan sus meteoroides progenitores. De este modo se han dividido en cuatro grupos: I, II, IIIA y IIIB, ordenadas de mayor a menor facilidad de ablación.

Los bólidos del grupo I son aquellos que sufren menor ablación relativa y poseen una mayor densidad. Suelen ser producidos por condritas ordinarias y de hecho se han clasificado como tales las caídas de los meteoritos Pribam, Lost City e Innisfree. Los bólidos del grupo II corresponden a meteoroides que poseen menor densidad y mayor facilidad de ablación relativa a los del grupo I. Generalmente se asocia este grupo a las condritas carbonáceas (Ceplecha et al., 1998), uno de los tipos de meteoritos más primitivos, ricos en materia orgánica y elementos volátiles (Wood, 1988). Actualmente se discute el origen de algunos tipos de condritas carbonáceas puesto que algunos autores proponen un origen asteroidal y otros cometario (Wetherill & Revelle, 1981).

El grupo III caracteriza a fragmentos de origen cometario, estando dividido en varios subgrupos. El primero de ellos, denotado como IIIA está asociado a meteoroides que provienen de órbitas heliocéntricas de periodo corto. La densidad media de tales meteoroides es menor de 1 g/cm^3 y además presentan una gran facilidad de ablación. Un segundo subgrupo, el IIIAi aparece asociado por el contrario a cometas de periodo largo. En uno y otro caso el origen cometario de estos cuerpos es evidente puesto que los bólidos asociados a enjambres meteóricos producidos por cometas se encuentran en este grupo. Finalmente el cuarto grupo de bólidos es el denotado por IIIB que poseen unas densidades muy bajas (usualmente inferiores a $0,3 \text{ g/cm}^3$) y una gran facilidad relativa para la ablación. Evidentemente estas partículas de baja consistencia están asociadas también a cometas y, por ejemplo, dentro de este grupo se encuentran los meteoroides desprendidos del cometa 21 P/Giacobini-Zinner. Recientemente se ha sugerido que los bólidos del tipo IIIB son producidos por partículas desprendidas de cometas ricos en material orgánico (Kiselev, 2000). Este cometa posee una abundancia baja de carbono en la fase gaseosa comparada a otros cometas que sugiere que esa materia orgánica se encuentre mayoritariamente en la fase de polvo. Esto explicaría la fragilidad de los meteoroides de las Dracónidas (el enjambre asociado al 21P/Giacobini-Zinner) que viene apoyada por la ablación mayoritaria de las partículas por encima de los 94 km de altura (Jacchia et al., 1956) y también por el reducido tiempo de vida estimado de tales meteoroides en su órbita alrededor del Sol (Wu & Williams, 1995). Cabe subrayar en apoyo de la naturaleza cometaria de los bólidos de los grupos II, IIIA y IIIB que sus espectros muestran bandas moleculares de moléculas volátiles como el cianógeno (CN) que jamás han sido

observadas en bólidos del grupo I (Ceplecha et al., 1998; Rairden et al., 2000). Nótese precisamente que el CN es una especie molecular abundante tanto en cometas como en el mismo medio interestelar (Knacke, 1989).

Además de estos cuatro grupos existen otros meteoroides fácilmente identificables por ser los que presentan mayor resistencia a la ablación. Estos generalmente se clasifican en grupo a parte por ser de naturaleza metálica (tabla 2.1). Entre el grupo IIIA de meteoroides procedentes de cometas se pueden establecer, en relación a sus órbitas heliocéntricas, dos subgrupos. Por una parte los meteoroides pertenecientes al subgrupo IIIAi corresponden a meteoroides de largo periodo cuyas órbitas aparecen inclinadas aleatoriamente. Por otra en el subgrupo C3 se incluyen aquellos cometas que poseen órbitas de periodo corto aunque también inclinadas al azar.

Grupo	% Observado	Órbita característica			ρ (g/cm ³)	σ (s ² ·km ⁻²)	Composición asumida y cuerpos asociados
		a (U.A)	e	i (°)			
Metálicos	3	1,8	0,5	6	7,8	0,07	Meteoritos metálicos Asteroides
I	29	2,4	0,68	6	3,7	0,014	Condritos ordinarios Asteroides
II	33	2,3	0,61	5	2,0	0,042	Condritos carbonáceos Cometas o asteroides
IIIA	11	2,4	0,82	4	0,75	0,10	Material cometario Cometas periodo corto
IIIAi	11	≈∞	0,99	aleatoria	0,75	0,10	Material cometario Cometas periodo largo
C3	4	2,7	0,67	aleatoria	0,75	0,10	Material cometario Cometas periodo corto?
IIIB	9	3,0	0,70	13	0,27	0,21	Material cometario de baja consistencia.

Tabla 2.1. - Grupos de bólidos identificados a partir de fotografía desde Redes de Bólidos junto con las propiedades deducidas del material. Nótese que algunos grupos suelen tener órbitas similares entre sí. ρ representa la densidad media del meteoroides y σ el coeficiente de ablación típico para los registros más precisos de bólidos obtenidos desde diversas redes fotográficas. Adaptado de Ceplecha et al. (1998).

Como se aprecia en la tabla 2.1 se pueden asociar unas órbitas típicas a la mayoría de estos grupos. La mayor diferencia sistemática acontece en las excentricidades pues por ejemplo las condritas ordinarias y las carbonáceas representados en los grupos I y II poseen las órbitas con menor excentricidad (en torno a 0,6). Por otra parte el material de origen cometario que genera los bólidos de los diversos subgrupos en que se divide el grupo III incide desde órbitas de largo periodo con excentricidades típicamente superiores a 0,7.

2.3. DETERMINACION DE LA ORBITA DEL METEOROIDE.

2.3.1. EL CÁLCULO DE LOS ELEMENTOS ORBITALES

El último paso para conocer el origen del meteoroide en el Sistema Solar es reconstruir su órbita heliocéntrica. En el anterior apartado se ha descrito el método de cálculo de la trayectoria media del meteoro en la atmósfera. Proyectando esa trayectoria hacia la bóveda celeste se calcula el radiante (α_R, δ_R), es decir, la zona del cielo de donde parece provenir el meteoro (véase figura 2.12). Además, previamente se había obtenido la velocidad preatmosférica (v_∞) y la velocidad media del meteoro (v). Así pues se parte de estos cuatro datos observacionales ($v_\infty, v, \alpha_R, \delta_R$) para calcular los elementos orbitales que definirán la órbita del meteoroide en el Sistema Solar (figura 2.13).

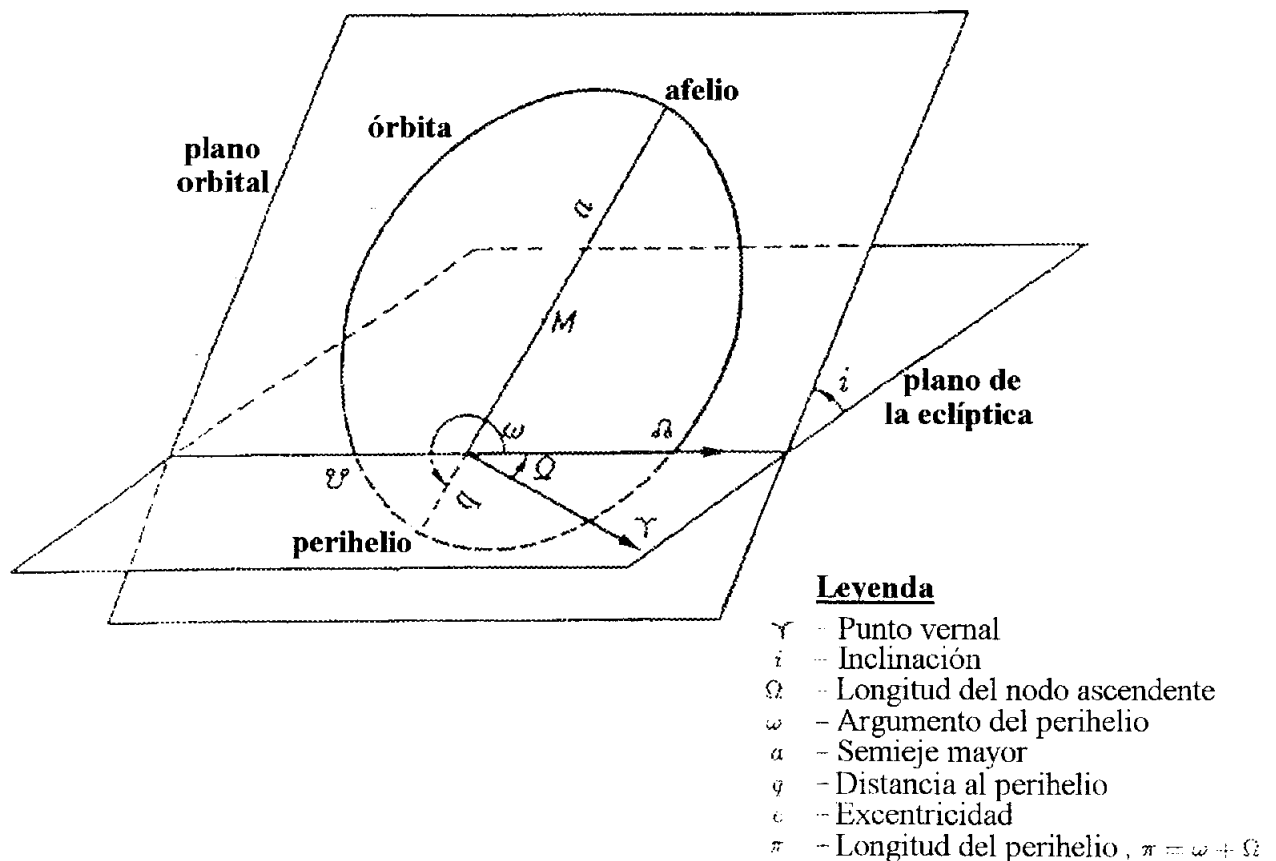


Figura 2.13.- Los elementos orbitales necesarios para definir la órbita de un astro.

Una vez conocidos esos parámetros primero se corrige el vector de la velocidad observada: (v, α_R, δ_R) por el efecto de la rotación terrestre. La velocidad de rotación terrestre (v_T) viene dada por:

$$v_T = \frac{2\pi(\bar{R}_n + \bar{h}_n)\cos\varphi'_n}{86164.09} \quad (2.44)$$

En esta expresión aparece entre paréntesis el radio vector del punto medio (X_n, Y_n, Z_n) tomado sobre la trayectoria promediada (expresada en km) de donde previamente se obtuvo la velocidad media del meteoro. También aparece φ'_n que es la latitud geocéntrica de ese punto medio. Si las coordenadas geocéntricas del radiante observado son dadas por la ecuación (2.17) tendremos que el vector velocidad corregido $v_c(v_{xc}, v_{yc}, v_{zc})$ viene dado por el vector velocidad promedio $v(v_x, v_y, v_z)$, cuyos componentes vienen dados por: $v_x=|v|\xi$, $v_y=|v|\eta$ y $v_z=|v|\zeta$, y por su correspondiente representación geocéntrica:

$$\begin{aligned} v_{xc} &= v_x - v_T \cos\alpha_E \\ v_{yc} &= v_y - v_T \sin\alpha_E \\ v_{zc} &= v_z \end{aligned} \quad (2.45)$$

donde α_E es la ascensión recta del punto Este correspondiente a la latitud φ_n y a la longitud λ_n del punto promediado de la trayectoria del meteoro.

A continuación debe corregirse la velocidad estimada (v_c) por la atracción introducida por la gravedad terrestre. De este modo se obtiene el vector velocidad geocéntrica $v_G (V_{Gx}, V_{Gy}, V_{Gz})$. Se realiza en dos pasos. Primero se corrige v_c para obtener el valor preatmosférico (sin cambiar la dirección del vector) con sólo añadir la diferencia de la velocidad inicial menos la velocidad promedio al valor absoluto del vector v_c . Llamando pues $v_{\infty c}$ al valor preatmosférico que vendrá dado por:

$$v_{\infty c} = v_c + v_{\infty} - v \quad (2.46)$$

Con lo que el valor absoluto v_G del vector velocidad geocéntrica será entonces:

$$v_G = \sqrt{\frac{v_{\infty c}^2 - 797201.0}{\bar{R}_n + \bar{h}_n}} \quad (2.47)$$

Las coordenadas 2.45 pueden ser transformadas usando (2.17) en la ascensión recta y la declinación del radiante corregido para la rotación terrestre, denotado como α_c , δ_c . Entonces la coordenada z_c se calculará a partir de:

$$\cos z_c = \sin \delta_c \cdot \sin \varphi'_n + \cos \delta_c \cdot \cos \varphi'_n \cdot \cos(\vartheta'_n - \alpha_c) \quad (2.48)$$

En la ecuación anterior aparecen la latitud geocéntrica (φ'_n) del punto medio sobre la trayectoria promediada y z_c o distancia existente desde el cenit geocéntrico. Este paso se realiza ya que la gravedad actúa gradualmente cambiando la dirección del meteoroides aproximándose a la Tierra y el punto promedio de acción de la gravedad será $2R$ desde el centro del planeta. Cabe por tanto considerar que el movimiento del meteoroides viene gobernado por toda la masa terrestre y no sólo por la región particular sobre la que fue observado. Corregiremos entonces z_c por $\Delta z_c > 0$ a partir de:

$$\Delta z_c = 2 \arctan \left(\frac{(v_{\infty c} - v_G) \cdot \tan\left(\frac{z_c}{2}\right)}{(v_{\infty c} + v_G)} \right) \quad (2.49)$$

Con lo que finalmente calcularemos la distancia cenital del radiante geocéntrico (z_G) como sigue:

$$z_G = z_c + \Delta z_c \quad (2.50)$$

Su azimut no cambiará desde el valor de v_c y por tanto puede ser calculado, tomando de nuevo latitudes geocéntricas, a partir de α_c y δ_c . De este modo:

$$a_G = a_c \quad (2.51)$$

Se puede transformar a_G , z_G en la ascensión recta y la declinación del radiante geocéntrico α_G , δ_G mediante φ'_n y ϑ'_n . Dado que se usan coordenadas aparentes de las estrellas para convertir las coordenadas x, y medidas sobre la placa fotográfica en azimuts y distancias al cenit arbitrarias (a, z), entonces las coordenadas α_G , δ_G también estarán también en ese sistema de coordenadas aparentes. Usualmente se convierten tales coordenadas a otras que vienen referidas a una época determinada (al Equinoccio 2000.0 por ejemplo).

A partir de v_G , α_G y δ_G se puede calcular el vector velocidad heliocéntrico (v_H , L_H , B_H) que poseía el meteoroides en órbita solar, poco antes de entrar en la atmósfera

terrestre. Aquí L y B son la longitud y la latitud eclípticas. Para llegar a ese vector primero convertiremos α_G y δ_G en la longitud y latitud eclípticas L_G , B_G para la época más próxima. El sistema heliocéntrico eclíptico de coordenadas rectangulares que definiremos será:

$$\begin{aligned} X &= r \cdot \cos L \cdot \cos B \\ Y &= r \cdot \sen L \cdot \cos B \\ Z &= r \cdot \sen B \end{aligned} \quad (2.52)$$

donde r es la distancia desde el Sol (el radio vector). La posición de la Tierra en este sistema puede ser calculada a partir de la longitud solar, convertido en el sistema de coordenadas del principio del año más cercano menos 180° ($L_{sol} - 180^\circ$) y a partir del radio vector terrestre (r) usando la definición (2.52).

El vector velocidad de la Tierra en órbita puede calcularse a partir del cambio de la longitud solar (L_{sol}) y a partir de cambio en el radio vector (r). Denotando V_{AP} como la velocidad de la Tierra en U.A por día solar y siendo t el tiempo en días solares, entonces escribiremos:

$$V_{AP} = \sqrt{\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \left(r \cdot \frac{dL_{sol}}{dt}\right)^2} \quad (2.53)$$

La dirección de V_{AP} viene dada por la longitud eclíptica del apex terrestre (L_{AP}) con lo que podremos escribir:

$$L_{AP} = L_{sol} - \frac{\pi}{2} - \frac{\left(\frac{dr}{dt}\right)}{\left(r \cdot \frac{dL_{sol}}{dt}\right)} \quad (2.54)$$

Todos los ángulos de la ecuación anterior están expresados en radianes.

Por otra parte, las coordenadas rectangulares de la velocidad heliocéntrica del meteoroides v_H (v_{Hx} , v_{Hy} , v_{Hz}) se calculan mediante las ecuaciones:

$$\begin{aligned} v_{Hx} &= -v_H \cdot \cos L_G \cdot \cos B_G + V_{AP} \cdot \cos L_{AP} \\ v_{Hy} &= -v_G \cdot \sen L_G \cdot \cos B_G + V_{AP} \cdot \sen L_{AP} \\ v_{Hz} &= -v_G \cdot \sen B_G \end{aligned} \quad (2.55)$$

Asimismo se puede escribir la ecuación 2.52 para cada componente de la velocidad:

$$\begin{aligned} v_{Hx} &= v_H \cdot \cos L_H \cdot \cos B_H \\ v_{Hy} &= v_H \cdot \sin L_H \cdot \cos B_H \\ v_{Hz} &= v_H \cdot \sin B_H \end{aligned} \quad (2.56)$$

De esta forma usando 2.55 se determinan todos los componentes rectangulares del vector velocidad geocéntrica y si se substituyen con signo opuesto en 2.56 se obtiene el radiante heliocéntrico del meteoro (L_H , B_H) y el vector velocidad heliocéntrico (v_H). Puesto que en la ecuación 2.55 el vector velocidad V_{AP} está dado en U.A por día solar y que la v_G obtenida de los registros fotográficos viene dada en km/s, necesitaremos un factor de conversión. Este factor fue incluido en el sistema de la Unión Astronómica Internacional (1976) de constantes astronómicas como:

$$v_G [km/s] = 1731,456829 \cdot v_G [U.A / día solar] \quad (2.57)$$

Todas las velocidades que aparecen en 2.55 deben estar en el mismo sistema de unidades. De este modo dando las velocidades en $UA/día solar$ el semieje de la órbita vendrá dado por:

$$a = \frac{k^2 \cdot r}{2k^2 - r \cdot v_H^2} \quad (2.58)$$

donde $k=0,01720209895$ es la constante gravitacional Gaussiana en unidades $[UA-día solar-masa solar]$. La longitud del nodo ascendente (Ω) dependerá del signo de B_H :

$$\begin{aligned} si \quad B_H > 0 &\rightarrow \Omega = L_{sol} \\ si \quad B_H < 0 &\rightarrow \Omega = L_{sol} - \pi \end{aligned} \quad (2.59)$$

La inclinación de la órbita (i) vendrá dada por su coseno y seno:

$$\begin{aligned} \sqrt{\rho} \cdot \cos i &= \frac{r \cdot v_{Hx} \cdot \sin L_{sol} - r \cdot v_{Hy} \cdot \cos L_{sol}}{k} \\ \sqrt{\rho} \cdot \cos i &= \frac{-r \cdot v_{Hz} \cdot \sin L_{sol}}{k \cdot \sin \Omega} \\ \sqrt{\rho} \cdot \cos i &= \frac{-r \cdot v_{Hz} \cdot \cos L_{sol}}{k \cdot \cos \Omega} \end{aligned} \quad (2.60)$$

La excentricidad de la órbita e y la anomalía verdadera v se calcula a partir de:

$$e \cdot \sin v = \frac{-\sqrt{p \cdot (v_{Hx} \cdot \cos L_{sol} + v_{Hy} \cdot \sen L_{sol})}}{k} \quad (2.61)$$

$$e \cdot \cos v = \frac{p}{r} - 1$$

Donde p vendrá dado por las ecuaciones 2.60. El argumento del perihelio ω depende del signo de B_H :

$$\begin{aligned} \text{si } B > 0 &\rightarrow \omega = \pi - v \\ \text{si } B < 0 &\rightarrow v \end{aligned} \quad (2.62)$$

Si la órbita es elíptica ($a > 0$) la distancia al perihelio (q) y la distancia al afelio (Q) podrá ser calculada a partir de las relaciones geométricas:

$$\begin{aligned} q &= a(1 - e) \\ Q &= a(1 + e) \end{aligned} \quad (2.63)$$

Transformando la anomalía verdadera (v) en la anomalía media (μ) se calcula el tiempo DT transcurrido desde el último paso por el perihelio del meteoroide:

$$DT = \frac{\mu \cdot a^{3/2}}{k} \quad (2.64)$$

Todos los elementos orbitales angulares ahora están dados para el principio de año más cercano y deben ser convertidos en los valores de la época estándar. En este trabajo aparecen referidos todos respecto al equinoccio del 2000.00.

2.3.2. LA ASOCIACIÓN CON CUERPOS MENORES: EL CRITERIO DE SOUTHWORTH-HAWKINS.

Una vez obtenida la órbita del meteoroide incidente se puede comparar con la de otros cuerpos menores cuya órbita sea también conocida. Con ello se pretende establecer el parentesco entre los cuerpos menores y los enjambres meteóricos que interceptan la Tierra. Incluso, dadas las diferencias orbitales entre diferentes meteoroides de un enjambre, a veces se hace necesario establecer su parentesco analizando en detalle sus elementos orbitales con los promediados para ese enjambre. Para evitar el alto grado de subjetividad que podía tener catalogar estos cuerpos con sólo comparar grosso modo sus elementos orbitales, fueron Southworth y Hawkins (1963) los primeros en establecer un

criterio cuantitativo para analizar el parentesco orbital entre dos cuerpos en órbita solar. El discriminante de Southworth y Hawkins es desde entonces aplicado con asiduidad para la búsqueda de nuevos enjambres meteóricos. La relación que lo define es:

$$D^2 = (e_2 - e_1)^2 + (q_2 - q_1)^2 + \left[2 \cdot \text{sen} \left(\frac{I}{2} \right) \right]^2 + \left[(e_1 + e_2) \cdot \text{sen} \left(\frac{P}{2} \right) \right]^2 \quad (2.65)$$

Nótese que dado que la importancia de la posición del perihelio P decrece cuando la excentricidad tiende a cero (las órbitas sean circulares), la cantidad P se pesa en la anterior ecuación con la media de las excentricidades. Ahora bien, con el fin de simplificar el problema se substituyen arcos por ángulos ya que éstos suelen ser en general muy pequeños. De este modo se aproxima I por $2 \cdot \text{sen} (I/2)$ y P por $2 \cdot \text{sen}(P/2)$. El ángulo que forman los planos orbitales se deduce entonces de:

$$\left[2 \cdot \text{sen} \left(\frac{I}{2} \right) \right]^2 = \left[2 \cdot \text{sen} \left(\frac{i_2 - i_1}{2} \right) \right]^2 + \text{sen } i_1 \cdot \text{sen } i_2 \left[2 \cdot \text{sen} \left(\frac{\Omega_2 - \Omega_1}{2} \right) \right]^2 \quad (2.66)$$

y el parámetro P se obtendrá a su vez de:

$$P = \omega_2 - \omega_1 + 2 \arcsen \left[\cos \left(\frac{i_2 + i_1}{2} \right) \cdot \text{sen} \left(\frac{\Omega_2 - \Omega_1}{2} \right) \cdot \sec \left(\frac{I}{2} \right) \right] \quad (2.67)$$

En las anteriores ecuaciones aparecen los elementos orbitales (e , i , q , Ω y ω). Nótese que la comparación entre órbitas se realiza a partir de la diferencia entre los elementos orbitales de cada órbita. Se establecen así unas coordenadas de trabajo que serán e , q , I y P en donde I representa el ángulo que forman los planos de las órbitas y P será la diferencia de las longitudes del perihelio medida desde el punto de corte de ambas.

Así pues cada órbita puede representarse como un punto en un espacio tetradimensional cuyas coordenadas ortogonales curvilíneas sean e , q , I y P . Con ello la diferencia entre las dos órbitas será entonces la distancia entre los puntos.

Nótese que el valor de D que proporciona la ecuación (2.65) puede tomar valores entre 0 y 2. Un valor próximo a cero significa que las órbitas comparadas son muy similares mientras que un valor mayor o igual a 0,4 indica que no existe parentesco alguno entre las órbitas. Sin embargo tales valores numéricos deben entenderse como una aproximación porque se usan arcos en vez de ángulos. Además tal ecuación está mal definida dimensionalmente pues q tiene unidades de longitud y e es adimensional.

A pesar de esas deficiencias, este discriminante de Southworth y Hawkins se ha comprobado realmente útil para establecer el parentesco entre los cuerpos cuyas órbitas se comparen. A veces se aplica para determinar si un cometa o un asteroide es el cuerpo progenitor de un meteoroides y otras veces para comprobar si dos meteoroides pertenecen a un mismo enjambre meteórico. Precisamente Porubcan (1968) analizó varios enjambres de meteoroides dispersos para establecer unos niveles de confianza para la asociación de órbitas como función de los valores de D obtenidos (véase tabla 2.1). En general se suele aceptar que existe un parentesco entre los cuerpos analizados cuando $D < 0,30$. Sin embargo para aquellos enjambres de baja inclinación, es decir próximos al plano de la eclíptica, se suele tomar un límite más estricto en torno a $D < 0,25$. Nosotros emplearemos este criterio en los siguientes apartados con el fin de comparar las órbitas calculadas con las promediadas para algunos enjambres. De este modo corroboraremos la asociación de los meteoros fotografiados con sus enjambres o incluso con sus cuerpos progenitores de manera inequívoca.

Intervalo de D	probabilidad de parentesco
$0 < D < 0,18$	100
$0,19 < D < 0,30$	80
$0,31 < D < 0,35$	60
$0,36 < D < 0,38$	40
$0,39 < D < 0,40$	20
$D > 0,40$	0

Tabla 2.2. Niveles de confianza para el parentesco entre dos cuerpos analizados con el criterio de Southworth y Hawkins. Tomado de Porubcan (1968).

Siguiendo este criterio de Southworth y Hawkins se han analizado las órbitas de meteoroides fotografiados en todo el mundo identificándose cerca de un centenar de enjambres meteóricos. El primer catálogo estricto de enjambres meteóricos fue recogido por Cook (1973) conteniendo datos sobre un total de 58 lluvias de meteoros. Posteriormente Jenniskens (1984) publicó una lista rigurosa de aquellos enjambres meteóricos mejor estudiados en base a observaciones fotográficas y radar.

2.4. DETERMINACIÓN DE FLUJOS ESPACIALES DE LOS ENJAMBRES A PARTIR DE FOTOGRAFÍA.

Generalmente el cálculo del número de partículas por unidad de volumen presentes en un enjambre de meteoros clásicamente se ha realizado a partir del conteo realizado por observadores visuales. Evidentemente el número de meteoros observado dependerá de factores propios a cada observador por lo que tales medidas individuales tendrán un pobre o nulo valor científico. Tan sólo en el caso de que se dispongan de decenas de

conteos y se haga un tratamiento estadístico riguroso de ellos podrán calcularse valores más ajustados a la realidad (Rendtel et al., 1995; Trigo et al., 2001). Por si fuera poco los conteos visuales dejan de tener valor durante tormentas de meteoros, cuando el número de meteoros que aparece en el campo visual hace casi imposible contarlos (Jenniskens, 1995). Por todo ello, frente a los problemas que plantean las observaciones visuales, la toma de imágenes fotográficas o CCD puede permitir a posteriori contar el número de meteoros aparecidos e incluso estimar la calidad del cielo (y por tanto la magnitud límite alcanzada) en la fotografía.

Realizando observaciones visuales simultáneas a las fotografías se ha corroborado la siguiente ecuación semiempírica desarrollada por Hawkins (1964) para el cálculo de la magnitud límite meteórica (M_{fot}) que registra un equipo fotográfico:

$$M_{\text{fot}} = 2,512 \cdot \log(D^2 \cdot F^{-1} \cdot S) - 9,95 \quad (2.68)$$

donde D es la apertura efectiva o número de diafragma, F la distancia focal y S la sensibilidad de la película en la escala internacional (ASA).

Una vez conocida la magnitud límite meteórica registrada en cada fotografía dependiendo de la sensibilidad de la película y las características ópticas del equipo fotográfico se desarrolló un método fotográfico general empleando la cobertura temporal de las exposiciones fotográficas para reconstruir la densidad numérica de partículas presentes en un enjambre de meteoroides (Trigo Rodríguez, 1993). El método seguido para el cálculo del volumen subtendido en la atmosfera dentro del campo fotográfico se obtuvo por el método desarrollado por Bellot (1994) que corrige el efecto de extinción. De igual modo que ocurre para estrellas, la extinción en los meteoros consiste en la pérdida gradual de magnitud debido al efecto de absorción producido al atravesar la atmósfera terrestre. Conforme un meteorito aparezca a menor altura sobre el horizonte, su luz deberá recorrer más atmosfera antes de llegar al observador, atenuándose consiguientemente su luminosidad. Por ello, para dos meteoros de la misma magnitud absoluta, aquel que aparezca a menor altura sobre el horizonte aparentará ser más débil.

2.4.1. EL ÁREA SUBTENDIDA EN EL NIVEL METEÓRICO.

Para el cálculo de la densidad numérica de partículas en enjambres resulta fundamental establecer el número de partículas que entran por unidad de área o volumen subtendido por el equipo fotográfico. El procedimiento para calcular el área subtendida es similar al desarrollado inicialmente por Koschack y Rendtel (1990) para

observaciones visuales. Para calcular el área subtendida por el campo fotográfico en el nivel meteórico se suele utilizar la siguiente expresión:

$$A_{red} = \sum_i A_i \cdot r^{5 \cdot \log\left(\frac{100 \text{ km}}{d_i} - \varepsilon_i\right)} \quad (2.69)$$

donde A_i representa el área geométrica proyectada de una pequeña porción del campo fotográfico a una distancia de la cámara (d_i) y con una extinción particular (ε_i). Los valores de extinción estándar fueron tomados del trabajo clásico de Joos et al. (1952). Dadas las variaciones en la distancia y la extinción en las diferentes zonas del campo fotográfico es necesario realizar una integración por sectores tal y como desarrolló en detalle Bellot (1994). Los resultados dependen de la relación poblacional (r) y de la elevación del campo fotográfico como se aprecia en la figura 2.14.

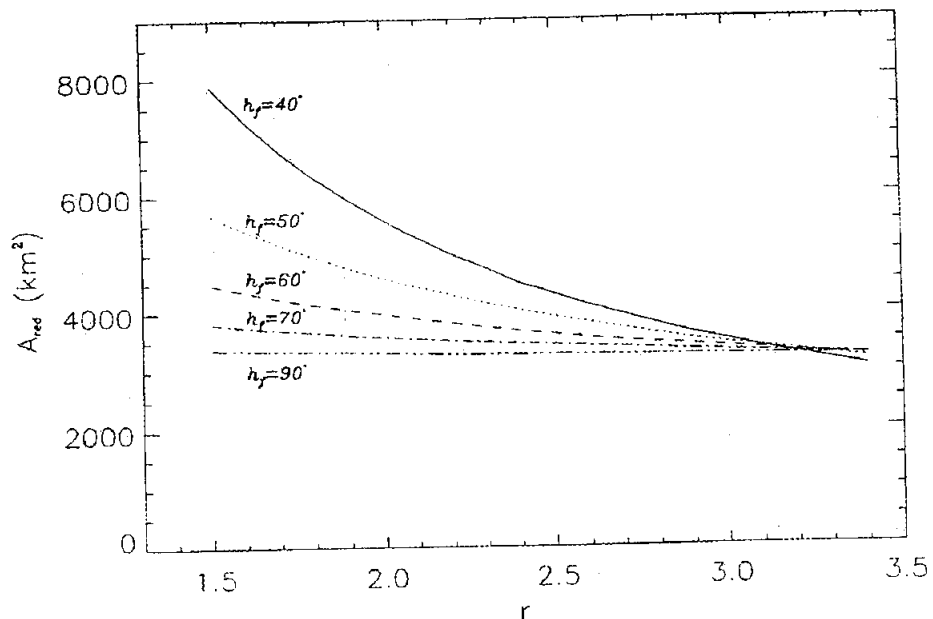


Figura 2.14.- Áreas reducidas como función de la relación poblacional (r) y de la elevación del campo fotográfico h_f . Se asume una altura para la aparición de los meteoros de 100 km. Adaptada de Bellot (1994).

La relación poblacional (r) es un parámetro que define la distribución de meteoroides dentro del enjambre. Si $N(M)$ define el número verdadero de meteoros con magnitud menor o igual que M , la relación poblacional se define como sigue:

$$r = \frac{N(M+1)}{N(M)} \quad (2.70)$$

De este modo la relación poblacional nos dice cuántas veces aparecen más meteoros de magnitud menor o igual a $M+1$ que de magnitud menor o igual a M . Notemos que aunque nos referimos a magnitudes, para un mismo enjambre meteórico dada la similar velocidad geocéntrica de los meteoroides, la relación poblacional está relacionada con la distribución de la masa de las partículas. De hecho Verniani (1973) analizando 6000 meteoros radio determinó la siguiente relación empírica relacionando la masa de los meteoroides (m) y su velocidad geocéntrica (V_g) con la magnitud visual (M_v) de los meteoros que producen:

$$0,92 \cdot \log m(g) = 24,214 - 3,91 \cdot \log V_g (cm/s) - 0,4 \cdot M_v \quad (2.71)$$

Aplicando la ecuación (2.71) a meteoroides de un mismo enjambre dado que la velocidad geocéntrica de las partículas será similar se puede hablar indistintamente de magnitudes como de la masa ya que ambas magnitudes están relacionadas. Generalmente la masa deducida de la luminosidad de las partículas a partir de esta ecuación se denomina genéricamente masa fotométrica.

La relación poblacional es un parámetro cambiante en enjambres meteóricos y debe ser estimado a partir de un número significativo de medidas. Para definir r con precisión generalmente se calcula a partir de los análisis visuales realizados por decenas de observadores de la *International Meteor Organization*. En actividades meteóricas muy intensas también sería posible calcular la relación poblacional a partir del número de meteoros registrado para cada clase de magnitud M .

Para el cálculo de las áreas subtendidas en la atmósfera por los campos fotográficos se ha utilizado el método de integración y las tablas de A_{red} dadas por Bellot (1994). Una vez conocida esa superficie abarcada y la relación poblacional del enjambre en el intervalo fotográfico puede obtenerse la densidad numérica espacial y el flujo de partículas incidentes desde ese enjambre meteórico como se describe en el siguiente apartado.

2.4.2. EL CÁLCULO DE LA DENSIDAD NUMÉRICA ESPACIAL Y LA DENSIDAD DE FLUJO.

Conocida el área subtendida dependiendo de las dimensiones del campo fotográfico se pueden aplicar las mismas ecuaciones obtenidas por Koschack y Rendtel para calcular la densidad numérica de partículas que originan meteoros de magnitud fotográfica absoluta $+m_{fot}$ a partir de la ecuación:

$$\rho(m \leq +m_{\text{fot}}) = \frac{THZ_o \times C(r)}{3600 \times A_{\text{red}}(r, h_f, H) \times v_\infty} \quad (2.72)$$

donde THZ_o es la tasa horaria cenital fotográfica que se calcula a partir de:

$$THZ_o = \frac{N}{T} \times \text{sen}^{-a} h_R \times r^{3,5-m_{\text{fot}}} \quad (2.73)$$

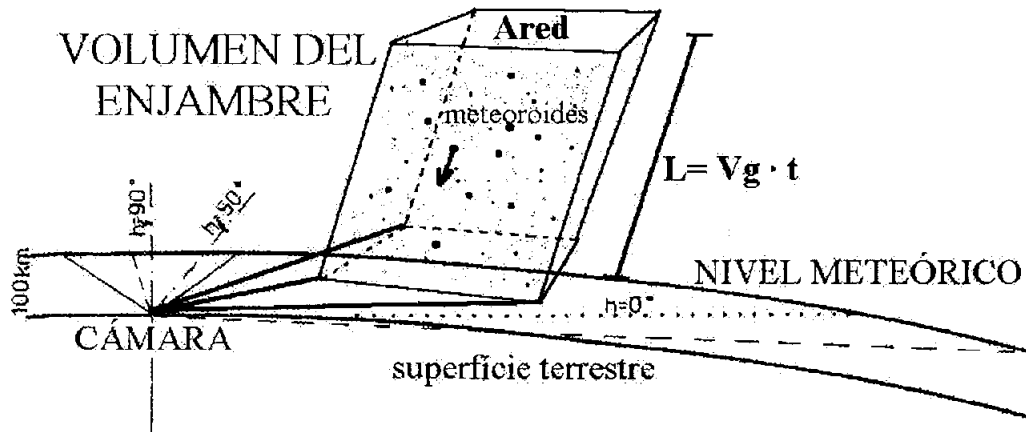


Figura 2.15.- Representación esquemática de la idea esencial para calcular la densidad de un enjambre. Conocida el área abarcada en la atmósfera y la velocidad geocéntrica de las partículas, registrando el número de meteoros incidente en un intervalo de tiempo podemos conocer el número de meteoroides presentes en el enjambre por unidad de volumen.

Nótese que en la ecuación (2.72) aparece el factor de corrección $C(r)$. Éste se introduce para tener en cuenta en observación visual la pérdida de meteoros debida a la diferente probabilidad de percepción del ojo humano como función de la magnitud del meteorito que aparece en el campo visual, tal y como demostraron Koschack y Rendtel (1990). Sin embargo en observaciones fotográficas se puede considerar que $C(r)=1$ por el simple hecho que cualquier meteorito más brillante que $+m_{\text{fot}}$ quedará registrado en la imagen independientemente de su magnitud (Trigo Rodríguez, 1993). Esto es aplicable para objetivos de distancia focal media donde sea mínima la pérdida de magnitud en los límites del campo.

En la anterior ecuación N representa el número de meteoros registrados en cada fotografía en un determinado tiempo de exposición (T) dado en horas. El número de meteoros registrado depende de la altura del radiante sobre el horizonte (h_R). En el factor que da cuenta de esa dependencia aparece el exponente a que a veces se asume igual a uno. Sin embargo estudios realizados por Zvolánková (1983) o Roggemans (1986)

demonstraron que ese exponente difiere de 1. La estimación más realista obtenida hasta la fecha proporciona un valor de $a=1,47\pm 0,11$ (Zvolánková, 1983).

Finalmente la densidad de flujo de meteoroides, directamente relacionada con la densidad numérica espacial ρ , se obtiene directamente de:

$$Q(m \leq m_{fot}) = 3600 \times v_{\infty} \times \rho(m \leq m_{fot}) \quad (2.74)$$

El paso final es determinar el valor de Q para cada exposición fotográfica realizada y después promediar los valores obtenidos. Nótese que debido a la dependencia de la THZ_o con respecto a la altura del radiante es recomendable realizar exposiciones de una duración no superior a unos 20 minutos, tomando el h_R para el tiempo medio de la exposición. Los resultados fotográficos obtenidos empleando este método fotográfico se muestran en la sección 2.5.3.

2.5. RESULTADOS.

De acuerdo con el procedimiento de análisis y reducción de las imágenes de meteoros descrito anteriormente se han reconstruido las trayectorias atmosféricas y órbitas en el Sistema Solar de más de una veintena de meteoroides, todos ellos fotografiados por el autor junto a varios colaboradores de la Red de Investigación sobre Bóolidos y Meteoritos entre los años 1997 y 2001.

Año	Noches observadas	Horas cubiertas	Nº estaciones	Meteoros	
				Doble	simple
1997	3	13	2	0	5
1998	13	40	5	2	20
1999	15	62	9	26	105
2000	11	31	7	4	35
2001	13	35	6	1	15
TOTAL	55	161	12	33	180

Tabla 2.3.- Número de horas de operación en múltiple estación desarrolladas en los últimos años por la Red de Investigación sobre Bóolidos y Meteoritos. También se indica el número de estaciones diferentes que participaron a lo largo del año, las horas cubiertas en doble estación y el número de meteoros fotografiado en simple y múltiple estación.

Las estaciones fotográficas no se mantuvieron tan sólo operativas en las noches en que estaba prevista actividad asociada a enjambres meteóricos. Para conseguir una muestra representativa se decidió extender las observaciones a lo largo de todo el año. Sin embargo, los resultados atestiguan la dificultad de registrar meteoros en tales

condiciones. De hecho el mayor número de meteoros registrado en 1999 evidencia tan sólo que en ese año el equipo pudo ser partícipe de la tormenta de Leonidas acaecida el 18 de noviembre sobre Europa.

En los siguientes apartados se presentan las órbitas obtenidas durante estos años, describiendo el proceso completo de reducción de una de ellas en la sección 2.5.1. Cabe destacar que el número de órbitas incluidas aquí (véase tabla 2.9) no coincide con el número de meteoros registrados en doble estación (tabla 2.3). De hecho de los 33 meteoros registrados se obtuvieron sólo 24 órbitas de precisión. La razón de ello es que en ocasiones no ha sido posible determinar la órbita del meteoroides por diversas causas:

a) En ocasiones la imagen del meteoro desde una de las estaciones es muy débil o la geometría en que fue observado es desfavorable por lo que la astrometría se hace muy imprecisa.

b) El meteoro no fue obturado por lo que resulta imposible conocer la velocidad geocéntrica del meteoroides.

c) En ocasiones el meteoro no fue observado visualmente o hay una incerteza superior a 3 segundos en el tiempo de aparición.

Debido a estas razones en todos estos casos las órbitas son tan imprecisas que han sido finalmente descartadas de la tabla 2.7. De ese modo han quedado fuera del análisis 8 Leónidas y 2 Gemínidas.

2.5.1. UN EJEMPLO DE ASTROMETRÍA: LA GEMÍNIDA G1.

El bólido G1 apareció el 13 de diciembre de 1998 a las 22h 36m 0 ± 1 s T.U durante la campaña de Gemínidas. Este bólido presentó una magnitud absoluta de -5 , siendo registrado desde las estaciones del Desert de les Palmes en la provincia de Castellón (Long.= $0^{\circ}02'19''$ E, Lat.= $+40^{\circ}01'22''$, Alt.=10 m) y el Pla d'Arguines (Long.= $0^{\circ}24'05''$ E, Lat.= $+39^{\circ}45'34''$, Alt.=260 m) en la provincia de Valencia (véase figura 2.16).

Una vez conocidas las coordenadas geográficas de ambas estaciones, el tiempo de aparición del bólido y las coordenadas ecuatoriales de la trayectoria desde ambas estaciones el programa desarrollado permite reconstruir la trayectoria real en la atmósfera siguiendo los pasos teóricos descritos en la sección 2.2.6. Esto se hace en varios pasos:

a) Primero se mide sobre las imágenes digitalizadas las coordenadas de los puntos de inicio y final de los diferentes tramos de la trayectoria del meteoro desde ambas

estaciones y de las estrellas tomadas como referencia. El programa de astrometría estima la imprecisión cometida en la medida de las coordenadas estelares (véase tabla 2.4). La desviación estándar cometida en la localización de las estrellas permite descartar aquellas que proporcionen errores angulares mayores.

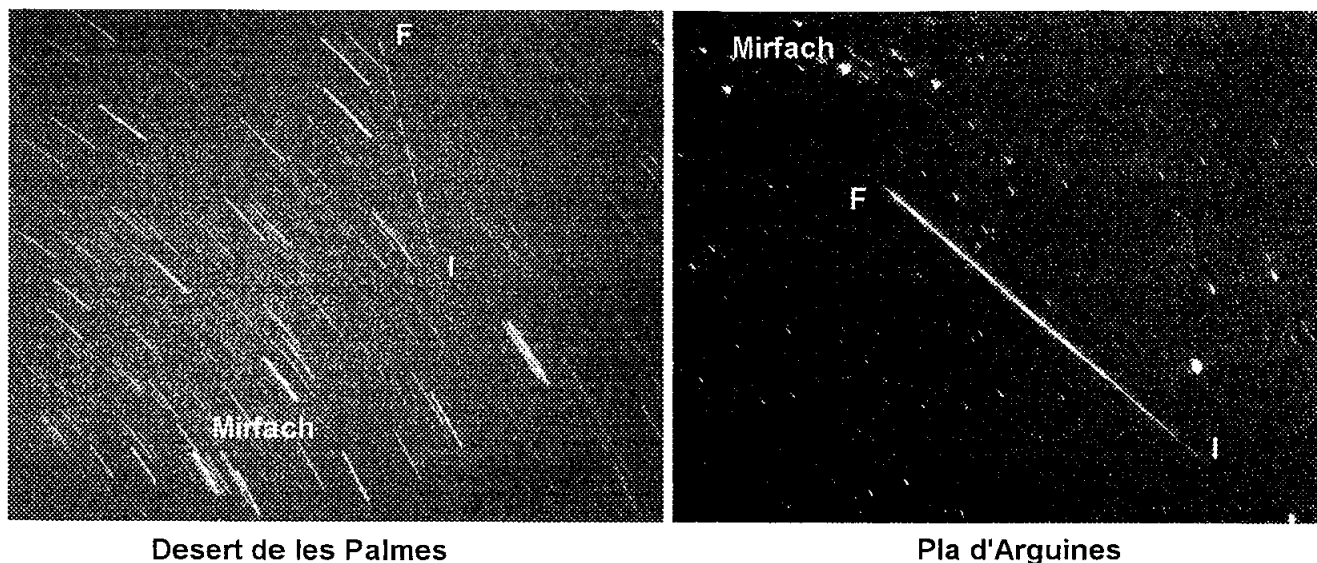


Figura 2.16.- Imágenes estereográficas del bólido G1 obtenidas desde ambas estaciones. Se indica la posición de la estrella Mirfach (α Perseo) y los puntos inicial (I) y final (F) de la trayectoria del meteor.

b) Una vez conocidas las coordenadas ecuatoriales de cualquier punto de la placa el programa de astrometría calcula las posiciones de los puntos identificados en la trayectoria del meteor. La tabla 2.5 muestra para las coordenadas arbitrarias sobre la imagen (X,Y) las correspondientes ascensión recta y declinación estimadas.

c) Conocidas las coordenadas ecuatoriales de los diversos tramos del meteor se estiman los parámetros que definen la trayectoria en la atmósfera y el radiante del meteor. Además de la longitud de la trayectoria estimada en cada tramo y del tiempo en que se realiza cada obturación se determina la velocidad del meteor. Los resultados se muestran en la tabla 2.6.

d) Finalmente, conocida la trayectoria real en la atmósfera, el radiante corregido y la velocidad heliocéntrica, es decir la geometría del encuentro con la Tierra, se reconstruye la órbita seguida por la partícula progenitora del bólido G1 en el Sistema Solar antes de su encuentro con nuestro planeta. Los datos de la órbita calculada siguiendo el procedimiento descrito en la sección 2.3. aparecen en la tabla 2.6.

Estación [1]: Desert de les Palmes (Castelló).

N. SAO	A.R.	Error	DEC.	Error (Desv. est.)
56799	03h 54m 06s	-00.03m	+31° 53' 37"	00.62' (00.73')
75596	02h 50m 01s	00.04m	+27° 13' 12"	-02.42' (02.48')
75151	02h 07m 18s	00.13m	+23° 25' 35"	-02.15' (02.82')
75012	01h 54m 33s	-00.08m	+20° 49' 55"	01.45' (01.83')
55306	02h 09m 25s	-00.12m	+34° 58' 28"	-00.76' (01.65')
55427	02h 17m 14s	-00.07m	+33° 52' 18"	01.48' (01.74')
74996	01h 53m 11s	00.11m	+29° 36' 34"	01.83' (02.30')

Estación [2]: Pla d'Arguines (València).

N. SAO	A.R.	Error	DEC.	Error (Desv. est.)
40026	05h 06m 41s	00.18m	+41° 17' 24"	03.34' (03.91')
39966	05h 02m 17s	-00.19m	+41° 05' 08"	00.60' (02.21')
39955	05h 01m 54s	-00.06m	+43° 49' 55"	00.52' (00.85')
25019	05h 07m 03s	00.37m	+51° 36' 04"	00.21' (03.49')
24929	04h 57m 32s	00.26m	+53° 44' 20"	-00.79' (02.45')
24512	04h 16m 57s	00.24m	+53° 35' 07"	-01.58' (02.64')
24412	04h 06m 11s	-00.39m	+50° 19' 24"	-01.66' (04.11')
39483	04h 21m 17s	-00.27m	+46° 28' 32"	-01.41' (03.09')
40026	05h 06m 41s	00.18m	+41° 17' 24"	03.34' (03.91')

Tabla 2.4. Estrellas de referencia y errores astrométricos en ascensión recta y declinación cometidos en la astrometría del meteoro G1 desde ambas estaciones.

Estación [1]: Desert de les Palmes (Castelló).

	X	Y	A.R.	DEC.
1	520	-281	02h 57m 20s	+25° 03' 51"
2	470	-294	02h 50m 00s	+24° 20' 11"
3	415	-308	02h 42m 05s	+23° 30' 13"
4	303	-338	02h 26m 11s	+21° 46' 59"
5	244	-351	02h 18m 21s	+20° 46' 42"
6	186	-368	02h 10m 25s	+19° 53' 13"
7	128	-382	02h 02m 59s	+18° 54' 44"

Estación [2]: Pla d'Arguines (València).

	X	Y	A.R.	DEC.
1	582	635	05h 40m 04s	+47° 27' 54"
2	1050	227	03h 47m 42s	+52° 16' 45"

Tabla 2.5. Puntos de corte del bólido desde ambas estaciones. Nótese que desde el Desert de les Palmes se obtuvieron las coordenadas de inicio de cada uno de los tramos en que fue dividido el meteoro por el obturador rotativo. De aquí se obtiene la velocidad geocéntrica del meteoróide.

Parámetros trayectoria	Punto inicial	Punto final
Longitud (°)	0°06'19 ± 1 W	0°26'12'' ± 1 W
Latitud (°)	39°56'31'' ± 1 N	40°04'40'' ± 1 N
Altura (km)	99,8 ± 0,1	65,50 ± 0,09
Distancia a la estación 1 (km)	87,3 ± 0,1	79,01 ± 0,09
Distancia a la estación 2 (km)	100,1 ± 0,2	64,2 ± 0,1
Longitud del meteoro (km)		44,3 ± 0,3
Velocidad en el infinito (km/s)		37,5 ± 0,2
Velocidad geocéntrica (km/s)		35,8 ± 0,2
Velocidad heliocéntrica (km/s)		33,86 ± 0,14
Radiante aparente (°)	AR: 114,24 ± 0,06	Dec: 31,29 ± 0,06
Radiante corregido (°)	AR: 114,96 ± 0,07	Dec: 31,06 ± 0,06

Tabla 2.6. Trayectoria atmosférica, velocidad estimada y radiante del bólido G1.

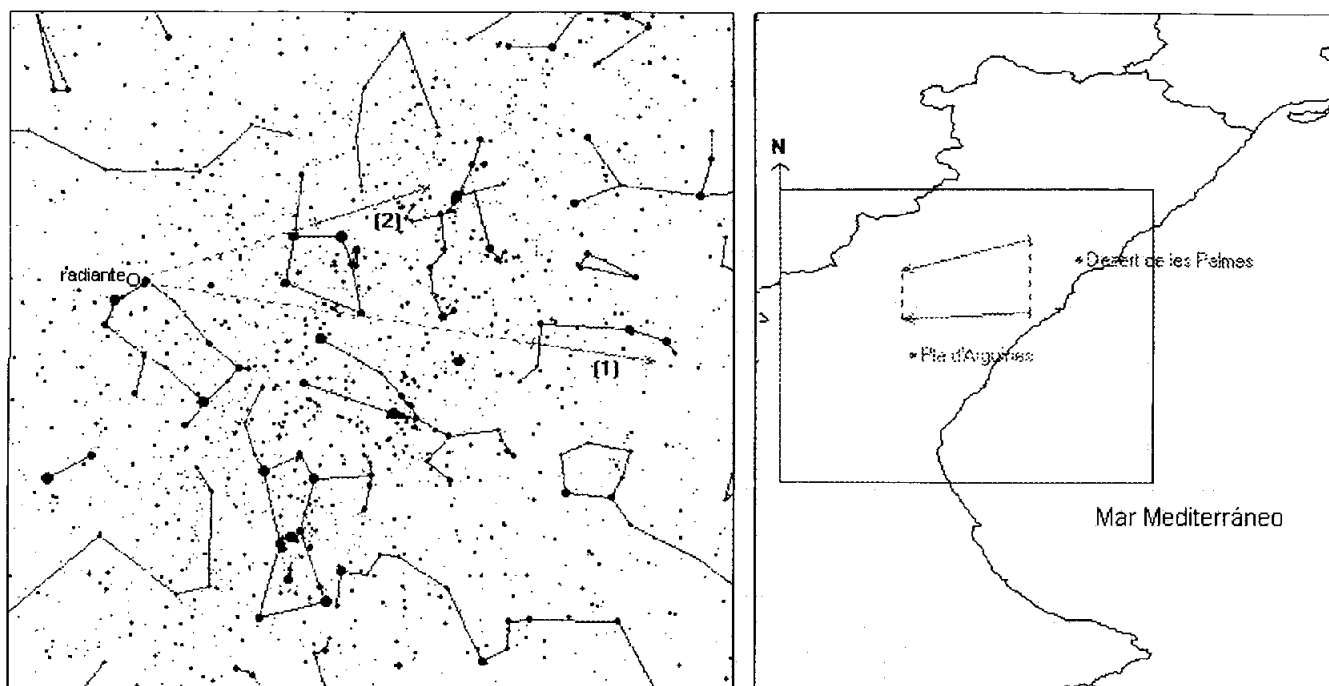


Figura 2.17. A la izquierda se muestra la trayectoria aparente en la bóveda celeste desde el Desert de les Palmes [1] y el Pla d'Arguines [2] del bólido G1 así como la intersección de sus trazos que define el radiante. A la derecha se muestra su trayectoria real en la atmósfera, su proyección en la superficie terrestre y la situación de ambas estaciones respecto de ella.

Se puede comparar el parentesco orbital del meteoroide G1 con la órbita media del enjambre de las Gemínidas y la órbita del asteroide Faetón dadas en la tabla 2.7. Para ello se aplica el criterio de Southworth-Hawkins, expresando el resultado como probabilidad siguiendo el criterio de Porubcan (1968) (véase tabla 2.2). Según ese criterio se obtiene un 100% de probabilidad de que el meteoroide progenitor del bólido G1 estuviese asociado al enjambre de las Gemínidas. Del mismo modo puede considerarse segura la asociación con el asteroide 1983TB Faetón.

Elementos orbitales	G1	Enjambre Gemínidas	1983TB Faetón
Semieje mayor (U.A)	$1,352 \pm 0,019$	2,40	1,27133
Excentricidad	$0,9171 \pm 0,0021$	0,890	0,890156
Inclinación (°)	$24,8 \pm 0,3$	22,0	22,102
Nodo ascendente (°)	$261,73763 \pm 0,00001$	265,0	265,5874
Argumento del perihelio (°)	$328,46 \pm 0,12$	321,7	321,8207
Distancia del perihelio (U.A)	$0,1122 \pm 0,0014$	0,139	0,109844
Fecha de encuentro con la Tierra	13.9416 Dic.1998	-	-

Tabla 2.7. Elementos orbitales del meteoroide progenitor del bólido G1. Los errores indicados se obtienen del error intrínseco a la desviación estándar de la astrometría y a la imprecisión en el tiempo de aparición del meteoro. Se indica también la órbita media del enjambre de las Gemínidas y del asteroide 3200 Faetón.

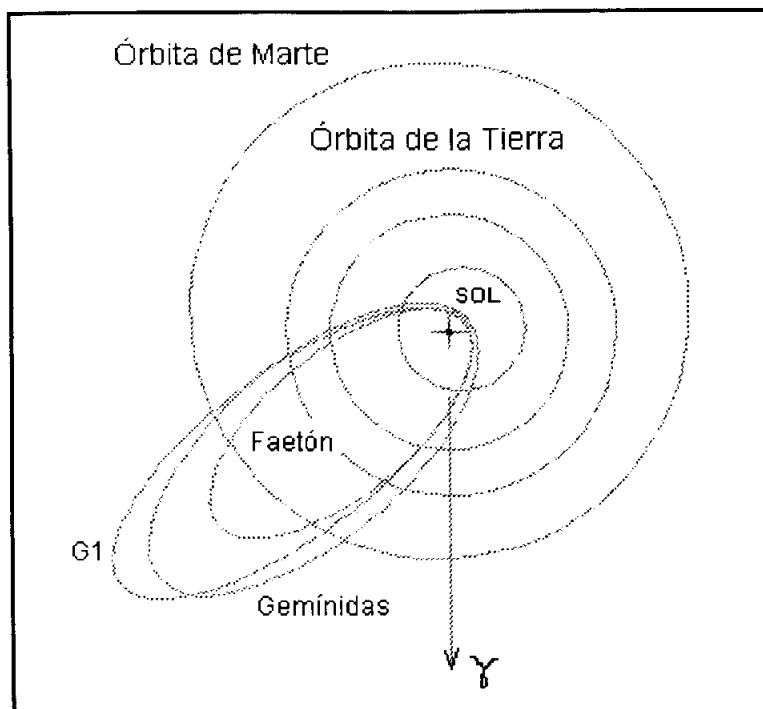


Figura 2.18. Reconstrucción de la trayectoria del bólido G1 y de la órbita heliocéntrica descrita por el meteoróide progenitor. Puede compararse la similitud orbital con el asteroide 3200 Faetón.

2.5.2. TRAYECTORIAS Y ÓRBITAS.

A continuación se incluyen las trayectorias y órbitas calculadas para 24 meteoros en doble o múltiple estación registrados entre 1998 y 2001. Aunque las observaciones se realizaron a lo largo de todo el año, puede observarse que la mayoría procede de las corrientes meteóricas más activas y de hecho una buena parte fue registrada durante la tormenta de Leonidas acaecida en 1999. Debido a ello no se puede considerar que la muestra sea representativa de la actividad meteórica global, aunque sí lo es de los principales enjambres de meteoroides que intercepta la Tierra (véase tabla 2.8).

Nº órbitas	Enjambre	Cuerpo progenitor	Años
18	Leónidas	55P/Tempel-Tuttle	1999
3	Perseidas	109P/ Swift-Tuttle	1999 y 2000
1	Táuridas	1P/Encke	1999
1	Geminidas	1983TB Faetón	1998
1	Esporádicos	Desconocido	2000

Tabla 2.8.- Número de órbitas calculadas, enjambre, cuerpo progenitor y año en que fueron obtenidas.

Capítulo 2. Cálculo de órbitas de meteoroides.

Las trayectorias, radiantes y velocidades de los 24 meteoroides analizados se muestran en la tabla 2.9. También se indica en ella el cuerpo engendrador asociado a cada partícula aplicando el criterio de Southworth-Hawkins sobre la órbita obtenida del meteoroides y la de su cuerpo engendrador (tabla 2.10). Tan sólo SP1 no parece estar asociado a ningún enjambre conocido por lo que tiene un origen esporádico.

Código	Cuerpo asociado	M_v	H_i	H_f	$AR_g (^\circ)$	$DEC_g (^\circ)$	V_{inf}	V_g	V_h
G1	Asteroide Faetón	-5	95,1	62,9	114,85 ±0,07	30,10 ±0,06	39,6 ±0,2	37,7	35,2
P1	109 P/Swift-Tuttle	-3	118,9	93,7	45,24 ± 0.03	59,05 ± 0,02	60,0 ±0,3	58,8	41,5
P2	109 P/Swift-Tuttle	-4	122,8	81,4	46,62 ±0,25	57,79 ±0,01	60,0 ±0,3	58,8	40,9
T1	2P/Encke	-4	90,2	75,4	62,61 ±0,02	23,92 ±0,02	31,40 ±0,08	29,4	38,2
L1	55P/Tempel-Tuttle	-5	110,9	88,7	153,61±0,03	21,81 ±0,03	71,8±0,2	70,6	41,4
L2	55P/Tempel-Tuttle	-3	110,7	98,7	152,43±0,02	22,31 ±0,02	71,6 ±0,2	70,6	41,3
L3	55P/Tempel-Tuttle	-2	112,3	99,0	153,91±0,03	21,37 ±0,02	71,7 ±0,2	70,5	41,2
L4	55P/Tempel-Tuttle	-1	111,3	102,8	154,18±0,02	21,73 ±0,02	71,8 ±0,2	70,6	41,4
L5	55P/Tempel-Tuttle	-1	116,3	102,7	154,83±0,03	21,61 ±0,02	71,6 ±0,2	70,4	41,2
L6	55P/Tempel-Tuttle	-8	115,5	75,9	154,35±0,02	21,46 ±0,01	71,9 ±0,2	70,7	41,4
L7	55P/Tempel-Tuttle	-4	98,8	87,7	155,14±0,03	21,59 ±0,03	67,6 ±0,2	65,7	36,6
L8	55P/Tempel-Tuttle	-3	104,5	90,2	153,94±0,03	21,83 ±0,02	71,6 ±0,3	70,4	41,2
L9	55P/Tempel-Tuttle	-2	123,6	105,3	153,3±0,6	21,47 ±0,03	71,8 ±0,3	70,6	41,3
L10	55P/Tempel-Tuttle	-3	115,7	99,6	153,52±0,03	21,93 ±0,02	71,5 ±0,2	70,3	41,1
L11	55P/Tempel-Tuttle	-1	119,8	105,2	153,43±0,02	21,99 ±0,02	71,8 ±0,3	70,6	41,4
L12	55P/Tempel-Tuttle	-1	112,8	104,9	153,44±0,02	21,56 ±0,02	71,5 ±0,3	70,3	41,1
L13	55P/Tempel-Tuttle	-3	106,2	90,7	153,39±0,02	22,15 ±0,02	71,4 ±0,2	70,5	41,3
L14	55P/Tempel-Tuttle	-4	109,6	87,2	153,67±0,03	21,69 ±0,03	71,6 ±0,2	70,4	41,1
L15	55P/Tempel-Tuttle	-2	108,3	97,3	152,90±0,03	22,01 ±0,02	71,5 ±0,3	70,5	41,2
L16	55P/Tempel-Tuttle	-2	108,3	98,9	153,21±0,01	20,88 ±0,01	71,6 ±0,2	70,4	41,0
L17	55P/Tempel-Tuttle	-2	111,7	101,6	153,42±0,01	22,79 ±0,02	71,5 ±0,2	70,3	41,2
L18	55P/Tempel-Tuttle	-3	111,3	93,1	153,59±0,01	21,82 ±0,02	71,6 ±0,2	70,4	41,1
P3	109P/Swift-Tuttle	-2	114,3	99,7	28,00±0,79	54,33 ±0,02	60,2 ±0,2	59,1	41,5
SP1	Desconocido	0	102,4	93,6	357,52±0,04	58,62 ±0,02	36,8 ±0,4	35,2	56,2

Tabla 2.9. Trayectorias en la atmósfera de los meteoros y bólidos registrados. En esta tabla aparece la magnitud visual de cada meteoro (M_v), la altura inicial (H_i) y final (H_f) de las trayectorias ionizadas (en km.) sobre la superficie terrestre, las coordenadas del radiante geocéntrico (Ascensión Recta y Declinación) y la velocidad en km/s (en el infinito, geocéntrica y heliocéntrica).

De las trayectorias, radiantes y velocidades obtenidas se dedujeron las órbitas heliocéntricas de los 24 meteoros siguiendo los mismos pasos descritos en detalle para G1 en la sección 2.5.1. Los elementos orbitales obtenidos para cada meteoroides se recogen en la tabla 2.10. Estos resultados serán analizados en detalle en la discusión (sección 2.6.1).

Cod.	Fecha	q	a	e	i	ω	Ω
G1	13,9416 12 98	0,1122 ± 0,0014	1,35 ± 0,02	0,917 ± 0,002	24,8 ± 0,3	328,45 ± 0,12	261,73763 ± 0,00001
P1	13,0993 08 99	0,9649 ± 0,0008	29,9 ± 22,6	0,968 ± 0,024	111,3 ± 0,2	154,5 ± 0,4	139,93718 ± 0,00003
P2	13,1118 08 99	0,9571 ± 0,0019	11,0 ± 3,0	0,912 ± 0,024	113,1 ± 0,2	152,1 ± 0,6	139,9492 ± 0,0007
T1	17,0395 11 99	0,358 ± 0,003	2,66 ± 0,12	0,865 ± 0,007	3,37 ± 0,06	292,02 ± 0,06	234,23413 ± 0,00002
L1	18,1045 11 99	0,98412 ± 0,00015	10,57 ± 2,5	0,906 ± 0,023	162,46 ± 0,07	172,10 ± 0,17	235,30648 ± 0,00001
L2	18,1144 11 99	0,98796 ± 0,00003	9,7 ± 2,2	0,898 ± 0,023	162,27 ± 0,06	177,07 ± 0,09	235,31648 ± 0,00001
L3	18,1037 11 99	0,98301 ± 0,00017	9,2 ± 2,0	0,894 ± 0,022	162,89 ± 0,06	171,15 ± 0,18	235,30568 ± 0,00001
L4	18,0909 11 99	0,98258 ± 0,00015	10,8 ± 2,7	0,909 ± 0,023	162,18 ± 0,06	170,84 ± 0,16	235,29276 ± 0,00001
L5	18,0949 11 99	0,97933 ± 0,00024	9,3 ± 2,0	0,895 ± 0,023	161,94 ± 0,07	168,58 ± 0,21	235,29683 ± 0,00001
L6	18,0661 11 99	0,98126 ± 0,00011	11,5 ± 0,9	0,915 ± 0,006	162,51 ± 0,03	169,90 ± 0,09	235,26779 ± 0,00001
L7	18,0660 11 99	0,9715 ± 0,0005	1,95 ± 0,05	0,503 ± 0,013	160,79 ± 0,07	161,5 ± 0,4	235,26780 ± 0,00001
L8	18,0975 11 99	0,98364 ± 0,00018	9,0 ± 2,2	0,890 ± 0,028	162,13 ± 0,07	171,7 ± 0,2	235,29941 ± 0,00001
L9	18,0719 11 99	0,9853 ± 0,0019	9,7 ± 3,7	0,90 ± 0,04	163,1 ± 0,4	173,2 ± 1,9	235,2705 ± 0,0012
L10	18,0988 11 99	0,98518 ± 0,00010	8,9 ± 1,5	0,889 ± 0,018	162,23 ± 0,05	173,07 ± 0,13	235,30073 ± 0,00001
L11	18,1036 11 99	0,98561 ± 0,00010	10,7 ± 3,1	0,91 ± 0,03	162,21 ± 0,06	173,56 ± 0,15	235,30560 ± 0,00001
L12	18,1006 11 99	0,98491 ± 0,00012	7,9 ± 1,7	0,87 ± 0,03	162,83 ± 0,06	172,77 ± 0,17	235,30262 ± 0,00001
L13	18,0515 11 99	0,98635 ± 0,00007	7,64 ± 1,08	0,871 ± 0,018	161,73 ± 0,05	174,35 ± 0,11	235,25303 ± 0,00001
L14	18,0938 11 99	0,98437 ± 0,00013	8,7 ± 1,4	0,886 ± 0,018	162,51 ± 0,06	172,28 ± 0,15	235,29573 ± 0,00001
L15	17,1931 11 99	0,98411 ± 0,00015	9,1 ± 2,3	0,89 ± 0,03	162,45 ± 0,06	171,89 ± 0,18	234,38780 ± 0,00001
L16	18,0868 11 99	0,98468 ± 0,00009	7,75 ± 1,12	0,873 ± 0,018	164,06 ± 0,04	172,54 ± 0,12	235,28866 ± 0,00001
L17	18,0869 11 99	0,98646 ± 0,00005	9,0 ± 1,5	0,890 ± 0,018	160,89 ± 0,04	174,53 ± 0,09	235,28875 ± 0,00001
L18	18,0869 11 99	0,98477 ± 0,00010	8,7 ± 1,4	0,887 ± 0,018	162,35 ± 0,05	172,66 ± 0,12	235,28879 ± 0,00001
P3	30,1580 07 00	0,973 ± 0,005	34,3 ± 30,2	0,97 ± 0,02	112,29 ± 0,25	156,4 ± 0,1	127,2916 ± 0,0013
SP1	13,8588 12 00	0,9424 ± 0,0003	0,65 ± 0,03	2,44 ± 0,05	30,76 ± 0,23	199,95 ± 0,02	262,15104 ± 0,00001

Tabla 2.10. Elementos orbitales correspondientes a los meteoros y bólidos registrados en doble o múltiple estación entre 1998 y 2001. La fecha se refiere al encuentro del meteoroides con la Tierra en decimales de día, mes y los últimos dos dígitos corresponden al año. Elementos referidos al Equinoccio 2000.00.

2.5.3. FLUJOS ESPACIALES DE ENJAMBRES METEÓRICOS.

La monitorización realizada del cielo no sólo permite calcular las órbitas heliocéntricas de las partículas incidentes sino que además la cobertura temporal de las imágenes puede emplearse para estimar el número de meteoroides por unidad de volumen presente en cada uno de los enjambres activos en ese periodo (Trigo Rodríguez, 2000).

Con la finalidad de obtener la densidad numérica espacial del enjambre de las Leonidas, se ha aplicado el procedimiento descrito en la sección 2.4 a las fotografías obtenidas en 1997, 1998 y 1999 (Trigo Rodríguez et al., 2001). La tabla 2.11 recoge en ese sentido los resultados obtenidos. Los errores se dan con el 66% de confianza dividiendo las densidades obtenidas por la raíz cuadrada del número de meteoros observado en cada intervalo (Roggemans, 1987).

Intervalo T.U.	Fecha	λ_0 (°) 2000.0	Tiempo fotográfico (horas)	F	Número Leonidas fotografiado	$\rho_{6.5}$	$\varepsilon(\rho_{6.5})$	$\rho_{-0.5}$	$\varepsilon(\rho_{-0.5})$
0300-0400	17 Nov. 1997	234,85	0,83	1,33	1	26	8	0,9	0,9
0400-0500	"	234,90	0,80	1,05	2	35	14	1,4	1,0
0500-0600	"	234,95	0,66	1,00	6	58	14	4,5	1,8
0000-0100	17 Nov. 1998	234,45	0,51	1,00	1	82	4	0,7	0,7
0100-0230	"	234,53	0,92	1,00	7	94	3	1,9	0,7
0430-0530	"	234,65	0,66	1,00	17	98	4	14	3,4
0130-0300	18 Nov. 1998	235,55	1,26	1,30	1	19	2	0,1	0,1
0135-0229	18 Nov. 1999	235,29	0,85	1,05	32	5400	1200	12,3	2,2
0229-0331	"	235,33	1,00	1,00	19	1022	227	4,3	1,0
0331-0426	"	235,37	0,72	1,00	4	15	1	1	0,5

Tabla 2.11. Densidades numéricas espaciales (número de partículas presentes en un cubo de 1000 km de arista). F es un factor de corrección por obstáculos (como p.e. nubes) en el centro fotográfico definido en función del porcentaje del cielo cubierto $F = 100 / (100 - \% cub)$. En la tabla aparecen comparadas las densidades numéricas espaciales ($\rho_{6.5}$) calculadas a partir de observaciones visuales de la International Meteor Organization con las obtenidas con un objetivo de 20mm diafragmado a f.3,8 en el rango de magnitudes fotográfico $]-\infty, -1]$, aquí denotado como ($\rho_{-0.5}$) (Trigo Rodríguez, 1999; Trigo Rodríguez et al., 2001).

Durante las tormentas de meteoros se pueden alcanzar densidades numéricas espaciales varios miles de veces superiores a las que produce un enjambre en años normales (Asher, 1999). Esto muestra que las tormentas de meteoros son producidas por densas concentraciones de meteoroides presentes en los enjambres meteóricos. Estas cortinas compactas de meteoroides ya fueron identificadas en las órbitas de otros cometas periódicos por el satélite IRAS (Sykes y Walker, 1992) pero hasta hace poco se desconocían los detalles acerca de su antigüedad y evolución.

En base a modelos de las estelas de polvo desprendidas del cometa 55P/Tempel-Tuttle en anteriores pasos por el perihelio, McNaught y Asher (1999) pudieron predecir la hora del máximo e intensidad aproximada de las Leonidas 1999. Sus cálculos muestran que esa tormenta se produjo cuando la Tierra interceptó una densa cortina de meteoroides eyectada por el cometa 55P/Tempel-Tuttle a lo largo de su retorno de 1899 (McNaught & Asher, 1999). Estos resultados no sólo muestran que es posible predecir la aparición de tormentas meteóricas sino que además puede conocerse el tiempo en que los meteoroides que interceptan la Tierra se han desprendido del cometa progenitor.

La actividad intensa de las Leonidas el 18 de noviembre de 1999 queda reflejada en la tabla 2.11 donde se aprecia que alcanzó el nivel de tormenta. La densidad numérica espacial $\rho_{6.5}$ obtenida a partir de observaciones visuales alcanza valores muy altos, con un máximo entorno a 5.400 ± 1.200 meteoroides en un volumen de 10^9 km^3 . Por el contrario se puede apreciar que las estimaciones fotográficas del mismo intervalo no alcanzan valores en comparación tan extremos debido a la ausencia de meteoros brillantes que son los principalmente registrados con el equipo empleado (Arlt et al., 1999). De hecho, la densidad numérica espacial en el rango fotográfico $\rho_{-0.5}$ durante la tormenta se puede apreciar que fue del mismo orden de magnitud que la alcanzada durante la llamada “noche de los bólidos” acaecida en 1998.

Como muestra del interés de este tipo de estudios y como comparación con los datos obtenidos entre 1997 y 1999 de las fotografías realizadas, se decidió emplear el mismo método para calcular las densidades numéricas espaciales en fotografías históricas realizadas durante la tormenta de Leónidas observada en 1966 (véase la figura 2.19). El interés de este estudio radica en ser el primer intento de calibrar la actividad de la tormenta de 1966 en base a fotografías (Trigo Rodríguez et al., 2001), tal y como se discute en la sección siguiente.

Tiempo de la exposición (T.U.)	Tiempo fotográfico (horas)	Altura del radiante (°)	Altura campo fotográfico (°)	A_{red} (km)	Número de Leonidas fotografiado	$\rho_{-0.5} [n/10^9 \cdot \text{km}^3]$
11h50m	0.20	65	35°	5,800	82	220 ± 24
11h55m	0.03	60	35°	7,600	20	840 ± 188
11h47m-11h50m	0.05	55	55°	7,300	88	2.300 ± 245

Tabla 2.12. Densidades numéricas espaciales (partículas en un cubo de 1000 km de arista) obtenidas a partir de fotografías realizadas durante la tormenta de 1966. Las exposiciones fueron realizadas por A. Scott Murrell, David Mc Lean y James W. Young la noche del 17 de noviembre en plena tormenta de meteoros. Adaptado de (Trigo Rodríguez et al., 2001).

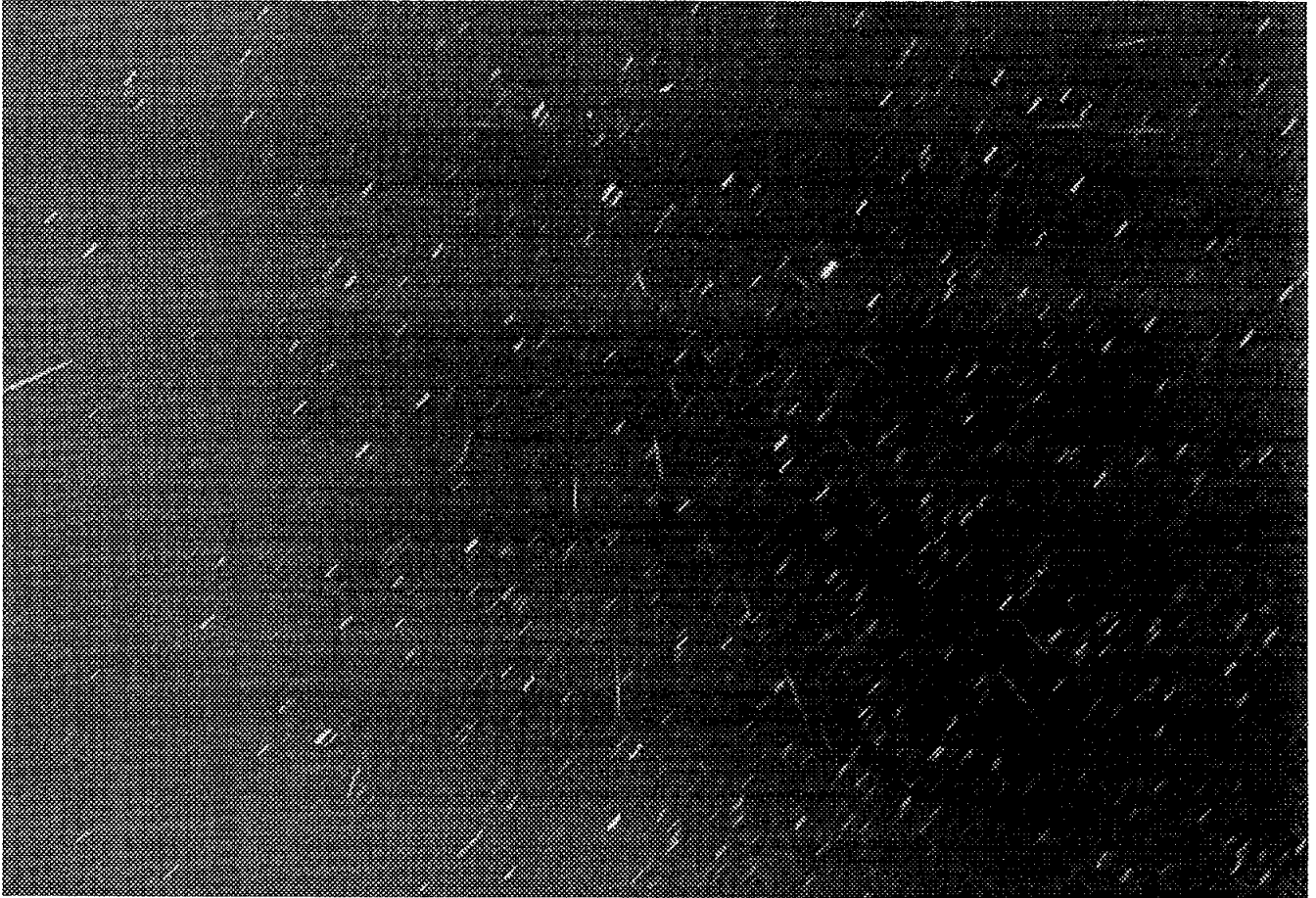


Figura 2.19. Una de las fotografías aquí analizadas correspondiente a la tormenta de Leonidas acaecida en 1966. Fotografía de tres minutos de exposición realizada sobre película Kodak TriX 400 el 17 de noviembre de 1966 por James W. Young en donde se aprecian 88 Leónidas. Imagen cortesía del autor.

2.6 DISCUSIÓN.

2.6.1. TRAYECTORIAS, RADIANTES Y ÓRBITAS.

A continuación se discutirán los diversos parámetros calculados para los diferentes meteoros fotografiados. Primero se analizará la posición del radiante ya que ésta depende sólo de la precisión astrométrica y, en consecuencia, puede ser estimada de manera bastante más precisa que los elementos de la órbita heliocéntrica.

Dado que el registro de las trayectorias ionizadas producidas por los meteoroides al entrar en la atmósfera se produce durante tiempos generalmente inferiores al segundo,

donde la velocidad es difícil de estimar con errores relativos inferiores al 1% es imposible obtener sus órbitas heliocéntricas con una precisión tan grande como la que se consigue siguiendo el desplazamiento de cometas o asteroides en la bóveda celeste. Sin embargo, dadas las pequeñas dimensiones de las partículas estudiadas con esta técnica (desde unas micras hasta un máximo de pocos metros de diámetro) su observación telescópica resulta extraordinariamente complicada. De ahí que el cálculo de órbitas desde la superficie terrestre o incluso en campañas programadas desde aviones (Jenniskens, 1999) mantenga plenamente su importancia y necesidad para conocer el origen de la materia que incide sobre la Tierra en ese rango de masas (Hughes, 1996).

2.6.1.1. LEONIDAS 1999.

A continuación vamos a analizar en detalle el conjunto de radiantes y órbitas obtenidos de 18 Leónidas fotografiadas en 1999. Su interés es si cabe mayor debido a que 17 de ellas aparecieron durante la tormenta acaecida en ese año, y muchas de estas pueden considerarse pertenecientes a una estela de polvo emitida en 1899 por el cometa 55P/Tempel-Tuttle (Betlem et al. 2000). Estos meteoroides deben poseer por tanto unas características orbitales muy similares entre sí por ser material todavía no dispersado (Jenniskens, 1998).

a) Radiantes.

Primero se analizan los radiantes de los meteoros que pueden ser estudiados de manera independiente de la velocidad medida. El radiante geocéntrico (AR_g, DEC_g) es la dirección del vector velocidad heliocéntrico del meteoroides, antes de que sea afectado por la gravedad terrestre y la deceleración. Analizando el conjunto de radiantes de las Leonidas se puede profundizar en el parentesco existente entre las partículas.

Como se aprecia en la figura 2.20 los radiantes de meteoros fotografiados en años de actividad normal de las Leonidas sufren bastante dispersión. La razón de ello radica en que los meteoroides que se encuentran situados a lo largo del enjambre del cometa 55P/Tempel-Tuttle son partículas emitidas hace muchas revoluciones mientras que los que aparecen asociados a los retornos del cometa al perihelio pertenecen a cortinas de polvo de reciente eyección (McNaught & Asher, 1999). Se ha estimado que la edad máxima de las estelas de polvo cometario dejadas por los cometas de este tipo pueden sobrevivir entre 3 y 30 períodos orbitales antes de dispersarse (Sykes & Walker, 1992; Jenniskens, 1998). Considerando el período orbital de las Leonidas en torno a 33 años, eso significa que los meteoroides pertenecientes a las cortinas de polvo dejadas tras de sí por el cometa en cada tránsito por el perihelio pueden permanecer juntos cerca de 1000 años sin dispersarse a lo largo del enjambre.

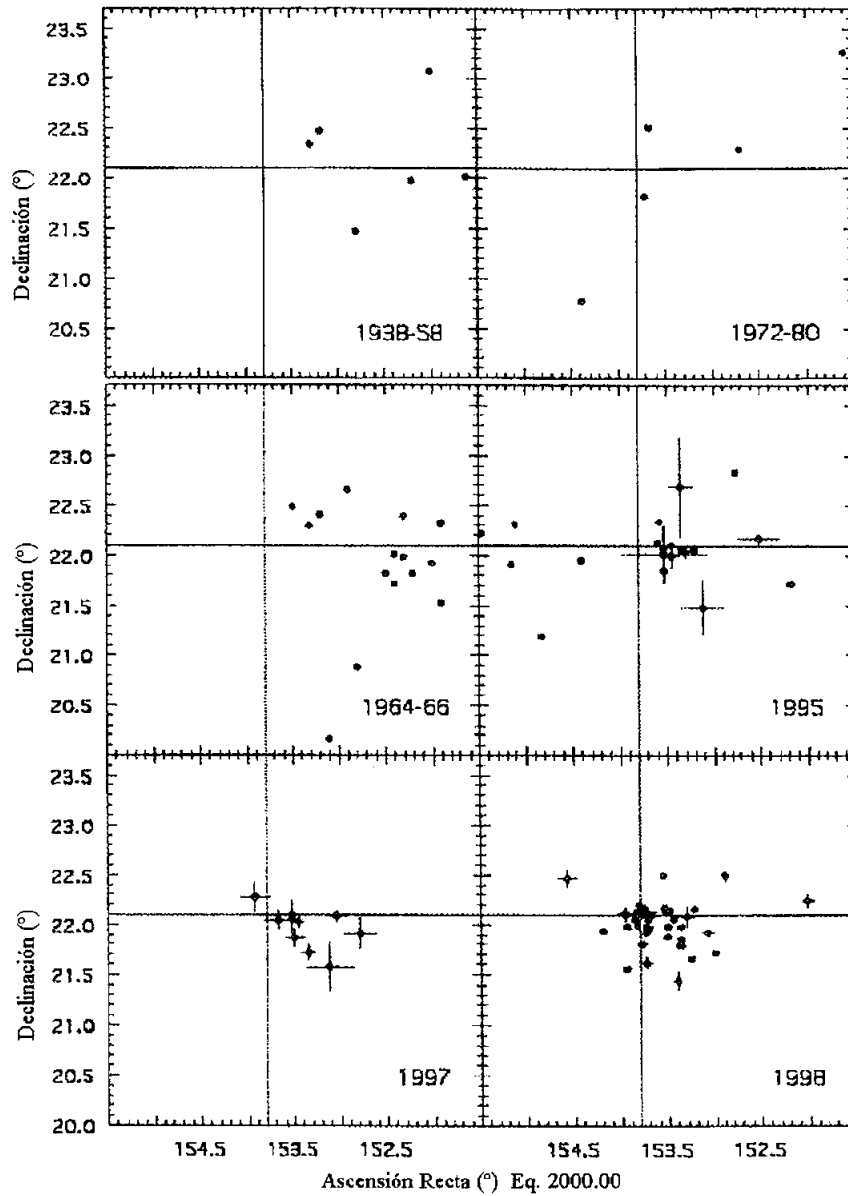


Figura 2.20. Dispersión del radiante de las Leonidas a partir de registros fotográficos obtenidos en diferentes años. Se evidencia que los radiantes de meteoroides aparecidos en 1997 y 1998 sufren mucha menor dispersión que en periodos en los que el cometa está lejos del perihelio. Adaptado de Betlem et al. (1999).

Como comparación de los resultados obtenidos la figura 2.21 muestra los radiantes de las Leonidas calculados aquí. En esa figura puede apreciarse una gran concentración de radiantes en torno a A.R=153,4° y DEC=+21,9°.

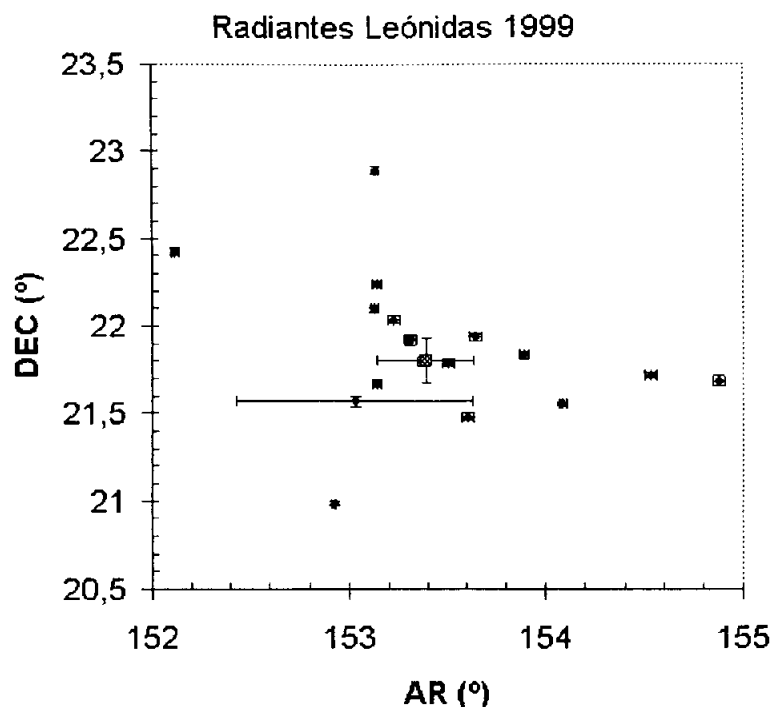


Figura 2.21. Radiantes geocéntricos de Leonidas obtenidos durante la tormenta de 1999. Se puede apreciar una concentración evidente en torno a A.R.=153,4° y DEC=+21,9°. Como comparación se muestra el valor medio y error obtenido por Betlem et al. (1999).

Para comparar resultados para diferentes posiciones de la órbita terrestre cada radiante debe ser corregido debido a que el vector velocidad terrestre cambia a lo largo de su órbita. Aquí se escoge una Longitud Solar (λ_0) de 235° como punto de referencia. El cambio del vector velocidad de la Tierra produce un desplazamiento del radiante en el cielo, caracterizado por un desplazamiento diario de $\Delta A.R.=+0,99^\circ$ y $\Delta Dec=-0,36^\circ$. La mayoría de los meteoros fueron observados durante la tormenta en $\lambda_0 \approx 235,282^\circ$ por lo que la corrección consistirá en reducir ligeramente la ascensión recta y aumentar la declinación. De este modo se corrigieron los radiantes de la tabla 3.9 que después fueron promediados para llegar a los resultados expuestos en la tabla 2.13. En ella aparece el radiante geocéntrico y los elementos orbitales obtenidos en este trabajo a partir de 17 Leónidas (se descarta la órbita anómala de L7), comparados con los obtenidos por Betlem et al. (2000) a partir de 47 órbitas de alta precisión. Se aprecia una gran similitud en todos los parámetros que corrobora nuestros cálculos.

REFERENCIA	Radiante ($\lambda_0=235^\circ$)		Elementos orbitales (2000.00)			
	A.R.	Dec.	q	a	i	ω
Esta tesis	$153,44 \pm 0,61$	$+21,86 \pm 0,41$	$0,9838 \pm 0,0002$	$9,3 \pm 2,0$	$162,3 \pm 0,7$	$172,5 \pm 1,9$
(Betlem et al. 2000)	$153,39 \pm 0,25$	$+21,80 \pm 0,13$	$0,9844 \pm 0,0009$	$10,1 \pm 2,4$	$162,50 \pm 0,22$	$172,4 \pm 0,9$

Tabla 2.13. Radiante geocéntrico y elementos orbitales promedio calculados aquí, comparados con los obtenidos por Betlem et al. (2000). El error indicado es la desviación estándar de la muestra.

b) Altura de ablación y masa fotométrica de las partículas.

Resulta también de interés analizar la altitud en la que se produce la ablación de los meteoroides. En general se deduce de los datos de la tabla 2.10 que cuanto mayor es la velocidad de entrada, la masa y la fragilidad del meteoroides incidente, mayor es la altura de inicio (H_i) en la que comienza la ablación de la partícula. En general la altura inicial y final en la que se produce la ablación se utiliza para deducir la estructura física de los meteoros. La altura a la que los meteoros alcanzan la máxima luminosidad varía como función de la masa del meteoroides según se aprecia en la figura 2.22.

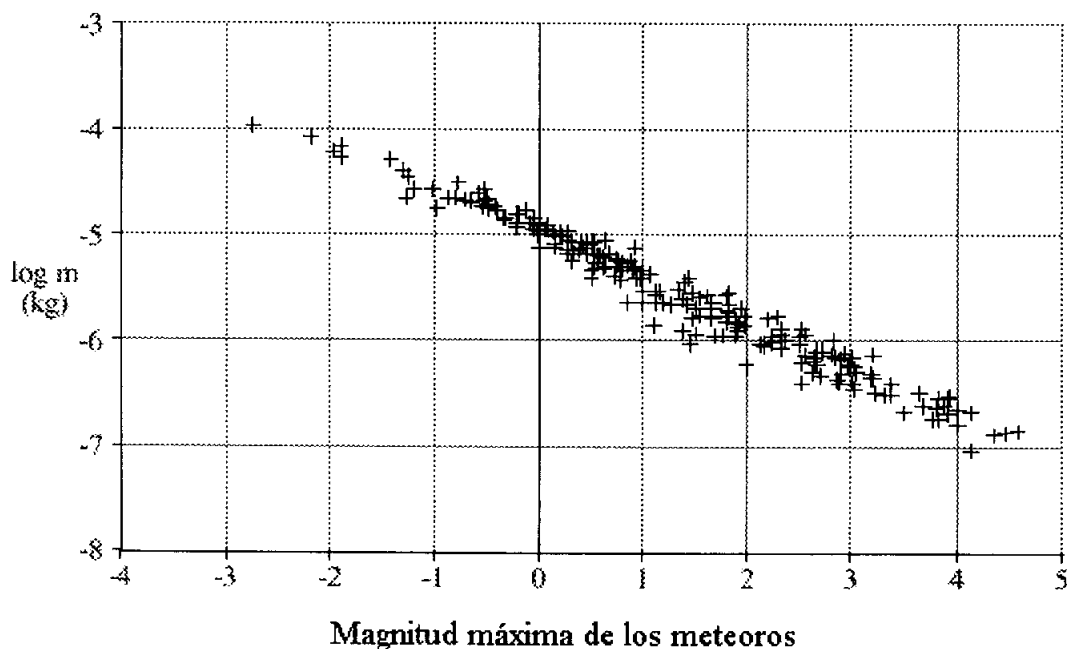


Figura 2.22. Esta gráfica muestra para un conjunto de observaciones de Leonidas 1999 la correlación existente entre la masa de los meteoroides y la magnitud máxima de los meteoros que producen (Brown y Arlt, 2000).

De igual manera la altura final de los meteoros (H_f) es prácticamente constante en función de la magnitud como se aprecia en la figura 2.23. En ella se representa la altura final de las 18 Leónidas analizadas en esta tesis frente a su magnitud visual. Como se aprecia pueden ajustarse a una recta de ecuación:

$$H_f(M_v) = 107,9 + 4,3 \cdot M_v \quad (2.75)$$

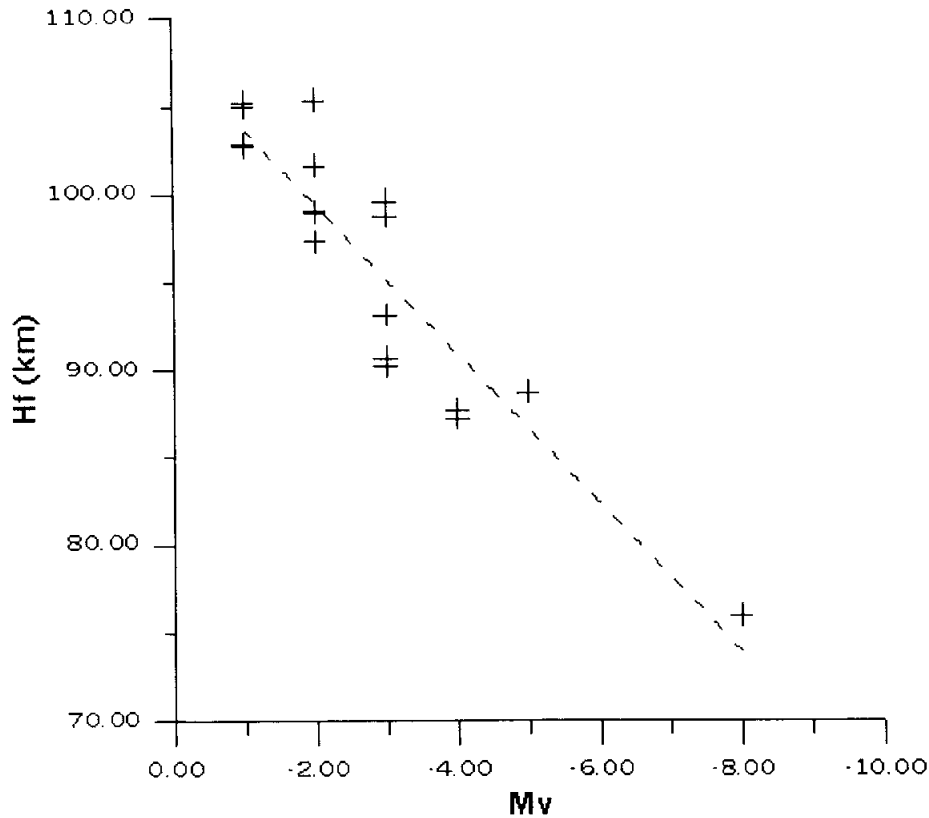


Figura 2.23. Altura final de los meteoros frente a su magnitud para las 18 Leonidas analizadas. La línea discontinua delimita el ajuste con una correlación (r) de 0,85.

Por otra parte, substituyendo la velocidad geocéntrica media de las Leonidas en la ecuación (2.71) se obtiene una ecuación que relaciona la masa fotométrica de las partículas con su magnitud visual:

$$\log m(g) = -2,92 - 0,44 \cdot M_v \quad (2.76)$$

A partir de (2.76) se pueden determinar las masas fotométricas de las Leonidas fotografiadas. Nótese que el meteorito más luminoso ($M_v=-8$) fotografiado en este trabajo (L6) debió poseer una masa de unos 4 gramos. El rango de masas correspondiente a las Leonidas fotografiadas entre magnitudes -4 a -1 varía pues entre $7 \cdot 10^{-2}$ y $3 \cdot 10^{-3}$ g. A partir de esta masa se pueden determinar los diámetros típicos de los meteoroides del enjambre asumiendo unos valores de densidad típicos como hizo Rietmeijer (2002). Los resultados se muestran en la tabla 2.13 donde se aprecia que los meteoroides más pequeños de las Leonidas poseen dimensiones ligeramente superiores a las partículas de polvo interplanetario (IDPs). Sin embargo los meteoroides de las Leonidas alcanzan la atmósfera terrestre a velocidades demasiado elevadas para resistir la volatilización. De hecho la temperatura alcanzada en un meteorito dependerá de la velocidad, de su densidad y de la sección eficaz efectiva que se oponga al movimiento (Rietmeijer,

2002b). Según este autor las IDPs recogidas en la estratosfera de un tamaño próximo a $10\mu\text{m}$ sobreviven al entrar a velocidades en el rango de 11 a 25 km/s que corresponden tanto a meteoroides cometarios como asteroidales de origen usualmente esporádico, caracterizado por poseer bajas velocidades geocéntricas. Otra fuente de IDPs pueden ser los asteroides próximos a la Tierra conocidos como NEAs (acrónimo del inglés *Near Earth Asteroids*) cuyos fragmentos también poseen bajas velocidades relativas capaces de evitar la ablación (Rietmeijer, 2002b).

Objeto	Masa (g)	Tamaño (μm) ($\rho=1\text{ g/cm}^3$)	Tamaño (μm) ($\rho=3\text{ g/cm}^3$)
Leónida $M_v=-5$	0,1	6.200	4.300
Leónida $M_v=0$	10^{-3}	1.250	860
Leónida $M_v=+4$	10^{-5}	250	170
Leónida $M_v=+6$	$3 \cdot 10^{-6}$	170	120
IDPs	$10^{-7} - 10^{-9}$	10 – 100	-
Polvo 1P/Halley	$10^{-20} - 10^{-5}$	0,003 – 270	0,002 - 185

Tabla 2.13. Comparación entre las dimensiones y masas típicas de las Leonidas durante la tormenta de 1999, las partículas de polvo interplanetario y el polvo del cometa 1P/Halley. Adaptada de Rietmeijer (2002).

En cualquier caso la tabla 2.13 indica que las partículas más pequeñas desprendidas de los cometas deben poseer una masa y dimensiones similares a las típicas de las IDPs. La presencia de una componente importante de partículas cometarias que alcanzan la Tierra en forma de meteoroides esporádicos con bajas velocidades geocéntricas sugiere que la mayoría de IDPs están asociadas a cometas en contra de la idea propuesta inicialmente por Brownlee et al. (1995) de que tuviesen un origen mayoritariamente asteroidal (Rietmeijer, 2002b).

c) Órbitas heliocéntricas.

Simulaciones orbitales han demostrado que la mayoría de los meteoroides que encontró la Tierra durante la tormenta de 1999 fueron emitidos durante el retorno al perihelio del cometa 55P/Tempel-Tuttle en 1899 (McNaught y Asher., 1999; Arlt et al., 1999). De igual manera se ha deducido que las intensas tormentas de 1833 y 1966 fueron producidas por estelas de polvo desprendidas respectivamente en los pasos por el perihelio de este cometa en 1800 y 1899 (Asher, 1999) y que la lluvia de bólidos acaecida en 1998 fue producida al interceptar la Tierra una estela de polvo emitida en 1333 (Asher et al., 1999). El hecho de conocer el tiempo de emisión de los meteoroides desde el cometa resulta de gran interés pues es bastante inusual. De hecho para la mayoría de partículas que encuentran la Tierra resulta imposible estimar el tiempo en que se desprendieron de sus cuerpos progenitores dado que han estado sometidas sus órbitas a perturbaciones gravitatorias durante periodos de tiempo típicos de miles de años (Jenniskens, 1998). La órbita media de los meteoroides de las Leonidas posee sin

embargo una alta inclinación que proporciona una alta estabilidad orbital y una baja influencia de los procesos de dispersión (Kresak, 1993). Además conocer los tiempos de eyección puede permitir otras interesantes aplicaciones como por ejemplo utilizar los elementos orbitales calculados para mejorar los modelos teóricos de enjambres meteóricos y así estudiar la estabilidad de las estelas de polvo dejadas por los cometas (Jenniskens, 1998). Otra aplicación de interés es el estudio de los procesos de degradación sufridos por meteoroides de diferente edad, con periodos de exposición al medio interplanetario diferentes (Rietmeijer, 2002).

Representando los valores de Inclinación frente a distancia al perihelio (figura 2.24) puede compararse la similitud con los puntos del modelo teórico de Asher et al. (1999) y asimismo corroborar nuestros datos con los valores promedio de 47 Leónidas calculadas por Betlem et al. (2000).

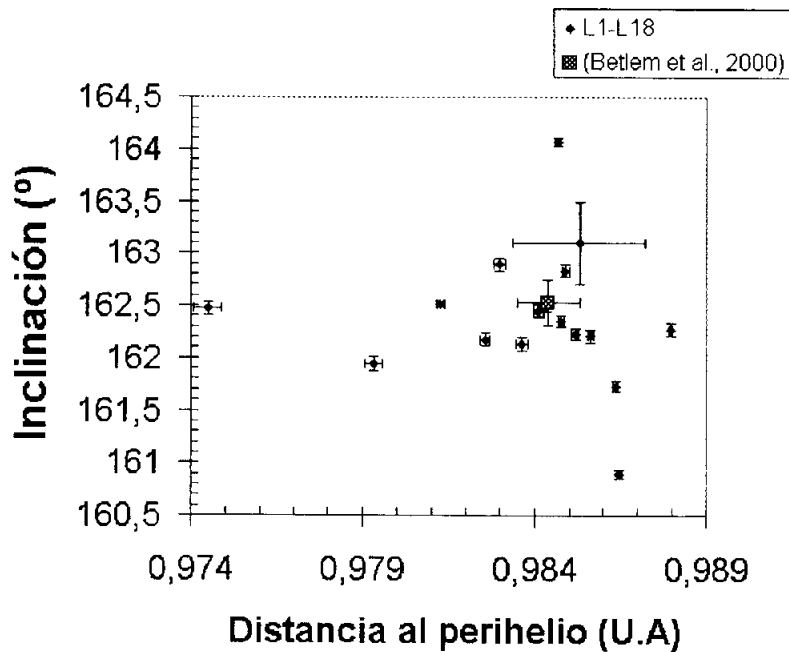


Figura 2.24. Gráfica de la inclinación frente a las distancias al perihelio de las órbitas aquí calculadas. Como comparación se muestra el valor medio y la dispersión estándar obtenida por Betlem et al. (2000).

Idéntica similitud con los modelos teóricos puede encontrarse en la figura 2.25 donde se representan los valores del argumento del perihelio frente a la inclinación.

Llama la atención entre las órbitas de Leónidas la catalogada como L7. Puede apreciarse en la tabla 2.8 que su velocidad geocéntrica fue mucho menor de la de los otros miembros del enjambre y su radiante aparece desplazado bastante del promediado

para el resto de Leonidas. También existen anomalías considerables en sus elementos orbitales. Por ejemplo su semieje mayor es mucho menor y su argumento del perihelio cambia ostensiblemente respecto al resto de Leónidas. Tales anomalías en la velocidad, radiante y órbita de ese meteoroide pueden explicarse por haber sufrido anteriormente un encuentro próximo con la Tierra en alguno de sus anteriores retornos al perihelio. El impulso gravitacional inducido en ese encuentro podría haber inducido tales cambios en su órbita tal y como detectaron Betlem et al. (1999) en varias Leonidas aparecidas en 1998.

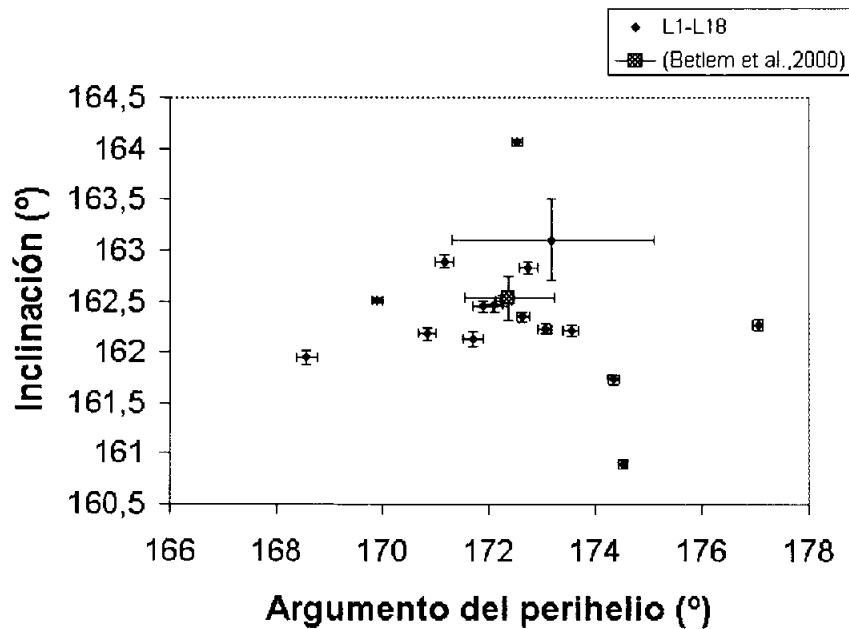


Figura 2.25. Valores la inclinación frente al argumento del perihelio para las Leonidas aquí analizadas. Como comparación se muestra el valor medio y la desviación estándar obtenida por Betlem et al. (2000).

Finalmente en la tabla 2.14 se compara la órbita promedio obtenida para las 17 Leónidas con la calculada por Asher (2002) para la órbita media de la estela de polvo desprendida en 1899 y finalmente la obtenida para el cometa 55P/Tempel-Tuttle por Nakano (1998). El parentesco entre la órbita del cometa y la obtenida para las Leonidas de esta tesis se hace evidente en la figura 2.26.

	T	q (U.A)	a (U.A)	e	i (°)	Ω (°)	ω (°)
L1-L18	-	0,9838±0,0002	9,3 ± 2,0	0,894±0,022	162,3±0,7	235,282	172,48±0,26
Estela teórica	-	0,98	10,39	0,905	162,57	235,29	172,52
55P/ Tempel-Tuttle	28,098 Feb 1998	0,976577	10,337486	0,905531	162,486	235,2583	172,4988

Tabla 2.14. Órbita promediada de las Leonidas analizadas en este trabajo (L1-L18) comparada con la órbita teórica de la estela de polvo desprendida del cometa 55P/Tempel-Tuttle en 1899 (Asher, 2002) y con los elementos orbitales de ese cometa calculados por Nakano (1998).

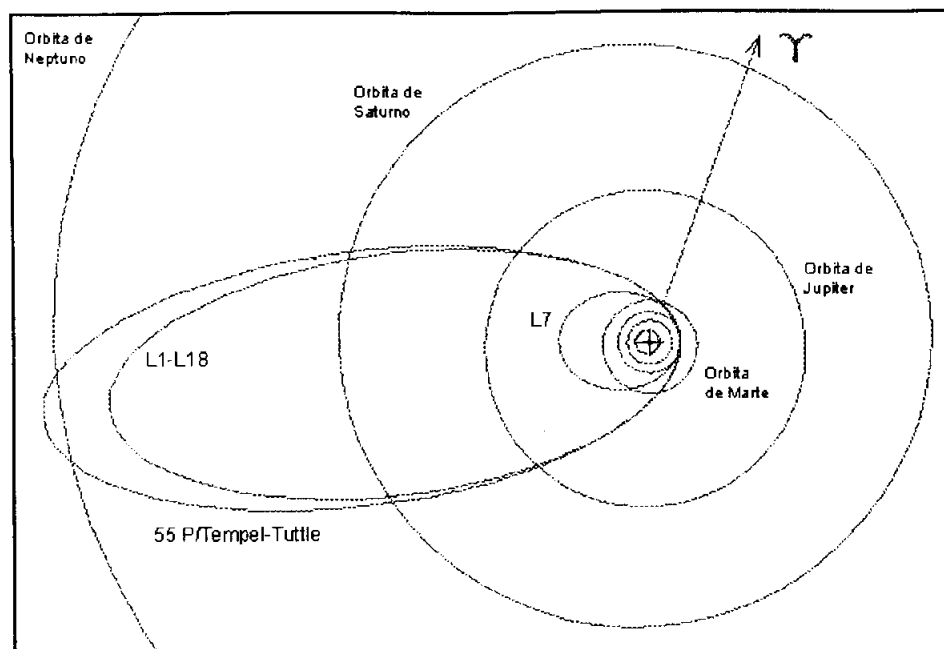


Figura 2.26. Órbita media de los meteoroides de las Leonidas analizados (L1-L18). De la media se ha descartado la órbita anómala L7 probablemente perturbada gravitatoriamente por la Tierra. Como comparación se incluye también la órbita del cometa 55P/Tempel-Tuttle según Nakano (1998).

La gran similitud entre las órbitas ya denota a primera vista una clara asociación. Ésta viene a su vez corroborada al aplicar el criterio de Southworth-Hawkins que proporciona un valor de $D=0,07$. Considerando los niveles de confianza dados por Porubcan (1968) (véase tabla 2.2) se llega a una probabilidad de asociación de un 100%.

2.6.1.2. PERSEIDAS.

El enjambre de las Perseidas es originado por los fragmentos del cometa 109P/Swift-Tuttle y produce una de las lluvias anuales más intensas que acontece todos los años en torno al 12 de agosto. La actividad horaria de esa componente anual produce cerca de 90 meteoros/hora en el máximo (Jenniskens et al., 1998). Entre 1989 y 1999 la Organización Internacional de Meteoros (IMO) detectó consecutivamente en torno a Longitud Solar de $139,5^\circ$ un incremento en la actividad del enjambre asociada a una cortina de material de reciente emisión que acompañaba al cometa (Jenniskens et al., 1998). Durante ese periodo la actividad de las Perseidas alcanzó actividades horarias incluso por encima de 400 meteoros/hora, acompañada a su vez por impresionantes bólidos (Trigo Rodríguez, 1997).

Durante el periodo observado en este trabajo se obtuvieron las órbitas de tres miembros del enjambre de las Perseidas que han sido catalogados como P1, P2 y P3 en las tablas 3.8 y 3.9. Dos de tales meteoros fueron fotografiados en 1999 y otro en el

2000. La muestra es pues demasiado escasa para realizar un estudio detallado de las trayectorias y órbitas seguidas por tales meteoroides. Sin embargo como comparación se muestra en la tabla 2.15 el semieje mayor (q), la inclinación (i) y el argumento del perihelio (ω) promediado para los meteoroides de reciente eyección que originaron los estallidos de actividad de 1993 y 1994 y aquellos ya dispersos en el enjambre anual fotografiados entre 1937 y 1983 (Jenniskens et al., 1998).

Años	q (U.A)	i (°)	ω (°)
1993-1994	$0,963 \pm 0,004$	$113,5 \pm 0,2$	$154,0 \pm 0,6$
IAU 1937-1983	$0,952 \pm 0,002$	$113,4 \pm 0,1$	$151,3 \pm 0,4$
Promedio P1-P3	$0,965 \pm 0,003$	$112,3 \pm 0,3$	$154,3 \pm 0,3$

Tabla 2.15. Algunos elementos orbitales promediados para los meteoroides que produjeron el incremento de actividad de las Perseidas en 1993-1994 y aquellos fotografiados entre 1937 y 1983 que han sido incluidos en el catalogo de la Unión Astronómica Internacional (IAU). Estos datos han sido tomados de Jenniskens et al. (1998). Por comparación se incluye la órbita media de las tres Perseidas (P1-P3) calculadas aquí.

La tabla 2.14 permite comparar la similitud entre las órbitas calculadas en este trabajo y las obtenidas por otros autores. Aunque tres meteoroides no son una muestra suficientemente representativa, los elementos orbitales son muy similares, especialmente cuando comparados con los obtenidos entre 1993 y 1994 (véase figura 2.27). Como sugieren Jenniskens et al. (1998) es muy probable que los meteoroides de reciente eyección que atravesó la Tierra entre 1988 y 1999 poseyesen una órbita media diferenciada.

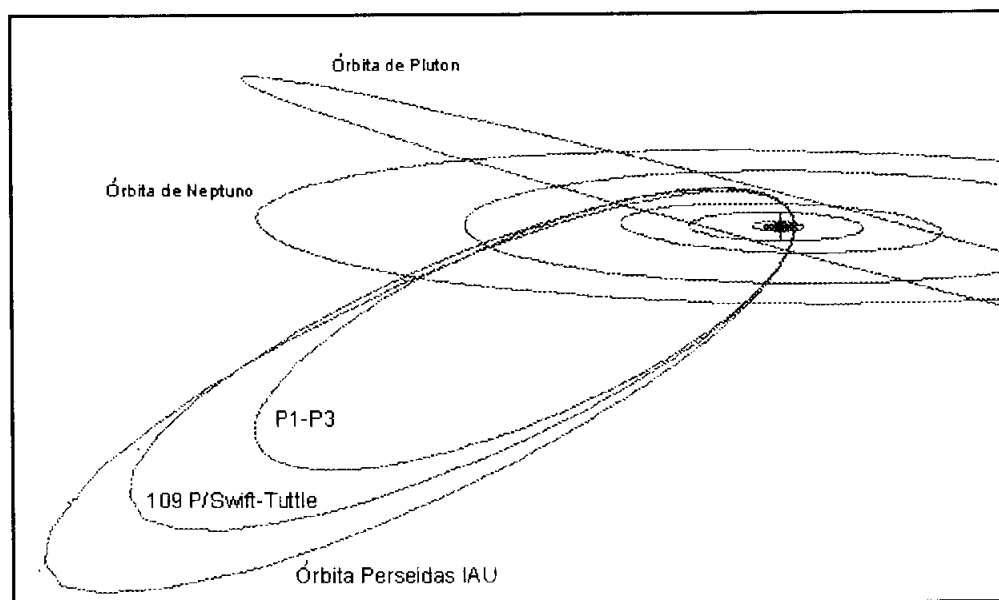


Figura 2.27. Órbita media de los tres meteoroides P1-P3 comparada con la órbita del cuerpo progenitor: el cometa 109P/Swift-Tuttle y la órbita media de las Perseidas registradas por la IAU (Jenniskens et al. 1998).

2.6.1.3. OTROS ENJAMBRES Y ESPORÁDICOS.

El resto de órbitas determinadas corresponden a una Gemínida (G1), una Táurida (T1) y un esporádico (S1). La determinación de la trayectoria y órbita de la Gemínida fue descrita en detalle en la sección 2.5.1 así como comparada con su cuerpo engendrador. A continuación se discute la trayectoria y órbita deducida para la Táurida (T1). Respecto al meteoro esporádico (SP1) se realizó una búsqueda de posibles cuerpos emparentados siguiendo el catálogo de Belyaev et al. (1986) no encontrándose ninguna asociación. Consultados los radiantes de varios catálogos de enjambres de meteoroides (Roggemans, 1987; Kronk, 1988; Jenniskens, 1994) no se ha encontrado ningún enjambre que produzca un radiante próximo al de SP1 por lo que se descarta su parentesco con cualquier enjambre y cabe considerarlo genéricamente como esporádico.

El origen del enjambre meteórico de las Táuridas está en el cometa 1P/Encke. A esa conclusión llegó F. Whipple analizando en 1940 la evolución de la órbita de este cometa, comprobando su extraordinaria similitud con las órbitas de los enjambres de las Táuridas. Más tarde el mismo Whipple y Hamid (1952) estimaron que la antigüedad del enjambre debía ser superior a 10.000 años para poder explicar la gran dispersión observada en la longitud del perihelio. En ese trabajo estos autores determinaron los tiempos en los que los meteoroides se desprendieron del cometa comparando los elementos orbitales del cometa 1P/Encke en el pasado. De este modo llegaron a la conclusión que para explicar las dos ramas actualmente presentes (Táuridas Norte y Sur) debieron sucederse dos violentas emisiones de meteoroides desde el núcleo cometario. La primera habría ocurrido hace 4.700 años y una segunda hace 1.400 años (Whipple & Hamid, 1952). Por este motivo la órbita del cometa 1P/Encke difiere hoy en día notablemente de la que presentan los meteoroides de ambos enjambres como se aprecia en la figura 2.27.

La tabla 2.16 compara las órbita media del enjambre de las Táuridas Norte con la determinada en este trabajo para T1. Su parentesco viene corroborado al aplicar el criterio de Southworth-Hawkins que proporciona un valor de $D=0,12$ correspondiente a un 100% de probabilidad de asociación de T1 al enjambre de las Táuridas Norte.

	q (U.A)	a (U.A)	e	i (°)	ω (°)
Táuridas Norte	0,359	2,59	0,861	2,4	292,3
Táuridas Sur	0,375	1,93	0,806	5,2	113,2
T1	$0,358 \pm 0,003$	$2,66 \pm 0,12$	$0,865 \pm 0,007$	$3,37 \pm 0,06$	$292,02 \pm 0,06$
1P/Encke	0,3392	2,2	0,8470	11,76	186,48

Tabla 2.16. Órbita promediada del enjambre de las Táuridas Norte comparada con la obtenida para T1. La órbita promedio de las Táuridas Norte fue extraída de Roggemans (1987). La órbita del cometa para el año 2000 fue tomada de Belyaev et al. (1986).

Finalmente en la figura 2.28 se compara la órbita de las Táuridas Norte comparada a la calculada aquí para T1. Puede apreciarse la extraordinaria similitud existente entre ambas órbitas.

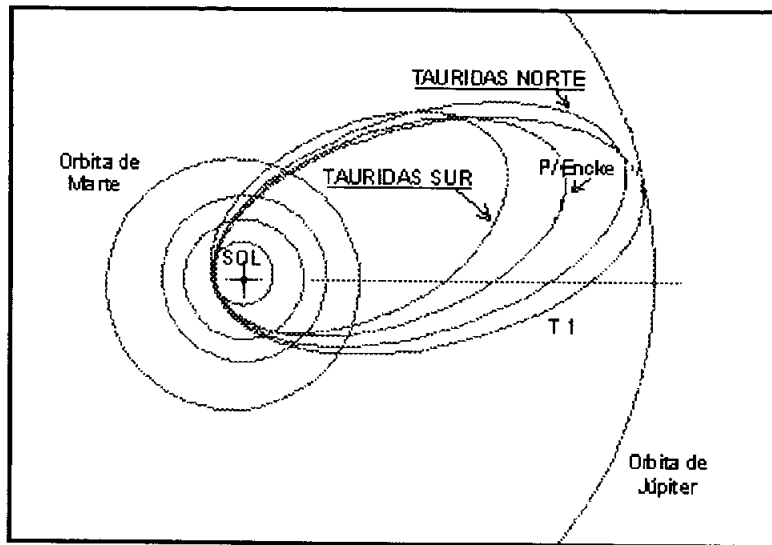


Figura 2.28. Órbita de T1 comparada con la promediada para el enjambre de las Táuridas Norte, la del cometa 2P/Encke y de las Táuridas Sur.

2.6.2. FLUJOS ESPACIALES DEL ENJAMBRE DE LAS LEÓNIDAS.

Finalmente, como muestra del interés intrínseco en el estudio de las densidades numéricas espaciales de los enjambres meteóricos, se ha reconstruido la estructura espacial del enjambre de las Leonidas en base a observaciones visuales y fotográficas realizadas durante los últimos dos siglos. Teniendo en cuenta las Tasas Horarias Zenitales (THZ) máximas de este enjambre (Jenniskens, 1999; Brown, 1999; Trigo Rodríguez, 2000; Trigo Rodríguez, 2001) acaecidas a lo largo de los últimos siglos y su correspondiente geometría orbital se procedió a ajustar unos contornos de igual densidad. Los resultados obtenidos se esquematizan en la figura 2.29 que reconstruye la densidad espacial del enjambre, dada en $\log(\text{THZ})$, en función de la geometría orbital. Según se aprecia en esa figura las mayores concentraciones de polvo son próximas a la órbita del cometa 55P/Tempel-Tuttle. Existen varias zonas en donde la densidad de contorno se encuentra entre $3 > \log(\text{THZ}) > 2$ que corresponde a una zona en donde se producen estallidos de actividad a menudo acompañados por lluvias de brillantes meteoros. Las regiones con $\log(\text{THZ}) > 4$ proporcionan usualmente lluvias intensas ricas en meteoros débiles. Finalmente encontramos una región con $\log(\text{THZ}) > 5$ que, compuesta mayoritariamente por pequeños meteoroides, se distribuye como una especie de cortina en la proximidad del cometa 55P/Tempel-Tuttle. La última vez que la Tierra atravesó esa región (en 1966) se produjo una tormenta impresionante que alcanzó los niveles de actividad más intensos que se recuerdan en los últimos retornos del cometa

por el perihelio (Yeomans et al., 1996). Cabe destacar que según el modelo de estelas de polvo desarrollado por McNaught & Asher (1999) la distribución de meteoroides alrededor del cometa 55P/Tempel-Tuttle debe ser mucho más complicada que la promediada aquí. En cualquier caso la figura 2.29 proporciona una visión a gran escala de la distribución de polvo alrededor de la órbita del cometa.

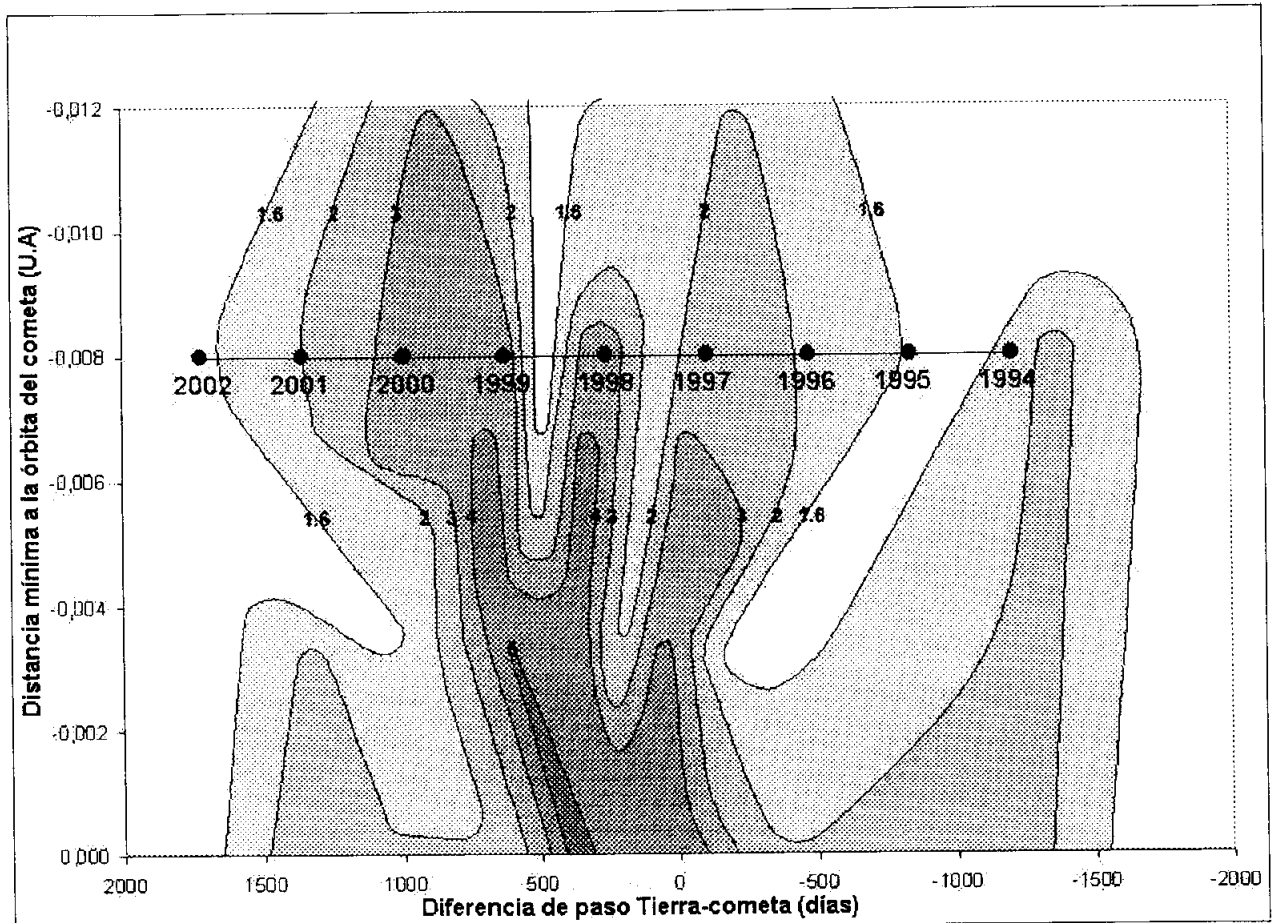


Figura 2.29. Distribución a gran escala de la densidad de meteoroides alrededor del cometa 55P/Tempel-Tuttle. En abcisas aparece la diferencia de tiempo entre el momento en que la Tierra y el cometa cruzan el nodo descendente (en días) versus la mínima distancia a la órbita del cometa (en U.A.). Los valores numéricos que aparecen en las líneas de igual densidad corresponden a unidades de $\log(\text{THZ})$. La trayectoria geométrica de la Tierra en su encuentro con el enjambre entre 1994 y 2002 aparece también incluida.

Cabe destacar el gran interés de la aplicación de la fotografía para estimar densidades espaciales. De hecho, debido a la gran dificultad de estimar visualmente el número de meteoros aparecido durante tormentas meteóricas, existe una cierta controversia entre la densidad espacial alcanzada en 1966. Dependiendo de los autores puede variar en más de un orden de magnitud, entre Tasas Horarias Zenitales de 150.000 a 15.000 meteoros/hora en el rango de magnitudes $]-\infty, +6]$ (Yeomans 1981; Jenniskens,

1995). En este sentido es posible aportar algo de luz al respecto de las fotografías aquí analizadas. A partir de las densidades numéricas espaciales deducidas del análisis de las fotografías realizadas en esta tesis (tabla 2.10) y su comparación con las realizadas por varios autores durante la tormenta de Leonidas acaecida en 1966 (tabla 2.11) se puede aportar algo de luz al respecto. De hecho, de ambas tablas se desprende que en 1999 la densidad numérica espacial en el rango de magnitud $]-\infty, -1]$ fue de 12 meteoroides por cada cubo de 1000 km de arista mientras que en 1966 pudo llegar a ser en torno a cien veces superior. Aunque el rango de magnitudes abarcado por la fotografía no es el mismo que en observaciones visuales, sí se puede concluir que la actividad en 1966 fue unos dos órdenes de magnitud más intensa para meteoros más brillantes de magnitud -1 .

Dado que las tormentas de Leonidas de 1966 y 1999 fueron producidas por la estela de polvo desprendida del 55P/Tempel-Tuttle en su paso por el perihelio del año 1899 (Asher, 1999; McNaught y Asher, 1999) podría pensarse que tal diferencia es explicable por la dispersión progresiva de la estela de polvo. De hecho en su encuentro de 1999 esa estela había completado tres revoluciones completas al Sol frente a las dos completadas cuando encontró la Tierra en 1966. Sin embargo, la interpretación es mucho más complicada ya que también depende del acercamiento relativo de la Tierra a la región más densa de esta estela de polvo (Mc Naught y Asher, 1999). En este sentido la mejora de los modelos y la realización de nuevas simulaciones comparadas con los valores obtenidos puede permitir profundizar en la magnitud de los procesos de dispersión que tienen lugar sobre las estelas de polvo de este enjambre meteórico.

2.7. CONCLUSIONES.

2.7.1. EL CÁLCULO DE TRAYECTORIAS Y ELEMENTOS ORBITALES.

La determinación de trayectorias y órbitas de meteoroides es una de esas áreas en la que en los últimos tiempos se ha hecho un llamamiento para aumentar y mejorar los resultados obtenidos (Hughes, 1995; Jenniskens, 1998; Betlem et al., 1999). La determinación de elementos orbitales con mucha mayor precisión puede permitir analizar en mayor detalle los procesos de emisión de meteoroides desde cometas. Estos estudios realizados en momentos durante los cuales se espera el encuentro con una estela de polvo cometaria de reciente eyección puede permitir mejorar los modelos evolutivos de enjambres meteóricos. A partir de obturadores rotativos de precisión como los aquí descritos es posible obtener valores más reales de la velocidad geocéntrica de las partículas y, a partir de ellos, determinar con mayor precisión los semiejes mayores de las órbitas. Este hecho es especialmente importante para poder emplear esos datos en las

simulaciones de la evolución de enjambres meteóricos tal y como requería recientemente Hughes (1995). En este sentido las órbitas de las Leonidas 1999 obtenidas tienen un importante valor intrínseco dado que fueron obtenidas durante el encuentro de la Tierra con partículas recientemente eyectadas desde el cometa 55P/Tempel-Tuttle (McNaught & Asher, 1999; Betlem et al., 2000).

Un aspecto a mejorar sería la determinación del tiempo de aparición de los meteoros. Betlem et al. (1999) para mejorar este apartado filmaron con cámaras de vídeo gran angular perfectamente calibradas temporalmente. En nuestro caso para la obtención de imágenes se emplearon cámaras reflex y el control del tiempo de exposición era completamente manual, regulado por los operadores de las diferentes estaciones. Además el tiempo de aparición de los meteoros se obtuvo monitorizando visualmente el campo fotográfico lo cual introduce errores de dos o tres segundos. Estos errores se reflejan en una mayor imprecisión de los elementos orbitales asociados, principalmente en el argumento del perihelio (ω) y la longitud del nodo descendente (Ω).

En cualquier caso las trayectorias y elementos orbitales de meteoroides que se han obtenido en esta tesis muestran la viabilidad del desarrollo de redes fotográficas para cubrir la actividad meteórica global. A partir de una red fotográfica desarrollada con medios relativamente simples se puede obtener información valiosa sobre la población de cuerpos menores en el espacio interplanetario (Wetherill y Revelle, 1981; Spurný, 1997; Spurný y Borovicka, 1999). También las redes fotográficas cumplen una importante labor dando explicación a los bólidos que se producen en la atmósfera tanto si son originados por materia interplanetaria como por la reentrada de satélites artificiales o ingenios espaciales en desuso. Estos precisamente producen los denominados bólidos artificiales que pueden causar inusitada expectación y alarma social (Trigo Rodríguez et al., 2000).

El estudio de los elementos orbitales de la materia interplanetaria que intercepta la Tierra tiene importantes aplicaciones. Por una parte pueden identificarse las principales fuentes de meteoroides, permitiendo distinguir entre los que tienen un origen asteroidal y los que proceden de cometas. Por otra parte, como se ha visto en esta tesis, a partir de las órbitas obtenidas puede profundizarse en el estudio de la dispersión de las estelas de polvo dejadas por los cometas, permitiendo estudiar su dispersión y los procesos degradativos sufridos por esas partículas en función de sus tiempo de exposición al medio interplanetario. Futuras simulaciones en base a los resultados obtenidos por redes fotográficas como la aquí descrita pueden significar importantes avances en el estudio de la evolución de los enjambres meteóricos. En definitiva, este campo permite profundizar en las intrincadas relaciones entre cuerpos menores y mejorar nuestro conocimiento sobre las diferentes poblaciones de materia interplanetaria que inciden sobre la Tierra.

2.7.2. EL CÁLCULO DE FLUJOS ESPACIALES.

Los análisis de flujos espaciales de enjambres meteóricos han despertado interés en los últimos años debido al interés intrínseco de poder prever y minimizar la tasa de colisión de meteoroides contra satélites en órbita terrestre (Beech et al., 1995). Otro aspecto de interés puede ser aplicar las estimaciones realizadas en pro de conocer mejor los procesos de masa perdida desde cometas y la dinámica de estas partículas en el seno de los enjambres meteóricos (Jenniskens, 1999).

Durante siglos la única información existente de la densidad numérica espacial de enjambres ha provenido únicamente de observaciones visuales. En la actualidad el método estándar de la International Meteor Organization para recoger de manera lo más objetiva posible datos visuales sobre la actividad de enjambres se encuentra implantado en todo el mundo. Sobre un número significativo de registros visuales pueden aplicarse criterios estadísticos para calcular el flujo de partículas desde cada enjambre (Koschak & Rendtel, 1990). A pesar de ello las observaciones visuales se han mostrado subjetivas a la hora de cubrir actividades meteóricas intensas como por ejemplo la tormenta de Leonidas acaecida en 1966 (Jenniskens, 1995). A pesar de que la fotografía astronómica lleva implantada más de un siglo hasta el retorno de las Leonidas a finales del siglo XX no se habían aplicado técnicas fotográficas para deducir flujos espaciales de enjambres meteóricos (Jenniskens, 1999; Trigo Rodríguez, 2000).

En esta tesis se ha utilizado la cobertura temporal de las fotografías de Leonidas obtenidas en 1997, 1998 y 1999 para estimar el flujo de meteoroides incidente de las Leónidas. Hasta la fecha no se ha prestado demasiada atención a este hecho pero los registros fotográficos son de extraordinario valor por captar el número de meteoros incidentes de manera totalmente independiente del observador (Trigo Rodríguez, 2000). Así se desprende del análisis realizado de las densidades numéricas espaciales calculadas para las Leonidas 1997-1999 y se desprende de las fotografías realizadas durante la tormenta de Leonidas acaecida en 1966 (Trigo Rodríguez et al., 2001). Este tipo de estudios puede permitir a su vez evaluar el peligro potencial de estas lluvias de proyectiles sobre ingenios espaciales en órbita terrestre en función de la masa típica de las partículas y su densidad numérica espacial (Beech et al., 1995).

La objetividad que recae en la determinación de flujos a partir de fotografía, de imágenes vídeo o de CCD permitirá crear en el futuro una base de datos de referencia sobre el flujo de meteoroides incidente desde diversos enjambres. Además las observaciones fotográficas y vídeo permiten revelar la estructura interna y las peculiaridades en la distribución de las partículas en enjambres meteóricos como ha concluido recientemente Jenniskens (1998). Esto permitirá profundizar en los procesos

de dispersión de las estelas de polvo dejadas por los cometas descubiertas por Davis et al. (1984), estimando los periodos de tiempo típicos en que las partículas que las forman se redistribuyen formando los enjambres meteóricos anuales.

El interés intrínseco de estas observaciones radica en conocer con mayor precisión el flujo de materia interplanetaria que llega actualmente a la Tierra desde cometas y asteroides (Hughes, 1992). Conocida la densidad numérica espacial y la distribución en masa de las partículas puede estimarse de manera objetiva la masa incidente desde los diferentes enjambres y su variación con el tiempo.

2.8. BIBLIOGRAFÍA

- Arlt R., L. R. Bellot, P. Brown & M. Gyssens (1999), "First global analysis of the 1999 Leonid storm", WGN 27-6, págs.286-295.
- Asher D. (1999) "The Leonid meteor storms of 1833 and 1966", Monthly Notices Royal Astronomical Society 307, págs.919-924.
- Asher D. (2002) Comunicación personal.
- Asher D., M.E. Bailey & V.V. Emelyanenko (1999) "The resonant Leonid trail from 1333", Irish Astronomical Journal 26, págs.91-93.
- Beech M., P. Brown & J. Jones (1995) "The potential danger to space platforms from meteor storm activity", Q. Journal Royal Astronomical Society 36, págs.127-152.
- Bellot L.R., (1994) "Spatial Number Densities and errors from photographic meteor observations under very high activity", WGN 22-4, págs.118-130.
- Betlem H., P. Jenniskens, J.v.Leven, C.T. Kuile, C. Johannink, H. Zhao, C. Lei, G. Li, J. Zhu, S. Evans and P. Spurný (1999) "Very precise orbits of 1998 Leonid meteors", Meteoritics & Planetary Science 34, págs. 979-986.
- Betlem H., P. Jenniskens, P. Spurný, G.D. Leeuwen K. Miskotte, C.T. Kuile, P. Zarubin and C. Angelos (2000) "Precise trajectories and orbits of meteoroids from the 1999 Leonid Meteor Storm", Earth, Moon & Planets 82-83, págs. 277-284.
- Borovicka J., (1990) "The comparison of two methods of determining meteor trajectories from photographs", Bull. Astron.Inst.Czechosl. 41, págs. 391-396.
- Brown P. & R. Arlt, (2000) "Detailed visual observation and modelling of the 1998 Leonid shower", Earth, Moon & Planets 82-83, págs.419-428.
- Cepplecha Z. y McCrosky (1976) "Fireball end Heights: a diagnostic for the structure of meteoric material", Journal Geophysical Research 81, págs.6257-6275.
- Cepplecha Z., (1987), "Geometric, dynamic, orbital and photometric data on meteoroids from photographic fireball networks", Bull. Astron.Inst.Czechosl. 38, págs. 222-234.
- Cepplecha Z. y J. Borovicka (1992) "Meteors", in Interrelations between Physics and Dynamics for Minor Bodies in the Solar System, D. Benest and C.Froeschle eds., Frontières, Gif-sur-Yvette, págs.309-367.
- Cepplecha Z., J. Borovicka, W.G. Elford, D.O. Revelle, R.L.Hawkes, V. Porubcan y M. Simek (1998) "Meteor phenomena and bodies", Space Science Reviews 84, págs.327-471.
- Cook A.F. (1973) "A working list of meteor streams", in Evolutionary and Physical properties of meteoroids", Proceedings of the IAU Colloquium 13, held in Albany, New York. Edited by C.L.

- Hemenway, P.M. Millman and A.F. Cook. National Aeronautics and Space Administration SP 319, págs. 183-186.
- Davis J.K., S.F.Green, B.C. Stewart, A.J. Meadows & H.H. Aumann (1984) "The IRAS fast-moving object search", *Nature* 309, págs. 315-319.
- Docobo J.A., R.E.Spalding, Z. Ceplecha, F.Díaz Fierros, V.Tamazian & Y. Onda (1998) "Investigation of a bright flying object over northwest Spain, 1994 January 18", *Meteoritics & Planetary Science* 33, págs. 57-64.
- Docobo J.A. & Z. Ceplecha (1999); "Video record (CD copy attached) of the Spain bolide of June 14, 1996: The atmospheric trajectory and orbit", *Astronomy & Astrophysics Sup. Series* 138, págs. 1-9.
- Dubiago A.D. (1961) "Determination of orbits", *Macmillan Publ.*, New York.
- Halliday I. (1988) "Geminid fireballs and the peculiar asteroid 3200 Phaethon", *Icarus* 76, págs.279-294.
- Halliday I., A.A. Griffin y A.T. Blackwell (1996); "Detailed data for 259 fireballs from the Canadian camera network and inferences concerning the influx of large meteoroids", *Meteoritics & Planetary Science* 31, págs.185-217.
- Hawkins G.S. (1964) "The physics and astronomy of meteors, comets and meteorites", McGraw-Hill, series in Undergraduate Astronomy, NewYork.
- Hughes D. (1992) "Meteoroids: an overview", *Proceedings of the International Astronomical Symposium held at Smolenice, Slovakia*, Ed. *Astronomical Institute Slovak Academy of Sciences*, págs. 15-28.
- Hughes D. (1995) "The Perseid meteor shower", *Earth, Moon & Planets* 68, págs. 31-70.
- Jacchia L.G. (1956) "On two 1953 Giacobinids and on some physical characteristics of shower meteors", *Astronomical Journal* vol.61, págs. 6-7.
- Jenniskens P. (1984) "Meteor stream activity", *Astrophysical Journal* 287, págs. 990-1013.
- Jenniskens P. (1995) "Meteor stream activity: I. The annual streams", *Astronomy & Astrophysics* 287, págs. 990-1013.
- Jenniskens P. (1995) "Meteor stream activity: II. Meteor outbursts", *Astronomy & Astrophysics* 295, págs. 206-235.
- Jenniskens P. (1998) "On the dynamics of meteoroid streams", *Earth, Planetary Space* 50, págs. 555-567.
- Jenniskens P., H. Betlem, M. de Lignie, C. ter Kuile, M.C.A. van Vliet, J. van't Leven, M. Koop, E. Morales y T. Rice (1998) "On the unusual activity of the Perseid meteor shower (1989-96) and the dust trail of comet 109P/Swift-Tuttle", *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 301, págs. 941-954.
- Jenniskens P. (1999) "Activity of the 1998 Leonid shower from video records", *Meteoritics & Planetary Science* 34, págs. 959-968.
- Jenniskens P. y S.J. Butow (1999) "The 1998 Leonid multi-instrument aircraft campaign: an early review", *Meteoritics & Planetary Science* 34, págs. 933-943.
- Joos G., J. Bartels y P. T. Bruggencate (1952) "Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, CEIME, Astronomie, Geophysik und Technik", 6 Auflage: *Astronomie und Geophysik XVIII*, Springer-Verlag, Berlin.
- Kiselev N.N., K. Jockers y V.K. Rosenbush (2000) "Organic matter in dust of comet 21P/Giacobini-Zinner and the Draconid meteoroids", *Earth, Moon & Planets* 82-83, págs.141-148.
- Knacke (1989) "Comet dust: connections with interstellar dust", in *Interstellar Dust, Proceedings of the 135th Symposium of the International Astronomical Union*, held in Santa Clara, California. Edited by L.J.Allamandola and G.G.M. Tielens, *IAU Symposium n° 135*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, págs.415

- Koschack R. & J. Rendtel (1990) "Determination of Spatial Number Density and Mass Index from Visual Meteor Observations", WGN 18:2 y 18:4, págs.44-58 y 119-140.
- Kresak L. (1993) "Cometary dust trails and meteor storms", *Astronomy & Astrophysics* 279, págs.646-660.
- Kronk G.W. (1988) "Meteor showers: a descriptive catalog", Enslow Publishers Inc., New Jersey.
- Mc Crosky R.E. y A.Posen (1961) "Orbital elements of photographic meteors". *Smithsonian Contributions to Astrophysics* 4:2, págs.15-84.
- McNaught R.H. y D. J. Asher (1999) "Leonid Dust Trails and Meteor Storms", WGN 27-2, págs. 85-102.
- Nakano S. (1998) *Minor Planet Center Circular* n° 31070.
- Porubcan V. (1968) "On the grouping of meteors in meteor streams", *Bull. Astron. Inst. Czechoslovaquia* 19, n° 5, págs. 316-323.
- Rairden R.L., P. Jenniskens y C.O. Laux (2000) "Search for organic matter in Leonid meteoroids", *Earth, Moon and Planets* 82-83, págs. 71-80.
- ReVelle D.O. (1994), "Analysis of identified iron meteoroids: possible relation with M-type Earth-crossing asteroids?", *Astronomy & Astrophysics* 292, págs. 330-336.
- Rietmeijer F.J.M. (2002) "Shower meteoroids: constraints from Interplanetary Dust Particles and Leonid meteors", *Earth, Moon & Planets* 88, págs. 35-58.
- Rietmeijer F.J.M. (2002b) Comunicación personal.
- Roggemans P. (1986) "Perseids 1985 and the Zenith Distance Correction", WGN 14:5, págs.149-152.
- Roggemans P. (1987) "Handbook visual meteor observations", *International Meteor Organization*, Bélgica.
- Schlesinger C. (1911) "The method of Dependences", *The Astrophysical Journal* 33, pág. 161.
- Southworth R.B. y G.S. Hawkins (1963) "Statistics of meteor streams", *Smithsonian Contr. Astrophysics* 7, págs. 261-285.
- Spurný P. (1997) "Exceptional fireballs photographed in central Europe during the period 1993-1996", *Planetary & Space Science* 45, págs. 541-555.
- Spurný P. y J. Borovicka (1999) "EN010697 Karlstejn: The first type I fireball on retrograd orbit", en *Meteoroids 1998, Proceedings of the International Conference held at Tatranská Lomnica (Slovakia)*, Ed. Slovak Acad. Sci., Bratislava, págs. 143-148.
- Steyaert C. (1990) "Photographic Astrometry", *Publicación de la International Meteor Organization*.
- Sykes M.V. y R.G. Walker (1992) "Cometary dust trails. I. Survey", *Icarus* 95, págs.180-210.
- Turner (1893) "How to obtain a star's right ascension and declination from a photograph", *The Observatory* v. 16, págs.373-376.
- Trigo Rodríguez J.M. (1993) "Determination of spatial number density from photography", en *proceedings of the 1993 International Meteor Conference* (ed. P. Roggemans, *International Meteor Organization*), págs. 77-84.
- Trigo Rodríguez J.M. y J. Artés (1994) "Orbital Elements of Three Photographic 1991 Perseids", WGN 24-1/2, págs.32-34.
- Trigo Rodríguez J.M.(1997) "Impressive Perseid fireball over Spain", WGN 25-4, págs.187-189, 1997.
- Trigo Rodríguez J.M. (1999) "Los meteoros en el estudio de la materia interplanetaria", *Revista Española de Física* vol. 13, n° 3, págs.31-36.
- Trigo Rodríguez J.M., E. Coll, J. Castellano-Roig and J. Llorca (2000) "Impressive Shenzou re-entry over the Mediterranean Sea", WGN 28-1, págs. 35-37.

- Trigo Rodríguez J.M. (2000) "The 1997 Leonids outburst", *Astronomy & Astrophysics* 355, págs.1160-1163.
- Trigo Rodríguez J.M., J. Fabregat y J. Llorca (2001), "Leonid fluxes: 1994-1998 activity patterns", *Meteoritics & Planetary Science* vol. 36, págs. 1597-1604.
- Verniani F. (1973) "An analysis of the physical parameters of 5759 faint radio meteors", *Journal of Geophysical Research* vol.78, págs. 8429-8462.
- Wetherill G.W. y D.O. Revelle (1981) "Relationship between comets, large meteoroids and meteorites", en *Comets*, University of Arizona Press, Tucson, págs. 297-319.
- Whipple F.L. (1938) "Photographic meteor studies I", *Proc. American Phil. Soc.* 79, págs. 499-548.
- Whipple F.L. y S.E. Hamid (1952) "On the origin of the Taurid meteor streams", *Harvard Reprint Series, Helwan Obs. Bulletin* nº 41, págs.1-30.
- Wood J.A. (1988) "Chondritic meteorites and the solar nebula", *Annual Review Earth & Planetary Science* 16, págs. 53-72.
- Wu Z. y I.P. Williams (1995) "P/Giacobini-Zinner and the Draconid meteor shower", *Planetary & Space Science* 43, págs.723-731.
- Yeomans D.K. (1981) "Comet Tempel-Tuttle and the Leonids meteors", *Icarus* 47, págs. 492-499.
- Yeomans D.K., K.K.Yau & P.R. Weissman (1996) "The impending appearance of comet Tempel-Tuttle and the Leonid meteors", *Icarus* 124, págs.407-413.
- Zvolánková J. (1983) "Dependence of the Observed Rate of meteors on the Zenith Distance of the radiant", *Bull.Astronomical Institute Czechoslovaquia* 34, págs.122-128.



CAPÍTULO 3:

ESPECTROSCOPIA DE METEOROS

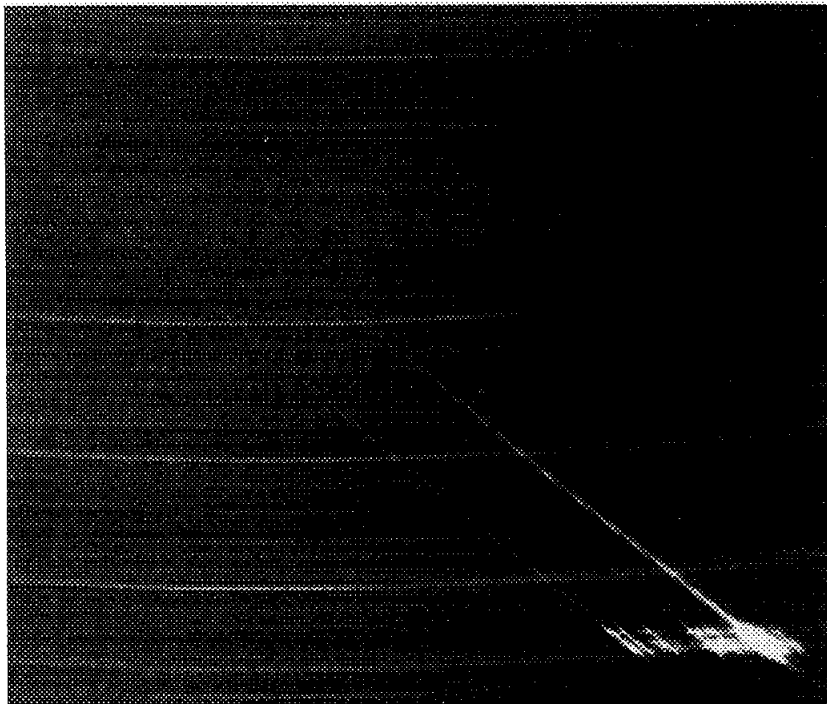


Figura. Espectro de un bólido de las Perseidas aparecido el 12 de agosto de 1967. Cortesía Observatorio de Ondrejov.

CONTENIDOS DEL CAPÍTULO 3

3. ESPECTROSCOPIA DE METEOROS	104
3.1. Fundamentos teóricos	104
3.2. Metodología observacional	109
3.3. Procesado de espectros	116
3.4. Análisis de los espectros estudiados	137
3.5. Discusión	174
3.6. Conclusiones	225
3.7. Bibliografía	234

3. ESPECTROSCOPIA DE METEOROS.

3.1. FUNDAMENTOS TEÓRICOS.

3.1.1. EL ORIGEN DE LOS ESPECTROS METEÓRICOS.

A medida que los meteoroides profundizan tiene lugar la interacción de sus átomos con los de la alta atmósfera con lo que se produce un aumento de la temperatura alrededor del cuerpo incidente. Generalmente esto ocurre en la termosfera inferior, en una región situada entre los 120 y 80 kms sobre la superficie terrestre. Al alcanzar una temperatura próxima a los 1.500 K la superficie del meteoroides comienza a fundirse y la materia se desprende progresivamente debido a la continua colisión con las moléculas atmosféricas y las propias del meteoroides. La parte frontal del meteoroides está sometida a gran presión por efecto de la onda de choque que forma la coma. La energía cinética perdida en estas colisiones inelásticas se transforma en energía térmica, radiación por impacto y energía de excitación e ionización atómica y molecular. Los procesos que tienen lugar fueron estudiados inicialmente por E. Öpik (1958), siendo el balance energético muy desequilibrado en favor de la producción de energía térmica que contribuye elevando el trazo luminoso a unos 5000 K. Esta circunstancia transforma el gas durante décimas de segundo en un plasma en continua expansión (difusión) y que emite importante radiación en el visible e infrarrojo. Este proceso de difusión se produce debido a la menor densidad de la atmósfera circundante que por encima de la mesopausa (situada a unos 80 km de altura sobre la superficie terrestre) es del orden de 5 a 10 microbares (Wallace y Hobbs, 1990; Salby, 1996). El rastro luminoso resultante fruto de la ionización y posterior desexcitación atómica y molecular es lo que recibe el nombre de meteoros. Debido a su rápida difusión en la termosfera generalmente pierde luminosidad y deja de verse en pocos segundos. En raras ocasiones las estelas luminosas dejadas por grandes bólidos pueden permanecer varios minutos brillando en la termosfera aunque lo hacen por procesos radiativos diferentes a los que dan origen al trazo iluminado (Borovicka et al., 1996; Borovicka y Jenniskens, 2000).

Según el meteoroides profundiza en la atmósfera terrestre se describen dos etapas diferenciadas dependiendo de los diferentes fenómenos de transferencia que tienen lugar. La primera se denomina fase pre-ablativa en la que las moléculas atmosféricas colisionan con la superficie del meteoroides calentándola hasta que alcanza una temperatura de unos 1.000 K. A partir de ese momento comienza la fase ablativa en la que la parte exterior del meteoroides comienza a fundirse, desprendiéndose ese material pasando a formar parte de la llamada cabeza del meteoros (véase figura 3.1).

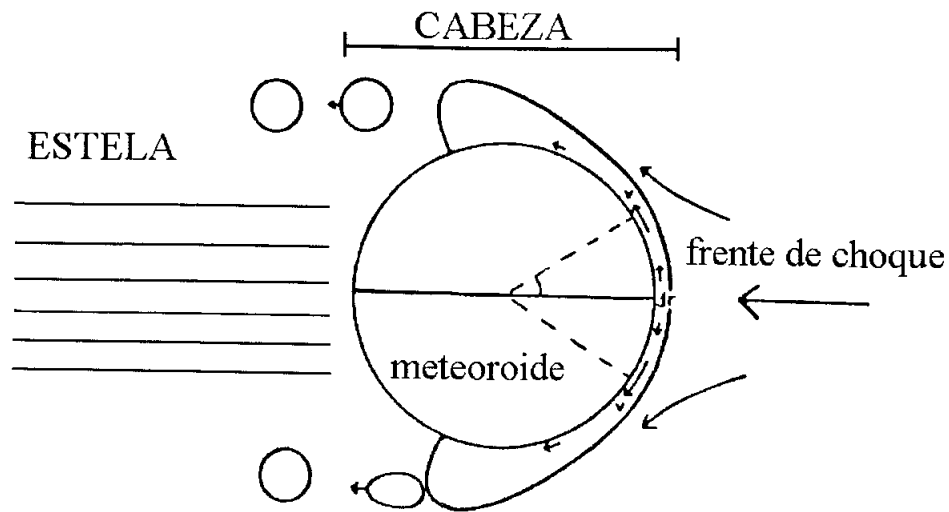


Figura 3.1.- Partes diferenciadas de un meteoro con la terminología aquí empleada: frente de choque, cabeza y estela. Los espectros de emisión meteóricos se generan en la cabeza.

La radiación emitida por los meteoros se origina principalmente a partir de la excitación de los átomos vaporizados en colisión con las moléculas del aire y entre ellas mismas. Por ello, los espectros meteóricos son de emisión. Generalmente, la radiación térmica continua en el visible procedente del meteoroides no excede un 1% del total y puede ser despreciada.

En la termosfera, zona en donde tienen lugar generalmente la ablación del meteoroides, existe una gran concentración de electrones libres que intervienen favoreciendo la difusión del rastro ionizado (Wallace y Hobbs, 1990). Según sea mayor o menor la velocidad geocéntrica y la densidad del meteoroides será posible la ionización de un mayor o menor número de átomos. Cabe citar, por ejemplo, que en estos procesos se produce también la ionización de moléculas atmosféricas como N_2 y O_2 , a partir de la transferencia de carga por resonancia. El grado de ionización del N y O, resultante de la disociación del N_2 y O_2 aumentará conforme sea mayor la temperatura que a su vez depende de la velocidad geocéntrica del meteoroides. Especialmente importante será en este proceso el papel del O_2 que, debido a su bajo potencial de ionización actúa transportando la carga desde otros componentes atmosféricos (N_2^+ , N^+ , O^+) o desde átomos metálicos doblemente ionizados, favoreciendo así la rápida recombinación en la columna ionizada.

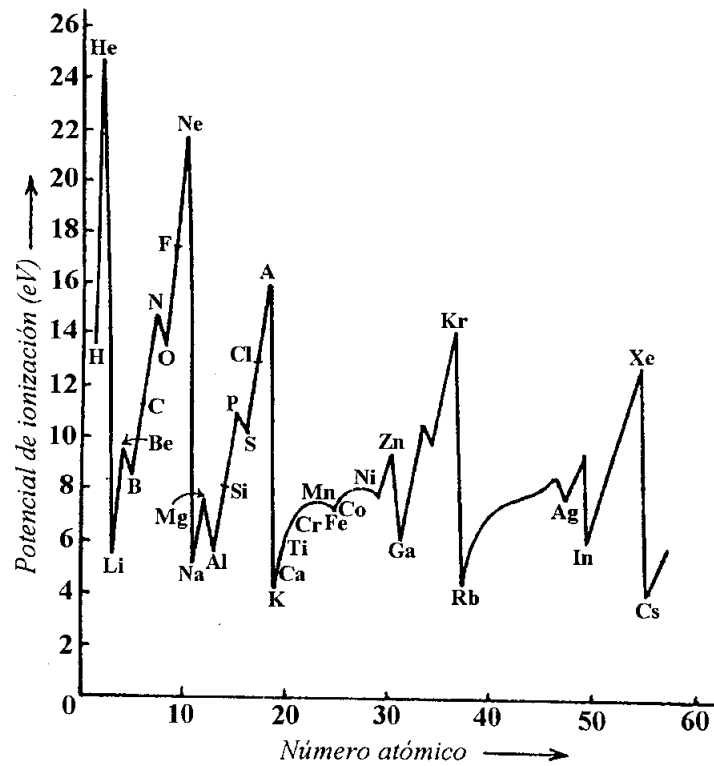


Figura 3.2.- Potencial de ionización en función del número atómico. La energía requerida para ionizar los elementos ubicados en la parte superior de la gráfica es mucho mayor que la de aquellos situados en la parte inferior, donde están presentes los elementos más fáciles de observar en espectros meteóricos. En cualquier caso, la detección de uno u otro elemento será a su vez dependiente de su abundancia relativa en la columna meteórica.

La radiación originada en la cabeza del meteorito se encuentra limitada dentro del espectro electromagnético a una región entre el ultravioleta y el infrarrojo. En la figura 3.3 se indica el rango de emisión meteórico común y el abarcado por los espectrogramas aquí analizados.

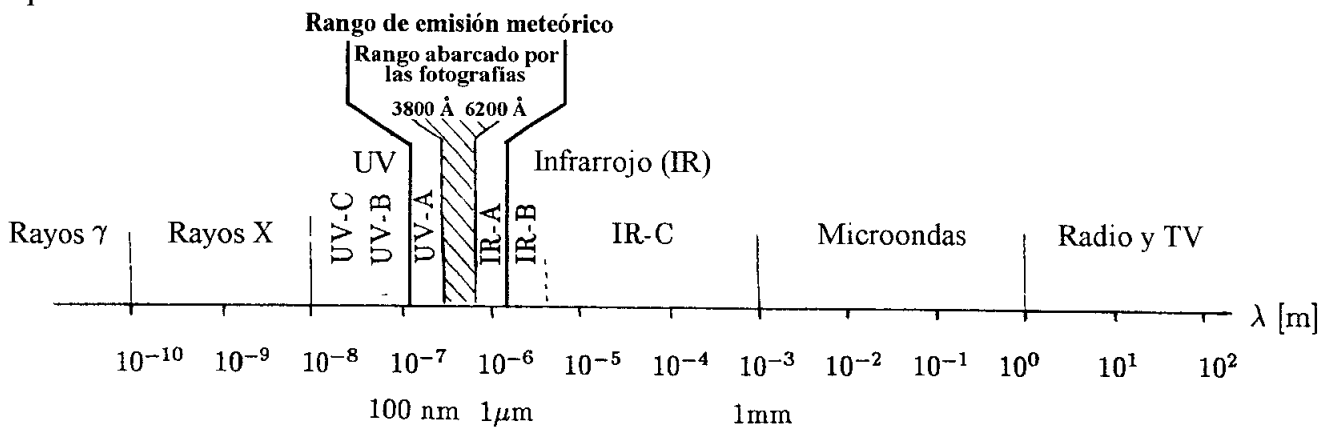


Figura 3.3.- Regiones del espectro electromagnético y principales fuentes de radiación, señalando el rango de emisión meteórico más común.

Por lo general, los meteoroides que producen meteoros en el rango fotométrico visual con masas menores de 10^{-3} g, no sobreviven a la vaporización que es casi total. Las especies químicas son sometidas a temperaturas tan elevadas y colisiones tan frecuentes que su disociación se produce con enorme eficacia, hasta el punto que sus átomos se ionizan completamente. Esta es precisamente la causa que determina la abundancia de líneas espectrales atómicas frente a las moleculares en los espectros obtenidos desde la superficie terrestre de estos trazos luminosos (Borovicka, 1994b).

3.1.2. EL MÉTODO DEL EQUILIBRIO TÉRMICO.

El tratamiento de los espectros realizado en este trabajo se basa en el método desarrollado recientemente por Borovicka (1993) que se caracteriza por asumir que la región radiante se encuentra en equilibrio térmico, teniendo además en cuenta la corrección por autoabsorción. Este autor desarrolla un modelo teórico que ajusta por mínimos cuadrados las intensidades relativas de las líneas espectrales observadas. Este método permite comparar un espectro sintético con la intensidad de las líneas observadas. El espectro sintético consiste en un modelo teórico creado ajustando algunos parámetros libres como son la temperatura y la densidad de átomos en la columna meteórica. Comparando el espectro observado y el sintético se ajustan esos parámetros y posteriormente la intensidad de las diferentes líneas cambiando las abundancias de los elementos químicos presentes en la columna meteórica hasta conseguir que ambos espectros se asemejen lo máximo posible. Una vez conseguida esa similitud se deducen las abundancias químicas relativas en la columna de gas meteórico.

Esta aproximación del espectro sintético ha sido aplicada por Borovicka a varios espectros, llegándose a la conclusión que el equilibrio térmico asumido se satisface en general salvo en dos aspectos. Por una parte para explicar los espectros observados son necesarias dos temperaturas, especialmente en meteoros rápidos. Esto indica la presencia de dos regiones de radiación diferenciadas con temperaturas típicas de 4.500 K y 10.000 K, respectivamente (Borovicka, 1994). En segundo lugar, la estela del meteoro está lejos del equilibrio térmico asumido, favoreciendo la excitación de líneas semi-prohibidas. Estas líneas deberían ser por tanto excluidas del análisis en el caso de que la estela sea intensa.

En la tabla 3.1. aparecen todas las líneas identificadas inequívocamente en los espectros meteóricos y sus correspondientes números de multiplete.

Átomo o ión	λ (Å)	Multiplete	E_2 (eV)	Intensidad relativa	Componente	Referencia
H I	6563	1	12,09	3	s	[1,2,4]
Li I	6708	1	1,85	2	p	[6,9]
N I	8680	1	11,76	4	sa	[1,4]
	6465	21	13,66	1	sa	[1,2,7]
	4110	10	13,70	1	sa	[1,2,7]
N II	5680	3	20,66	1	a	[1,9]
O I	7772	1	10,74	5	sa	[1,4]
	6158	10	12,75	3	sa	[1,2,7]
Na I	5890	1	2,11	5	p	[1,2,3]
Mg I	5184	2	5,11	5	p	[1,2,3]
	3838	3	5,94	5	p	[1,2,3]
Mg II	4481	4	11,63	4	s	[1,2,8]
Al I	3962	1	3,14	3	p	[2,3,9]
Si I	3906	3	5,08	3	p	[1,3]
Si II	6347	2	10,07	3	s	[1,2,3]
	4131	3	12,83	2	s	[1]
Ca I	4227	2	2,93	4	p	[1,2,3]
	6162	3	3,91	3	p	[1,2,3]
Ca II	3934	1	3,15	5	s,p	[1,2,3]
	8542	2	3,15	4	s,p	[1,4]
Ti II	4982	38	3,33	2	p	[2,3,9]
Ti II	3349	1	3,74	3	s,p	[5,8]
Cr I	4254	1	2,91	4	p	[1,2,3]
	5208	7	3,32	3	p	[1,2,3]
	3593	4	3,44	3	p	[1,5,10]
Cr II	3125	5	6,42	2	s	[5]
Mn I	4031	2	3,08	3	p	[1,2,3]
Fe I	3860	4	3,21	5	p	[1,2,3]
	4384	41	4,31	4	p	[1,2,3]
	5270	15	3,21	4	p	[1,2,3]
Fe II	5018	42	5,36	2	s	[1,2]
	3228	6	5,51	2	s	[5]
Co I	4813	158	5,79	1	p	[2]
	4121	28	3,93	1	p	[3]
	3506	21	4,05	1	p	[10]
Ni I	5477	59	4,09	2	p	[2,3]
	3462	17	3,60	2	p	[5,10]
Si II	4078	1	3,04	2	s,p	[1]

Componentes: p-principal, s-secundario, a-línea de origen atmosférico. Referencias: [1] Halliday (1961), [2] Cepelcha (1971), [3] Borovicka (1994), [4] Millman y Halliday (1961), [5] Halliday (1969), [6] Borovicka y Zamorano (1995), [7] Harvey (1977), [8] Millman et al. (1971), [9] Borovicka y Spumý (1996), [10] Harvey (1973).

Tabla 3.1.- Átomos e iones identificados en espectros meteóricos, en base a las líneas espectrales más fáciles de identificar. Cabe destacar que otras muchas líneas pueden aparecer superpuestas en determinadas zonas del espectro. Para cada línea se indica la longitud de onda, el número de multiplete según Moore (1945) y la energía de excitación. Adaptado de Cepelcha et al. (1998).

3.2. METODOLOGÍA OBSERVACIONAL

A continuación se describen los instrumentos y necesidades básicas del equipo para registrar espectros meteóricos. Para obtener espectros de meteoros se debe primero tener un elemento dispersor adecuado: prisma o red de difracción, colocado delante del elemento óptico que enfoca la imagen sobre un soporte adecuado para registrar el espectro (véase figura 3.4). En esta tesis se han usado placas fotográficas sensibles a una ventana del espectro electromagnético situada entre 3.800 y 6.600 Å.

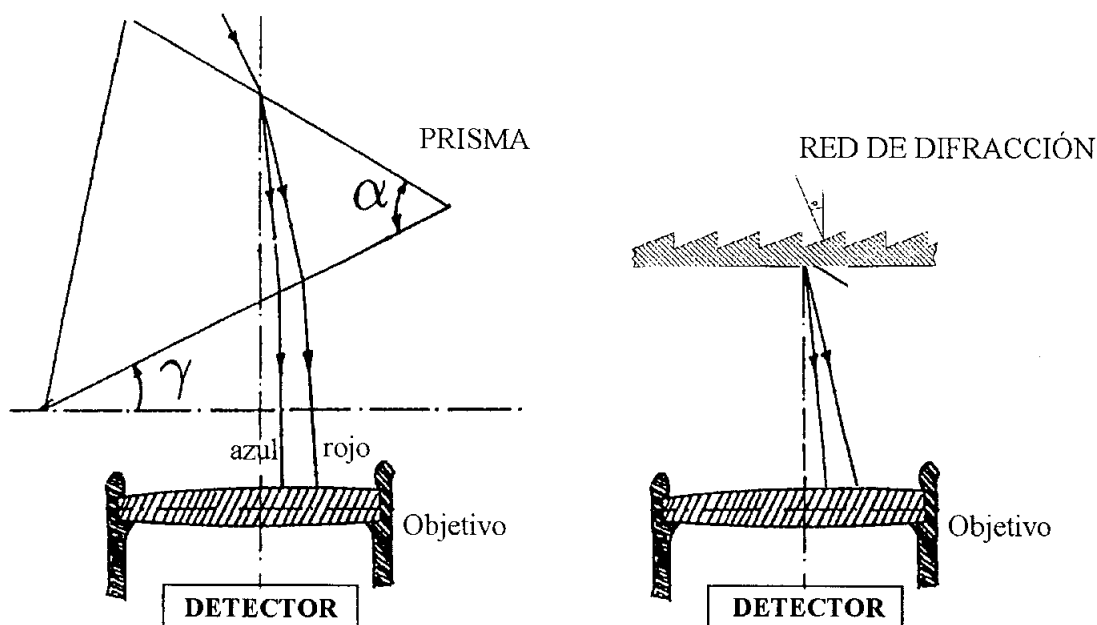


Figura 3.4.- Los componentes esquemáticos necesarios para registrar un espectro meteórico. Sistema óptico, elemento dispersor y el soporte del registro, bien sea película fotográfica, chip CCD o película de vídeo.

3.2.1. LOS ELEMENTOS DISPERSORES.

Existen dos tipos de elementos dispersores utilizados en espectroscopia de meteoros: los prismas y las redes de difracción.

Los prismas dispersores dado su diferente índice de refracción en función de la longitud de onda permiten descomponer la luz incidente y obtener un espectro. Para ello el prisma debe situarse adecuadamente en un sistema óptico como el que se muestra en la figura 3.5. Se utiliza una lente L_1 para conseguir que el haz de luz incida paralelo al prisma y otra L_2 para conseguir que la luz dispersada sea enfocada sobre el detector.

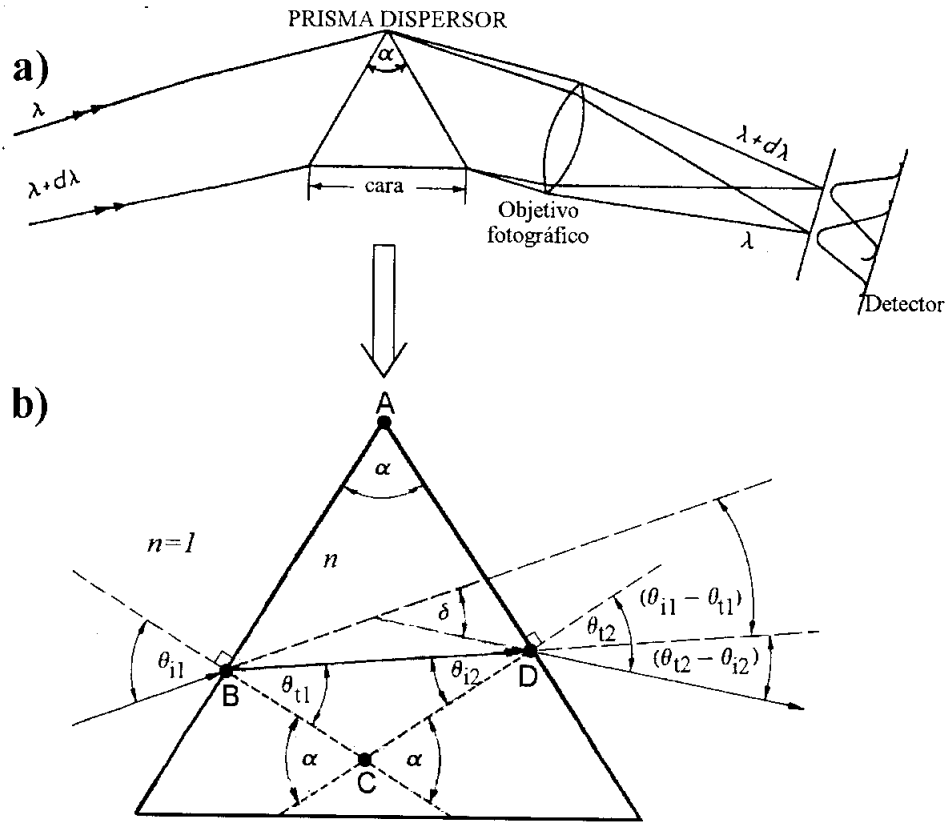


Figura 3.5.- Descripción de un dispositivo usando un prisma como dispersor. Abajo se detalla la geometría con la que incide y es desviado un rayo genérico.

En la figura 3.5 se detalla la trayectoria seguida por un rayo de luz que entre en el prisma dispersor. Sea un rayo genérico que entra con un ángulo θ_{i1} emergerá del prisma después de ser deflectado de su dirección original un ángulo δ conocido como *desviación angular*. En la primera refracción el rayo se desvía un ángulo $(\theta_{i1} - \theta_{t1})$ y en la segunda refracción es deflectado aún más en un ángulo $(\theta_{t2} - \theta_{i2})$. Entonces la desviación total vendrá dada por la suma de estos dos ángulos: $\delta = (\theta_{i1} - \theta_{t1}) + (\theta_{t2} - \theta_{i2})$. En la figura 3.5 se aprecia que como el polígono ABCD contiene dos ángulos rectos el ángulo BCD debe ser el suplemento del ángulo de vértice α . Como ese ángulo α es el ángulo exterior al triángulo BCD también será la suma de los ángulos interiores, pudiéndose escribir: $\alpha = \theta_{t1} + \theta_{i2}$ con lo que la desviación total puede ser expresada: $\delta = \theta_{i1} + \theta_{t2} - \alpha$.

Tomando un índice de refracción genérico n para el prisma y considerando que esté sumergido en aire puede escribirse δ como función tanto del ángulo de incidencia (θ_{i1}) como del ángulo α del prisma (Hecht y Zajac, 1974) llegándose finalmente a la expresión:

$$\delta = \theta_{i1} + \text{sen}^{-1} \left(\text{sen} \alpha \cdot \sqrt{n^2 - \text{sen}^2 \theta_{i1}} - \text{sen} \theta_{i1} \cdot \cos \alpha \right) - \alpha \quad (3.1)$$

De la anterior ecuación se deduce que la desviación angular (δ) aumenta conforme lo hace el índice de refracción (n) que es a su vez función de la longitud de onda. Por ello puede decirse que la desviación angular depende de la longitud de onda $\delta(\lambda)$. En la mayoría de medios transparentes de interés $n(\lambda)$ disminuye cuando la longitud de onda aumenta. Es por esta causa que la desviación angular $\delta(\lambda)$ aumenta según lo hace la longitud de onda. En consecuencia los espectros de prisma tendrán mucha menor resolución en la región roja del espectro.

En general la dispersión obtenida por un espectrógrafo no es suficiente para resolver todas las líneas espectrales. En este caso se utiliza el criterio de Rayleigh para definir que dos líneas espectrales aparezcan resueltas, es decir, son distinguibles pese a que aparezcan ligeramente superpuestas en el espectro resultante. Según Rayleigh dos patrones de difracción L_1 y L_2 estarán resueltos si están distanciados de manera que el máximo central de L_2 es más lejano al de L_1 que su primer mínimo (véase la figura 3.6).

Las redes de difracción planas se han impuesto en todas las áreas durante los últimos años dado que se han confirmado como el elemento dispersor más útil. Su eficiencia luminosa es mayor que en los prismas de similar dispersión angular. Además pueden usarse para un amplio rango de ángulos de incidencia, siendo posible dirigir la luz dispersada en cualquiera de las direcciones útiles con sólo girar la red.

Una red de difracción típica consta de un gran número de estrechos surcos paralelos trazados con un instrumento de diamante en una fina placa de aluminio u oro colocada sobre una substrato cristalino. También existen redes holográficas que se construyen al producir interferencias sobre una película fotosensible. Generalmente, las redes de difracción comerciales son réplicas construidas usando una de gran calidad como molde. Tales réplicas son por tanto más económicas que la original además de tener mayor eficiencia de reflexión y dispersar menos luz.

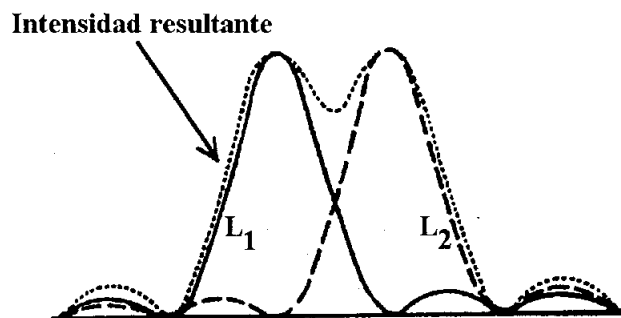


Figura 3.6.- Criterio de Rayleigh de resolución de una línea espectral.

El efecto que la red causa sobre luz policromática es dispersarla en diferentes máximos tras la red. Cada máximo u orden corresponde a un valor entero n que cumple:

$$n\lambda / d = \theta = \sin \alpha + \sin \beta \quad (3.2)$$

Por ello la luz al atravesar la red de difracción aparece dispersada en varios haces u órdenes tal y como se esquematiza en la figura 3.8.

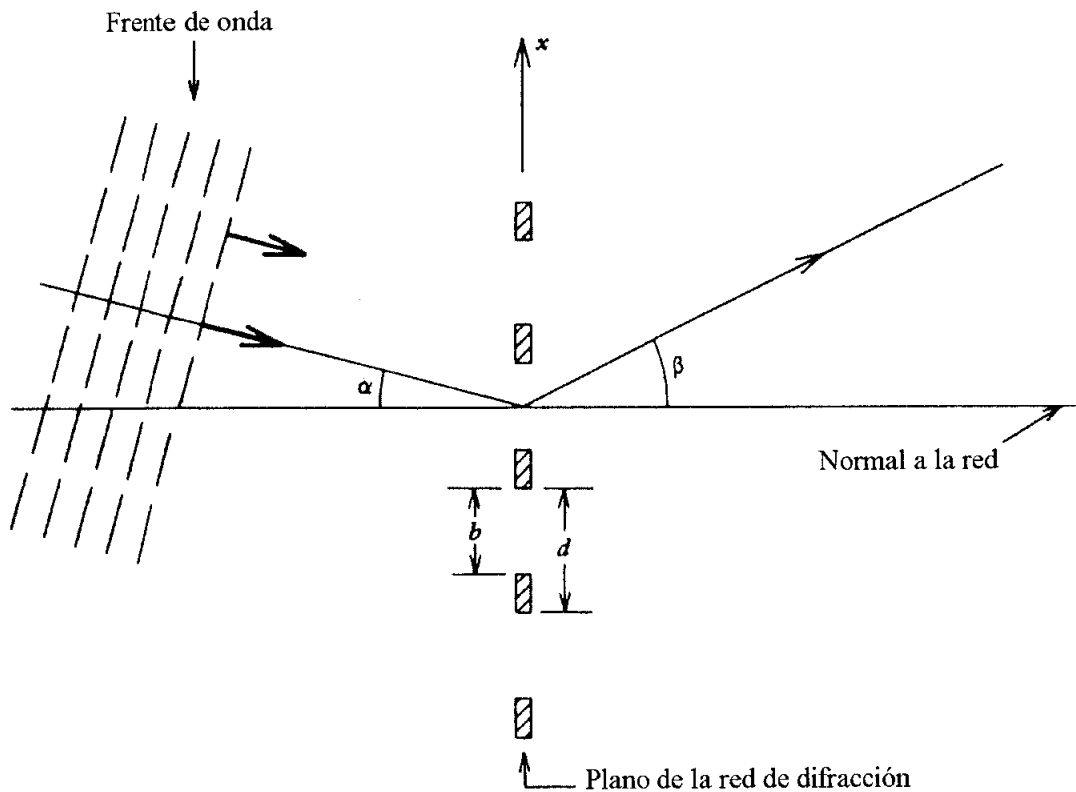


Figura 3.7.- Ejemplo de red de difracción plana de espaciado d y ancho de rendija b . La luz incide con un ángulo α , pero al pasar la rendija es difractado en otro sentido que delimita el ángulo β . Adaptado de Walker et al. (1976).

La dispersión angular de la red se puede escribir entonces en función del ángulo de difracción β :

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos \beta} \quad (3.3)$$

La resolución (R) para una determinada longitud de onda de una red de difracción vendrá relacionada con el ancho total (H) de la red, el orden (m) en que trabajemos y el espaciado entre las rendijas (d) por:

$$R = \frac{\lambda \cdot d}{H \cdot m} \quad (3.4)$$

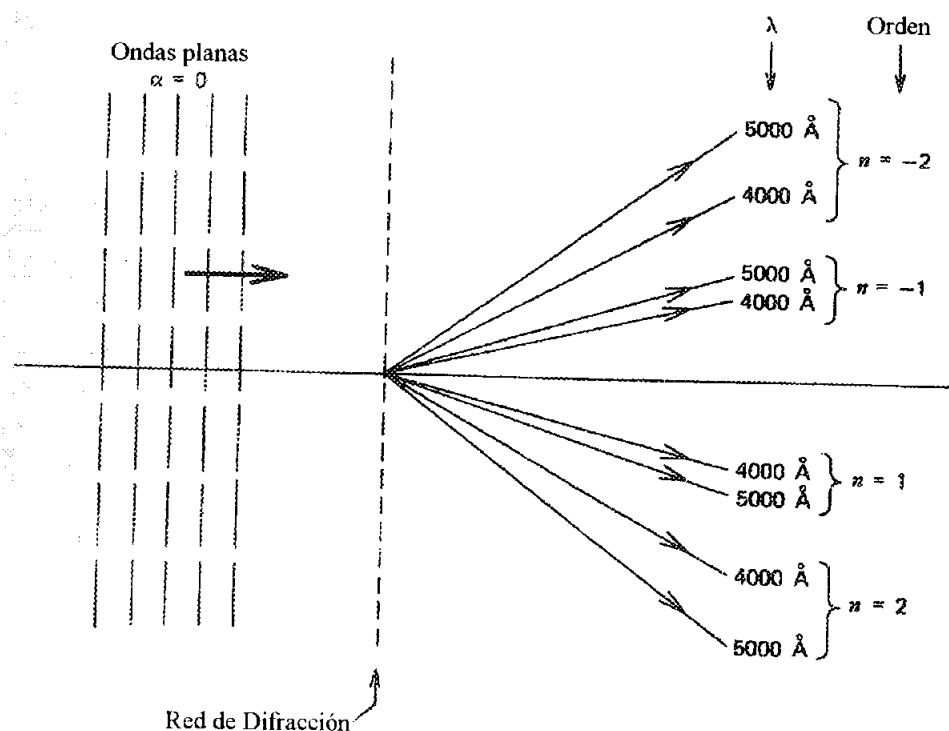


Figura 3.8.- Representación esquemática de la dispersión que sufre la luz incidente sobre una red de difracción en los diferentes órdenes a los que se refiere el texto. Adaptada de Walker et al. (1976)

Cuando se requiere dispersiones y resoluciones altas deberemos usar los órdenes más altos posibles aunque por el contrario las líneas contenidos en ellos serán tanto más débiles cuanto mayor sea el orden. Si se usa un solo orden de difracción hay que evitar que se solape con la radiación difractada en otros órdenes pues podría añadir ruido al registro espectral. Por ello se utilizan redes especiales en las que la radiación es difractada preferencialmente a un ángulo particular. Para ello tan solo es preciso construir la red de manera que una de sus caras presente un pequeño ángulo de difusión (redes difusoras). Se comprueba que la reflexión se hace tanto más eficiente cuando los haces incidente y difractado forman un ángulo ϕ con la normal a la superficie (véase fig. 3.9). A ese ángulo ϕ se le denomina ángulo de salida. Los haces difundidos serán de este modo normales al lado mayor de las rendijas facilitando de este modo una mayor dispersión.

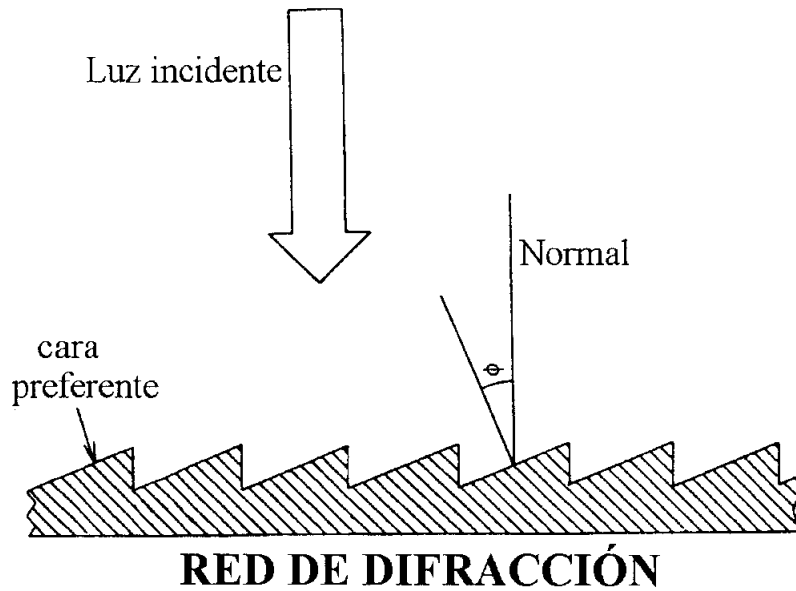


Figura 3.9.- Representación esquemática de una red de difracción con un ángulo de difusión ϕ .

Como elementos dispersores las redes de difracción presentan múltiples ventajas frente a los prismas. Por una parte los prismas son pesados y requieren una montura y orientación especial frente a los objetivos fotográficos. Además absorben buena parte de la luz incidente que llega considerablemente atenuada al detector. Por otra parte la resolución depende mucho de la región del espectro considerada, siendo mala por lo general en el rojo. Por el contrario las redes de difracción se pueden montar fácilmente delante de los objetivos, proporcionan varios órdenes de difracción igualmente útiles para el estudio espectral de la fuente y que suelen presentar una resolución uniforme para todas las longitudes de onda. Todas estas ventajas hacen que las redes de difracción se hayan impuesto en las últimas décadas en la espectroscopia de meteoros al igual que en otras disciplinas.

3.2.2. OBTENCIÓN DE ESPECTROS METEÓRICOS.

La obtención de espectros con cámaras reflex convencionales tiene un interés limitado dado que la dispersión de las líneas espectrales conseguida sobre una película de 35mm es pequeña, dando lugar a un registro de baja calidad. Por ello, en esta tesis se optó por adaptar una cámara aérea fabricada en *Williamson Manufacturing Co Ltd*. La magnitud límite de esta cámara funcionando como espectrógrafo sólo permite registrar bólidos más luminosos que magnitud -6 en un campo angular de $30^\circ \times 41^\circ$. Desgraciadamente durante el periodo de realización de la tesis no ha sido posible obtener ningún espectro meteórico en las diversas campañas llevadas a cabo.

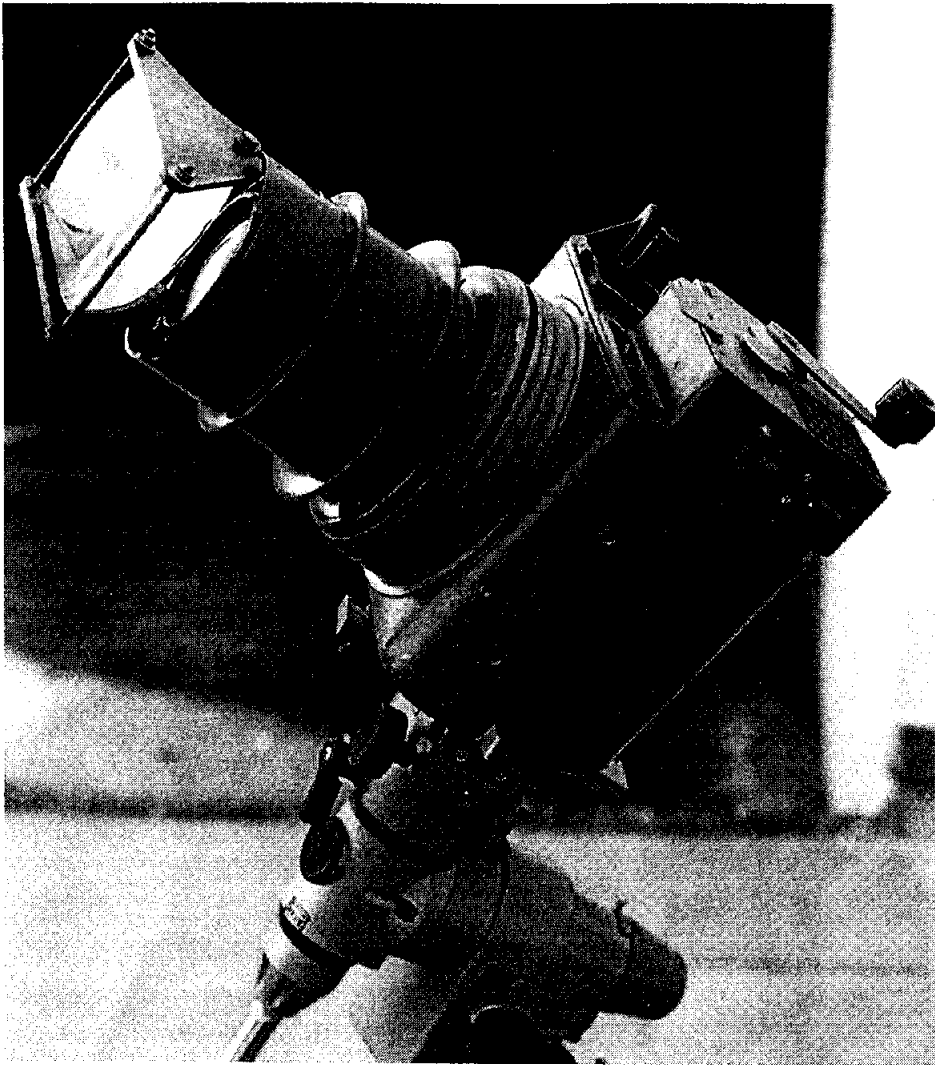


Figura 3.10.- Cámara empleada en este trabajo para registrar espectros de bólidos. Es una cámara aérea de 7 cm de apertura y 24 cm de distancia focal con un diafragma mínimo de 2,9. Fue modificada como espectrógrafo incorporando un prisma delante del objetivo y construyendo un chasis para colocar placas fotográficas de 13×18 cm.

En esta tesis se han analizado quince espectros facilitados por el Observatorio de Ondrejov correspondientes a trece bólidos registrados por la *European Fireball Network* entre 1961 y 1989. Para obtener estos espectros se utilizaron tanto prismas como redes de difracción. Los prismas utilizados tenían unos 30° de ángulo dispersor produciendo dispersiones típicas entre 100 \AA/mm para 4.000 \AA y de 450 \AA/mm para 6.000 \AA . Las redes de difracción de un diámetro de 8 cm poseen 600 rendijas/mm y un ángulo de salida preferencial a 470 nm. Con ello tales redes proporcionan una dispersión de 50 \AA/mm , uniforme para todo el espectro. En todos los casos el espectrógrafo lo completaban cámaras de gran formato dotadas de objetivos Tessar de 360mm de distancia focal diafragmados a $f:4.5$. Las imágenes fueron tomadas sobre placas fotográficas de 18×24 cm sobre películas AGFA 100 ó ORWO 100.

3.3. PROCESADO DE ESPECTROS.

A continuación se describe en detalle el método empleado para analizar quince espectros obtenidos mediante prismas o redes de difracción por la *European Fireball Network* en el Observatorio de Ondřejov (República Checa) entre 1962 y 1989. Estos espectros fueron proporcionados por el Dr. Jiri Borovicka que a su vez facilitó los instrumentos de medida y el software necesario para su reducción y análisis. Los datos de los diferentes espectros aquí analizados aparecen en la tabla 3.1.

Nº catálogo Ondřejov	Código asignado	Fecha registro	Enjambre	V_g (km/s)	a (U.A)	i (°)	Tipo espectro
562	GEM	14/12/1961	Gemínida	37,8	1.7	39	Red
774	PER1	2-3/8/1962	Perseida	59,9	23.0	112	Prisma
3975	PER2	12-13/8/1967	Perseida	60	11	113	Prisma
5435	PER3	11-12/8/1969	Perseida	60,9	250	114	Prisma
5438	PER4	11-12/8/1969	Perseida	60,7	19.0	114	Prisma
6021	SPO2	6-7/6/1970	Esporádico	26,4	3.0	39	Prisma
6135	PER5	12-13/8/1970	Perseida	60,6	115	113	Prisma
6701 / 6703	KCIG1-1r	18-19/8/1971	κ Cignida	25,6	4	36	Prisma y red
8864	SPO1	17-18/9/1974	Esporádico	68	∞	148	Prisma
11274	AND	8-9/10/1977	Andromedida	24,3	2.9	4	Prisma
14631	LEO	17-18/11/1980	Leónida	72,4	13	162	Prisma
20271+20273	SPO3-3r	30-01/11- 12/1989	Esporádico	25,6	2.4	5	Prisma y red
90011	SPO4	19-20/5/1974	Esporádico	57,1	12.9	103.9	Prisma

Tabla 3.1. Espectros analizados en esta tesis. Se indica el número en el catálogo de espectros del Observatorio de Ondřejov, el código asignado en esta tesis para facilitar el seguimiento y la fecha de obtención. Además se incluyen dos elementos orbitales especialmente significativos en este tipo de estudios: el semieje mayor y la inclinación de la órbita heliocéntrica.

3.3.1. EL ESCANEADO DE LOS ESPECTROS.

A continuación se describe el procedimiento de obtención de los ficheros de intensidad relativa de los diversos espectros meteóricos. Primero se escanearon cada una de las placas fotográficas con un microfotómetro de dos ejes CSPC-2000 desarrollado por la compañía francesa *Composants et Systèmes de Précision*. Este instrumento nos permite medir la señal luminosa emitida por una lámpara que, después de atravesar la placa fotográfica y ser colimada por una rendija cuyas dimensiones fijamos previamente, llega al microfotómetro. Éste mide en un rango de señal entre 0 y 4095 cuentas (correspondiente a 12 bits). En la reducción de los datos cabe tener en cuenta que existe un pequeño ruido o *background* (cuyo nivel medio suele ser de 40 cuentas) en la señal detectada por el fotómetro, inherente a la corriente eléctrica.

Con tal sistema obtenemos la opacidad de cualquier punto de la placa midiendo la atenuación en la señal luminosa registrada. Esta señal quedará grabada en un formato estándar en varios ficheros que denotarán la posición y ángulo de escaneado así como el valor de la señal medida. Como los espectros meteóricos se encuentran en negativos fotográficos, una mayor opacidad corresponderá a una línea espectral más brillante. De este modo el microfotómetro es capaz de obtener una señal fotométrica precisa de la densidad de la placa en cada región.

Las imágenes generalmente son de gran campo, con lo que el sistema óptico introduce una ligera aberración esférica en los espectros. Para evitar incómodas deformaciones en los espectros a analizar se debe por tanto seleccionar en cada placa la trayectoria adecuada para realiza el escáner de cada región del rastro meteórico. Inicialmente tomamos la región más brillante del espectro y definimos una serie de puntos a lo largo de ella. Tales puntos serán almacenados en la memoria del sistema y más tarde serán recorridos por el microfotómetro para obtener un perfil de densidad en el tramo seleccionado (generalmente el más brillante). Más tarde como tales puntos quedan almacenados en la memoria del microfotómetro sólo debe correrse el origen hasta un nuevo tramo y automáticamente el instrumento se encarga de escanear el tramo en trayectorias paralelas a la inicial. Con esta sencilla operación se consigue que el microdensitómetro registre la señal a lo largo de la hipérbola de difracción como muestra la figura 3.11, obteniendo un perfil de densidad de la placa a lo largo de un mismo punto de la trayectoria del meteoro en la atmósfera.

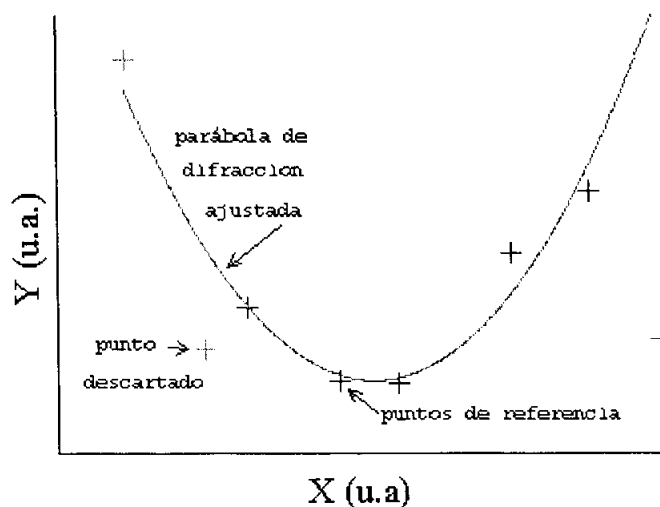


Figura 3.11.- Para realizar un buen ajuste durante el escaneo de la placa se definen una serie de puntos bien definidos en líneas brillantes del tramo seleccionado. Más tarde a partir de los puntos seleccionados el programa WELE/P ajusta la consiguiente parábola de difracción, un paso previo a la transformación en longitudes de onda. La trayectoria a seguir será tanto más curva cuanto más alejado esté el espectro del centro óptico de la placa. Los ejes vienen expresados en unidades arbitrarias (u.a.).

3.3.2. IDENTIFICACIÓN DE LAS LÍNEAS ESPECTRALES.

Una vez obtenidos los perfiles de densidad de los diferentes espectros mediante el microfotómetro, se emplea el software *WELE/P "Program for computing wavelengths"* para la identificación de las líneas de los espectros meteóricos y el consiguiente ajuste de las longitudes de onda para cada espectro. Con este programa sobre la señal medida se superponen una serie de líneas teóricas que deberán ajustarse. Primero se definen las líneas más brillantes y fáciles de identificar y posteriormente se ajustan el resto de líneas que aparecen en las diferentes regiones del espectro (véase la figura 3.12). El mismo software proporciona datos de la calidad en el ajuste, proporcionando la desviación estándar para cada una de las líneas identificadas (véase figura 3.13). Esto permite corregir aquellas líneas mal definidas y comprobar como mejora el ajuste. Una vez identificadas las líneas a lo largo de todo el espectro, conocida la posición de tales líneas el programa transforma la longitud arbitraria inicial de escaneado (dada en pasos del microfotómetro) en la correspondiente longitud de onda. Al salir del programa queda grabado en un fichero la intensidad espectral relativa frente a la longitud de onda y en otro los parámetros del ajuste realizado. A partir de tales ficheros se continua el tratamiento de los espectros.

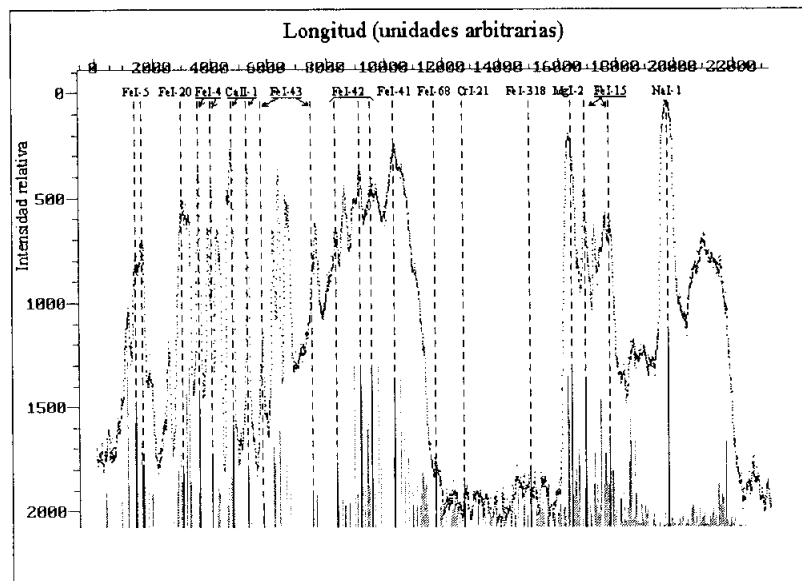


Figura 3.12.- Identificación de las líneas espectrales en el tramo A del espectro AND. En abscisas aparece la longitud (en pasos del microfotómetro) y en ordenadas la intensidad relativa (en cuentas del microfotómetro).

Cabe señalar que en lo que sigue denotaremos el estado de ionización de los diferentes elementos dando el símbolo químico seguido de un número romano que especifica el grado de ionización. Por convenio se identifica el estado neutro por la

abreviatura del elemento químico seguido por el número romano I. De este modo nos referiremos a FeI, FeII, FeIII para referirnos respectivamente al átomo neutro, simplemente ionizado y doblemente ionizado del hierro.

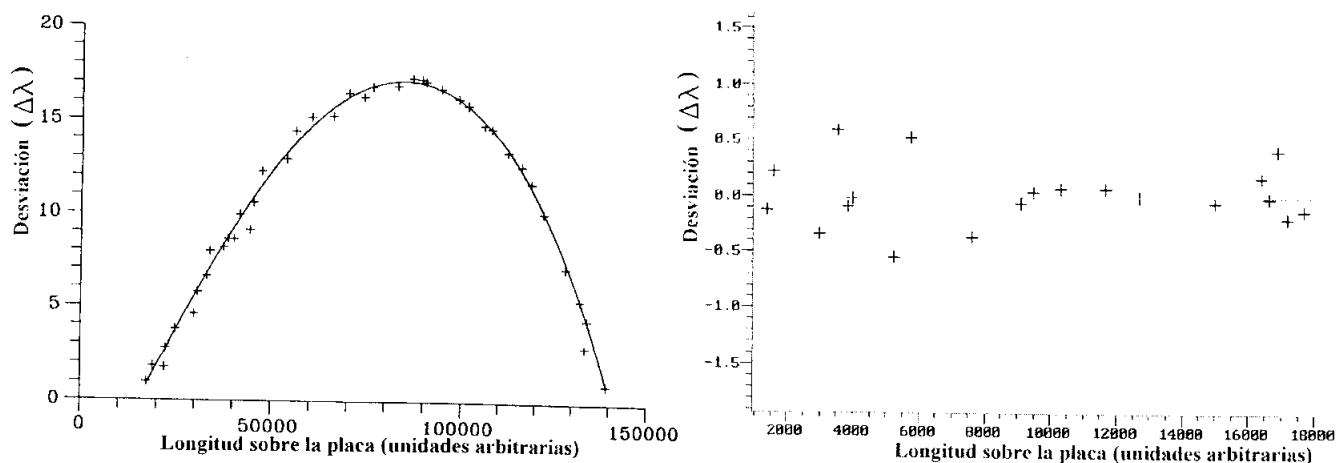


Figura 3.13.- El programa *WELE/P* permite verificar y corregir el ajuste de las diferentes líneas del espectro original. A la derecha se muestra un ajuste típico para un espectro de prisma y a la izquierda un ajuste cuadrático para un espectro de red.

Una vez identificadas las líneas espectrales, el programa *WELE/P* guarda la identificación de líneas realizada en un fichero que asocia la longitud de onda a cada longitud arbitraria. Posteriormente usando los programas *AVERG/P* y *SERVIS/P* “*Spectra manipulation routines*” se obtiene un espectro calibrado en el que se deberá eliminar:

- Por una parte el nivel de ruido o *background* que suele aparecer en los espectros.
- La señal de estrellas brillantes superpuestas en el espectro que podrían falsear la intensidad espectral de la señal.

Finalmente el espectro debe ser calibrado usando de nuevo el programa *SERVIS/P* dependiendo de la sensibilidad del espectrógrafo en función de la longitud de onda. Una de sus subrutinas lee la sensibilidad espectral del espectrógrafo y en función de ella pesa la intensidad relativa de cada región del espectro para de ese modo obtener el espectro calibrado.

3.3.3. LA CALIBRACIÓN ABSOLUTA DE LOS ESPECTROS.

La calibración fotométrica de los espectros se realiza en tres pasos:

- Construcción de la curva característica.
- Determinación de la función de sensibilidad espectral.
- Obtención de las intensidades absolutas.

a) Construcción de la curva característica.

Las exposiciones fotográficas se realizan sin seguimiento con lo que las estrellas se desplazan debido al movimiento de rotación terrestre. En consecuencia en las placas aparecen registrados los trazos estelares de orden cero que sirven para caracterizar la respuesta de la placa fotográfica (ennegrecimiento) en función de la magnitud estelar. Cabrá considerar sin embargo que las estrellas se desplazan a una diferente velocidad angular relativa dependiendo de su declinación.

La imagen estelar se mueve sobre la placa con una velocidad lineal v_e dependiente de su declinación δ y de la distancia focal f del objetivo empleado (f): $v_e=v(\delta,f)$. Se puede demostrar fácilmente que en función de la latitud la imagen estelar se desplaza sobre la placa a una velocidad (Rendtel, 1993):

$$v_e = \frac{2\pi \cdot f}{T_{sid}} \cdot \cos \delta \quad (3.5)$$

Donde $T_{sid}= 86164s$ es el periodo de rotación sidérea de la Tierra. Consiguientemente para cada estrella, según su declinación, la velocidad sobre la placa es diferente, mayor cuanto más cerca se encuentra del ecuador celeste ($\delta=0^\circ$). A mayor velocidad menor tiempo sobre la emulsión fotográfica con lo que el rastro estelar es más débil.

Con tal finalidad se reducen las magnitudes estelares m_r a una declinación de referencia que se toma en $\delta=0^\circ$. Entonces la diferencia en magnitud aparente introducida por la diferente velocidad se puede escribir:

$$\Delta m(v) = m_r(\delta = 0) - m_e(\delta_e) = -2.5q \cdot \log \frac{v_r(\delta = 0)}{v_e(\delta_e)} \quad (3.6)$$

En la anterior ecuación aparece q que es el llamado coeficiente de Schwarzschild, una constante empírica que en las fotografías analizadas posee un valor típico de 0.8 (Borovicka, 1993). Si sustituimos las ecuaciones para v_e , considerando que el $\cos 0=1$ obtendremos:

$$m_r(\delta = 0) - m_e(\delta_e) = -2.5q \cdot \log \frac{1}{\cos \delta_e} \quad (3.7)$$

Con lo que finalmente la magnitud corregida para cada estrella es:

$$m_r(\delta = 0) = m_e(\delta_e) - 2.5q \cdot \log \frac{1}{\cos \delta_e} \quad (3.8)$$

Como en la placa no suelen aparecer estrellas más brillantes de la magnitud +1 no hay oportunidad de obtener la forma de la curva característica en la región de sobreexposición. En consecuencia, dada la incertidumbre en la respuesta en esa zona, la calibración de líneas espectrales muy brillantes no es posible.

En la figura 3.14 se muestra la curva característica construida en base a las estrellas registradas en la placa que contiene el espectro de la Gemínida (GEM) analizado en este trabajo. Esta curva característica se considera idéntica en el análisis de los espectros PER1 y PER2, todos ellos obtenidos sobre película AGFA 100 antes del año 1969 en el que se cambió el tipo de emulsión fotográfica empleado en el Observatorio de Ondrejov a película ORWO 100.

Debido a ser una fotografía de larga exposición, los trazos estelares se prolongan a lo largo de la placa. Primero se identificaron las diferentes estrellas y más tarde se procedió a escanear la placa en determinadas regiones. En cada uno de los tramos escaneados el microfotómetro proporciona la señal de cada tramo estelar. Un sencillo programa integra el área abarcada por la señal de cada estrella (D) que será correlacionada con la consiguiente magnitud estelar. Como es lógico, a mayor densidad de ennegrecimiento de la placa, mayor es la intensidad relativa y en consecuencia el área abarcada. Del conjunto de estrellas inicialmente seleccionadas se optó por descartar las estrellas rojas y aquellas variables de magnitud desconocida. Las magnitudes estelares fueron tomadas del "Bright Star Catalogue" (Hoffleit y Jaschek, 1982).

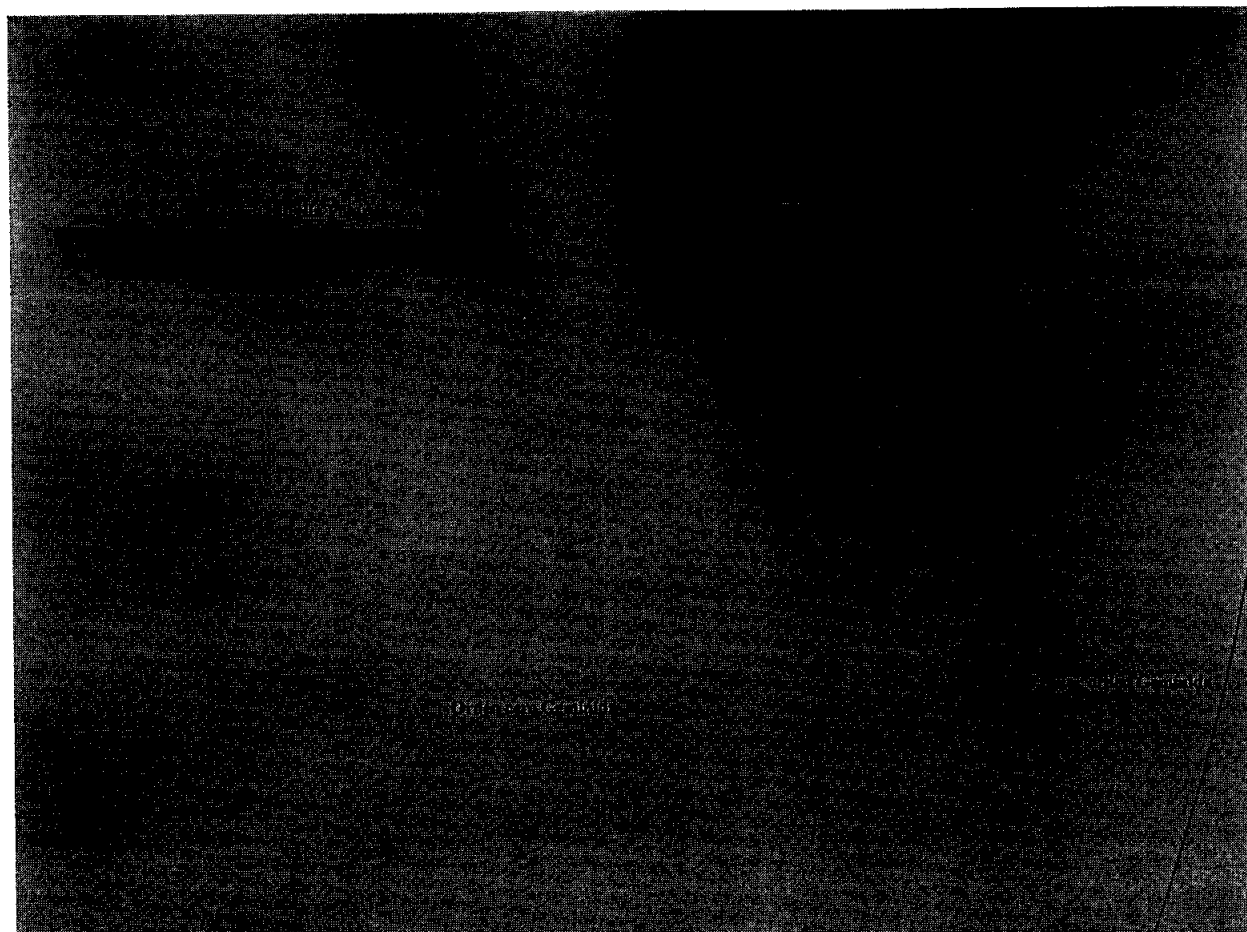


Figura 3.14.- Placa fotográfica en donde aparece la imagen de orden cero de la Gemínida (GEM), junto a su espectro de primer orden. El espectro adicional que atraviesa la placa pertenece a la estrella Polar y es el usado para calibrar la sensibilidad espectral del sistema.

Nº SAO	Estrella	M_v	M_{cor}	D	Log D	$-0.4(M_c-5)$
38787	α Perseo	+1.79	+2.17	261264	5.417	1.13
22268	δ Casiopea	+2.68	+3.29	42236	4.623	0.684
23789	γ Perseo	+2.93	+3.38	39866	4.601	0.648
39053	δ Perseo	+3.01	+3.36	134031	5.127	0.656
12037	ϵ Casiopea	+3.38	+4.08	30187	4.480	0.368
23655	η Perseo	+3.76	+4.26	92647	4.967	0.296
23685	τ Perseo	+3.95	+4.39	44244	4.645	0.244
4560	50 Casiopea	+3.98	+5.02	30008	4.477	-0.008
11256	κ Casiopea	+4.16	+4.84	27152	4.434	0.064
4554	48 Casiopea	+4.54	+5.51	25178	4.401	-0.204
21832	ν^1 Casiopea	+4.83	+5.41	6070	3.783	-0.164

Tabla 3.2.- Estrellas de comparación consideradas para construir la curva característica de la placa. D representa la superficie integrada del perfil estelar registrado sobre la placa.

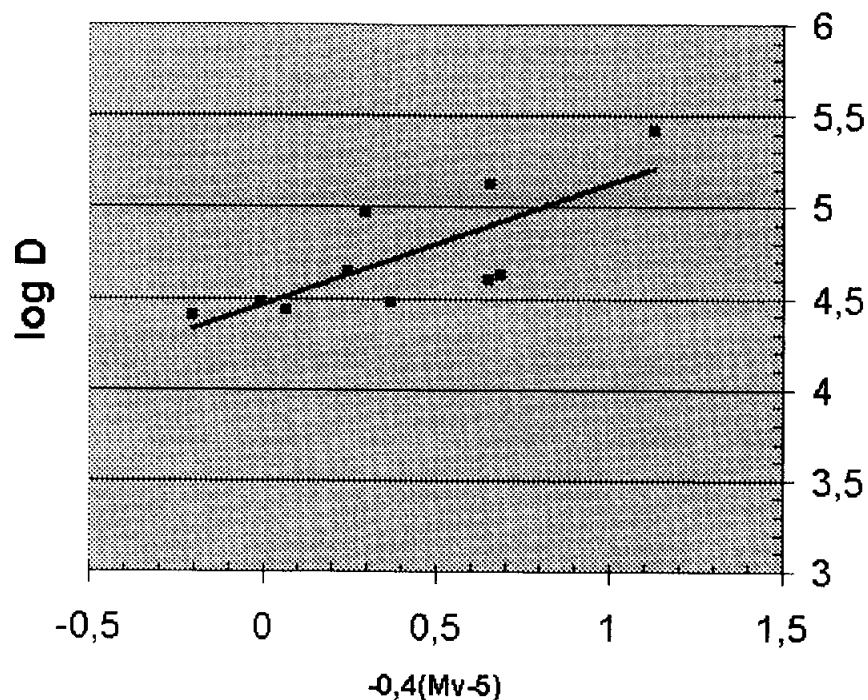


Figura 3.15.- Curva característica de la placa usada en la obtención del meteoro GEM. Se representa el logaritmo de la opacidad como función del flujo incidente dado por la magnitud estelar M_v . Los puntos representan los valores obtenidos para cada estrella.

b) Sensitividad espectral del Sistema.

La sensitividad relativa espectral dependerá de la placa pero también de la transmisión selectiva de la óptica y de la misma atmósfera. Aquí se determina la sensitividad usando el espectro de primer y segundo orden de la estrella Polar registrado en la placa del espectro GEM. La distribución de energía real fue reconstruida mediante un espectro sintético de la Polar obtenido mediante el modelo de R. Kurucz (1991) implementado en el ATLAS9 del programa DIPSO de la colección Starlink (Howart et al., 1996). Se emplearon los siguientes parámetros astrofísicos para modelizar el flujo de la estrella Polar: $T_{\text{eff}}= 5.000 \text{ K}$, $\log g= 2,1$ y $E(B-V)= 0$ extraídos de (Andrievsky et al., 1994)

Debido a que la extinción es prácticamente la misma para estrellas y meteoros, mucho más considerando el pequeño campo abarcado en la fotografía, el espectro no fue corregido por extinción (Borovicka, 1993). Una vez conocidos el flujo teórico y el observado se obtuvo el cociente de ambos flujos que proporciona directamente la función de sensitividad espectral relativa reproducida en la figura 3.16.

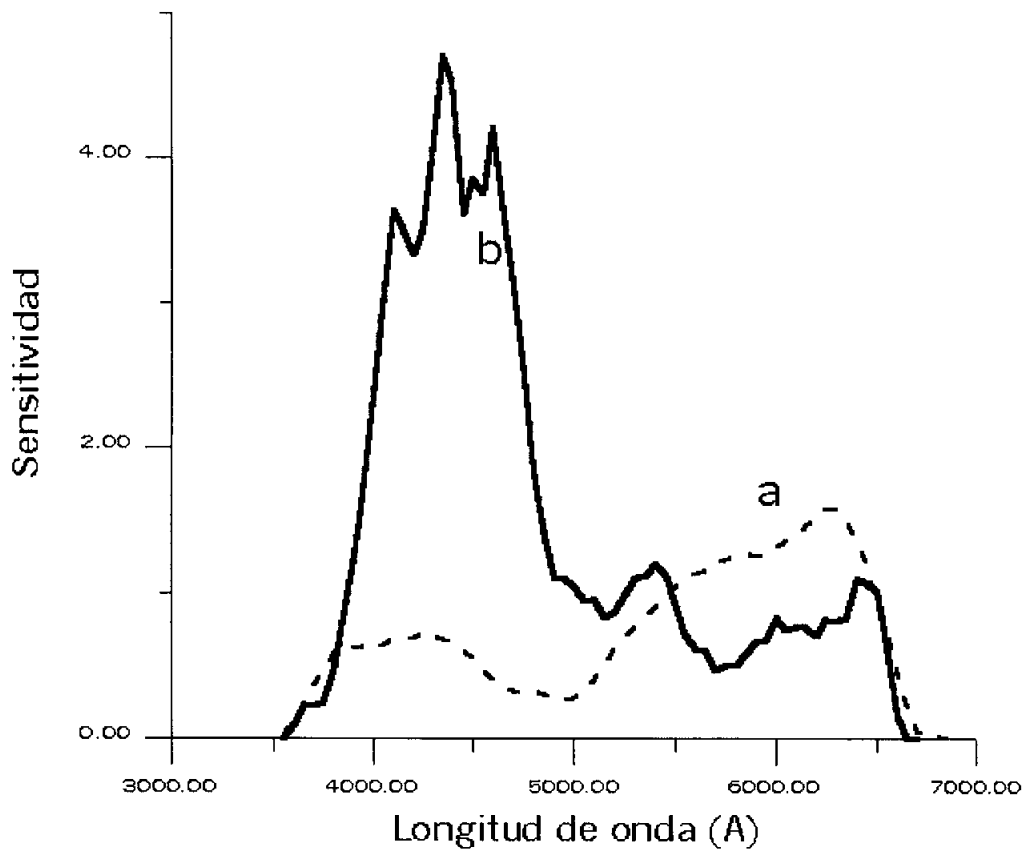


Figura 3.16.- Curvas de sensibilidad empleadas para la calibración de los espectros analizados en esta tesis: a) En trazo discontinuo se muestra la sensibilidad espectral de la película ORWO 100 obtenida por Borovicka (1993) a partir del espectro del planeta Saturno y b) En trazo grueso y continuo la sensibilidad espectral obtenida en este trabajo de la película AGFA 100 a partir del espectro de la estrella Polar registrado en la placa GEM. Las diferencias entre ambas curvas radican en la diferente sensibilidad de las placas empleadas en cada rango espectral. Ambas curvas fueron normalizadas a 5.500 Å.

En la figura 3.16 aparecen las curvas de sensibilidad de los dos tipos de placas utilizados para registrar los espectros analizados aquí. Como se aprecia la película AGFA 100 en la que se registró el espectro de la Polar es mucho más sensible para menores longitudes de onda mientras que es ligeramente inferior para mayores longitudes de onda. En ambos casos los valores de sensibilidad tienen límites parecidos entre 3.600 y 6.600 Å. La sensibilidad de la emulsión ORWO 100 fue determinada a partir del espectro del planeta Saturno registrado en la misma placa que un brillante bólido (Borovicka, 1993). Se ha optado por tomar la curva de sensibilidad calculada aquí para aquellos espectros más antiguos, todos registrados sobre AGFA 100. Como se mencionó anteriormente a partir de 1969 los espectros fueron registrados sobre ORWO 100 por lo que para los espectros posteriores a esa fecha se han tomado los valores de sensibilidad obtenidos por Borovicka (1993) y representados en la figura 3.16.a.

c) Cálculo de los intensidades absolutas.

Conocida la sensibilidad espectral de la placa fotográfica es posible transformar las intensidades relativas en intensidades absolutas siguiendo el procedimiento descrito en el apartado 3.3.4. A tal efecto se ha utilizado el programa *SERVIS/P* “*Spectra manipulation routines*”. Éste incluye la posibilidad de calibrar las intensidades de las diferentes líneas espectrales con sólo proporcionar la sensibilidad para cada longitud de onda. Posteriormente, una vez obtenidos los espectros calibrados en longitud de onda e intensidad, es posible ajustar las abundancias químicas presentes en el trazo ionizado.

3.3.4. LA CALIBRACIÓN ABSOLUTA DEL ESPECTRO.

Para realizar la calibración absoluta del espectro deberemos conocer la magnitud fotográfica absoluta del bólido. Para ello se realiza una comparación con la magnitud de las estrellas que aparecen en el campo fotográfico, teniendo en cuenta la diferente velocidad angular de las estrellas y del meteoro (véase sección 3.3.5). Posteriormente mediante el programa *SERVIS/P* se determina la constante A que aparece en la relación:

$$F(\lambda) = A \cdot c^{-1}(\lambda) \cdot [D(\lambda)]^p \quad (3.9)$$

Donde D es la opacidad medida y p es la pendiente de reciprocidad obtenida de la curva característica. El cálculo de la constante A es especialmente importante para determinar el tamaño de la columna de gas radiante y las densidades atómicas en ella. Para el cálculo de las temperaturas, no obstante, puede asumirse $A=1$ (Borovicka, 1993).

Esa constante A es diferente para las estrellas y para el meteoro debido al diferente tiempo de exposición de ambas fuentes. Para las estrellas puede usarse la magnitud V de la estrella Polar junto a su espectro calibrado $F_{rel}(\lambda)$ para determinar la constante A . La magnitud aparente vendrá dada por (Allen, 1973):

$$V = -2.5 \cdot \log\left(\int V_\lambda \cdot F_{abs}(\lambda) \cdot d\lambda\right) - 13.74 \quad (3.10)$$

Donde F_{abs} es el flujo absoluto en $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1}$ y V_λ es la transmisividad del filtro V del sistema fotométrico de Johnson.

A continuación, calculando numéricamente:

$$J_V = \int V_\lambda \cdot F_{rel}(\lambda) \cdot d\lambda \quad (3.11)$$

podremos obtener entonces el valor de la constante A mediante la relación (Borovicka, 1993):

$$V = -2.5 \cdot \log(A \cdot J_V) - 13.74 \quad (3.12)$$

Estas operaciones están implementadas en el programa SERVIS/P por lo que en la práctica una vez estimada la magnitud del bólido de las fotografías se emplea una subrutina para calcular la magnitud del espectro en cada tramo. De ese modo se consigue ajustar la constante A, consiguiendo que la magnitud del tramo espectral coincida con la magnitud fotográfica estimada. Para algunos de los espectros analizados no se puede estimar con precisión la magnitud del bólido por lo que ha sido necesario algunas asunciones como se explica en detalle en la sección 3.4.

3.3.5. DIFERENTES TIEMPOS DE EXPOSICIÓN.

En el momento de realizar la calibración absoluta es importante tener en cuenta que la fotometría que se haga de las estrellas y de los meteoros en las placas no es comparable directamente. La razón estriba en que la velocidad angular ω de ambas fuentes suele ser diferente en varios ordenes de magnitud. Precisamente podemos relacionar el cociente de los diferentes tiempos de exposición para las estrellas y el meteoro con el cociente de sus velocidades angulares. Se suele usar la Ley de Schwarzschild para comparar el flujo llegado de las estrellas F_e y el del meteoro F:

$$F = F_e \cdot (b \cdot \omega / \omega_e)^q \quad (3.13)$$

Aquí cabe considerar que el obturador rotativo usado para estimar la velocidad del meteoro reduce el brillo de las estrellas. Para corregir esto se introduce el factor de apertura del obturador que no es sino el porcentaje de tiempo en que el campo fotográfico queda sin obturar, es decir, no es cubierto por las aspas. Este factor para los utilizados en Ondrejov es de $b=0.7$, lo que significa que durante un 70% del tiempo las aspas no cubren la exposición. El coeficiente de Schwarzschild q no puede ser calculado independientemente por lo que se opta por usar el valor adoptado comúnmente ($q=0.8$) para este tipo de placas fotográficas (Borovicka, 1993).

De este modo la fórmula final del flujo espectral llegado desde el meteoro a la cámara será:

$$F(\lambda) = A \cdot (b \cdot \omega / \omega_e) \cdot c(\lambda) \cdot [D(\lambda)]^p \quad (3.14)$$

Conociendo la extensión del meteoro (r) la intensidad total $\Psi(\lambda)$ emitida por el meteoro en la dirección del observador para una longitud de onda λ será:

$$\Psi(\lambda) = F(\lambda) \cdot r^2 \quad (3.15)$$

que viene dada en [$\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1} \cdot \text{ester}^{-1}$]. Así pues, la $\Psi(\lambda)$ será la intensidad específica I_λ integrada sobre la superficie radiante completa.

3.3.6. CÁLCULO DE LA INTENSIDAD TEÓRICA DE LAS LÍNEAS.

Tras la calibración del espectro, la intensidad total $\Psi(\lambda)$ será conocida. Podremos asumir según el modelo de Borovicka (1993) que el meteoro, para cualquier instante, puede tratarse como un objeto uniformemente brillante con un área superficial P . Esta área por simplicidad se suele tomar perpendicular a la línea de visión, con lo cual definiremos que el meteoro se extiende en un paralelepípedo como se muestra esquemáticamente en la figura 3.17. En realidad este paralelepípedo representa la zona radiante que genera el espectro que no es sino la cabeza del meteoro, una pequeña región alrededor del meteoroides cuya forma y dimensiones no es posible determinar de las fotografías pues en ellas esa región queda dentro del mismo trazo meteórico (Borovicka, 1993). Este autor toma un valor genérico para el cociente $b/a=2$ que aquí también se asume a la hora de estimar las abundancias químicas de todos los espectros analizados. Más adelante (véase sección 3.5.3.1) se discute la influencia que ejerce este factor en el cálculo de abundancias.

De este modo la intensidad total $\Psi(\lambda)$ puede escribirse como proporcional al área P que se asume perpendicular a la línea de visión:

$$\Psi(\lambda) = P \cdot I_\lambda \quad (3.16)$$

El área P deberá ser calculada a partir de la observación. Dado que el tamaño del meteoroides es pequeño en comparación al volumen radiante completo, éste suele despreciarse. En consecuencia se trata al meteoro como si de un bloque gaseoso de longitud finita se tratase. Este modelo simple presenta muchas ventajas respecto a aproximaciones más complejas, como el modelo de onda de choque cilíndrica desarrollado por Cepelcha (1964). Además de la consiguiente simplificación matemática, Borovicka ha comprobado que el modelo cilíndrico puede llevar a errores en los parámetros determinados (Borovicka, 1993).

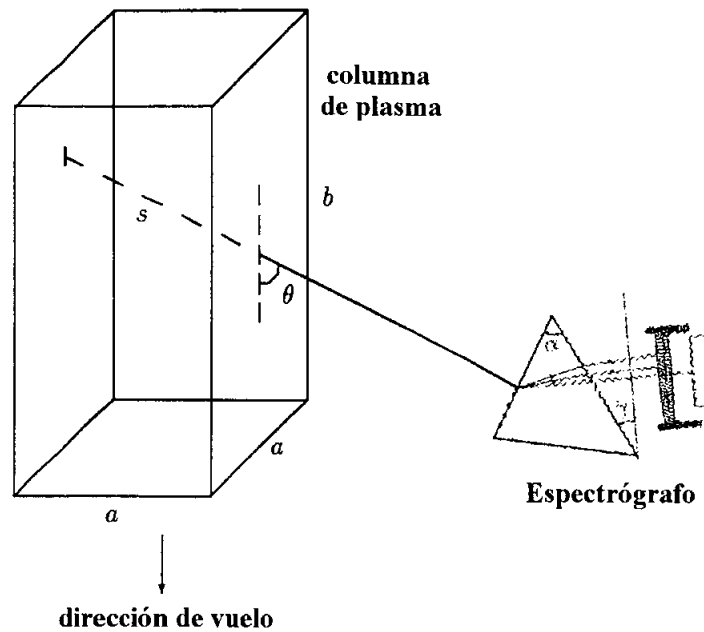


Figura 3.17.- Modelo geométrico del meteorito asumido para la determinación de las densidades. Por simplicidad se supone que el observador ve solo una cara del paralelepípedo (Borovicka, 1993)

Generalmente en meteoros no se observa continuo térmico en el espectro, con lo que se puede considerar sólo la transferencia radiativa en las líneas espectrales. Para una frecuencia dada (ν), el coeficiente de absorción (α_ν) y la llamada función fuente (S_ν) vendrían dadas por:

$$\alpha_\nu = \frac{\pi \cdot e^2}{m \cdot c} \cdot n_1 \cdot f \left(1 - \frac{g_1 \cdot n_2}{g_2 \cdot n_1} \right) \cdot \Phi(\nu) \quad (3.17)$$

$$S_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{g_2 \cdot n_1 / g_1 \cdot n_2 - 1} \quad (3.18)$$

En las fórmulas (3.17) y (3.18) aparecen n_1 y n_2 que son las poblaciones del nivel inferior y superior respectivamente, g_1 y g_2 son los pesos estadísticos correspondientes a esos niveles y f es la función intensidad del oscilador. En la primera expresión también aparece la función de ensanchamiento de línea $\Phi(\nu)$. En realidad su significado físico se revela considerando el producto $\Phi(\nu) \cdot d\nu$ que es la probabilidad de absorción del fotón en el rango $[\nu, \nu+d\nu]$ por lo que el perfil normalizado de línea valdrá ($\int \Phi(\nu) d\nu = 1$). Las constantes que aparecen son la carga y masa del electrón (e , m), la velocidad de la luz (c) y la constante de Planck (h).

Se asume que el perfil Voigt de líneas puede escribirse:

$$\Phi(\nu) = (\pi^{1/2} \cdot \Delta\nu_D)^{-1} \cdot H(\alpha, \nu) \quad (3.19)$$

donde la anchura Doppler ($\Delta\nu_D$) vendrá dada por:

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \cdot \sqrt{\left(\frac{2k \cdot T_k}{m_a}\right)} \quad (3.20)$$

En la anterior ecuación aparece ν_0 que es la frecuencia en el centro de la línea, k es la constante de Boltzmann, T_k es la temperatura cinética y m_a la masa atómica.

Cuando queremos dar cuenta del ensanchamiento Doppler y el amortiguamiento de las líneas espectrales la sección eficaz de absorción como función de la frecuencia viene dada por el producto de convolución de ambos efectos. La sección eficaz de absorción $a(\nu)$ vendrá dada entonces por (Bowers & Deeming, 1984):

$$a(\nu) = \frac{\pi \cdot e^2}{m_e \cdot c} f \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\Delta\nu_D} \left[\frac{\alpha}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-(\nu-u)^2}}{u^2 - \nu^2} du \right] \quad (3.21)$$

Entre corchetes aparece en la ecuación (3.21) la función Voigt denotada en la ecuación (3.19) por $H(\alpha, \nu)$.

Nótese que en el centro de la línea espectral ($\nu=0$) podemos escribir la ecuación (3.21) como sigue:

$$a(\nu) = \frac{\pi \cdot e^2}{m_e \cdot c} f \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\Delta\nu_D} H(\alpha, 0) \quad (3.22)$$

Tanto en atmósferas estelares como en meteoros se cumple que $\alpha \ll 1$, es decir el ensanchamiento Doppler es mucho más importante que el amortiguamiento. En ese caso $H(\alpha, 0) \approx 1$ por lo que la opacidad en el centro de la línea será:

$$a(\nu_0) = \frac{\pi \cdot e^2}{m_e \cdot c} f \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\Delta\nu_D} \quad (3.23)$$

Teniendo en cuenta las anteriores expresiones podemos escribir la opacidad de la línea como:

$$H(\alpha, \nu) = \frac{a(\nu)}{a(\nu_0)} \quad (3.24)$$

donde ν representa la frecuencia medida desde el centro de la línea en unidades de la anchura Doppler:

$$\nu = (\nu - \nu_0) / \Delta \nu_D \quad (3.25)$$

Finalmente el parámetro α puede escribirse (Borovicka, 1993):

$$\alpha = \frac{\Gamma}{4\pi\Delta\nu_D} \quad (3.26)$$

En esta última ecuación aparece la llamada constante de amortiguamiento Γ .

Teniendo en cuenta los valores típicos que adopta α se observa que en el centro de la línea la opacidad viene dominada por el ensanchamiento Doppler como se evidencia en la figura 3.18. Así en el centro la función Voigt es prácticamente independiente de los valores de α , mientras que en los extremos de la línea depende fuertemente de ellos. Esto permite comprender el perfil de líneas tanto en estrellas como en meteoros: el centro de la línea es producido por el efecto Doppler mientras que los extremos son producidos por el amortiguamiento.

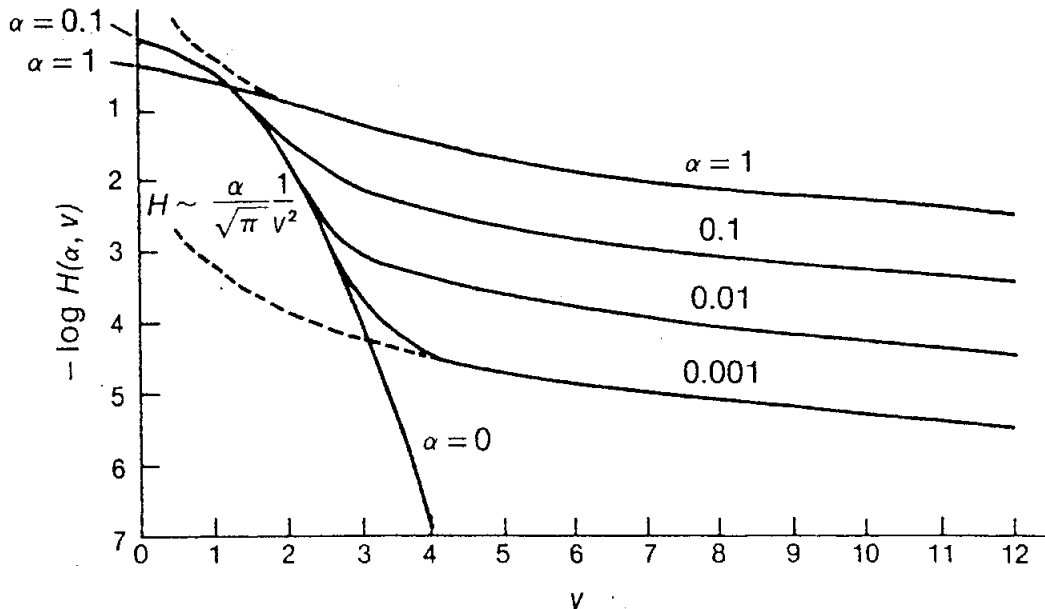


Figura 3.18.- Valores característicos de la función Voigt. Adaptado de Unsöld (1955).

Nótese en la figura 3.18 que el amortiguamiento de los extremos de las líneas espectrales se extiende muy lejos del centro de la línea para cualquier valor de α . Esto tiene como consecuencia que resulte difícil en la práctica la definición exacta del nivel de continuo en los espectros.

3.3.7. EL EQUILIBRIO TÉRMICO COMO APROXIMACIÓN AL CÁLCULO DE ABUNDANCIAS QUÍMICAS.

Las anteriores ecuaciones son aplicables siempre que se conozca el nivel poblacional de cada especie química. Evidentemente éste es un problema extraordinariamente difícil por lo que se hace necesario simplificarlo. El método más directo consiste en asumir el equilibrio térmico como hizo Borovicka (1993), considerando que las poblaciones vendrán dadas por la distribución de Boltzmann:

$$n_i = \frac{n}{U} \cdot g_i \cdot e^{E_i/kT} \quad (3.27)$$

En la anterior ecuación aparece E_i o potencial de excitación del nivel i . Asimismo aparece U , función de partición dependiente de la temperatura: $U=U(T)$. Si sustituimos en (3.16) las ecuaciones (3.18) y (3.26) obtenemos el coeficiente de absorción:

$$\alpha_\nu = n \cdot \sigma \cdot H(a, u) \quad (3.28)$$

En la anterior ecuación aparece la sección eficaz de absorción (σ) que depende de la temperatura y de los parámetros atómicos relativos a cada línea según:

$$\sigma = \frac{\pi^{1/2} \cdot e^2}{m \cdot c \cdot \nu} \sqrt{\frac{m_a}{2kT}} \cdot \lambda \cdot g_1 \cdot f \cdot e^{-E_1/kT} \cdot (1 - e^{-h\nu/kT}) \quad (3.29)$$

Como se aprecia en la ecuación (3.29) la dependencia de σ respecto de la frecuencia (ν) viene descrita por la función de Voigt.

Si la temperatura es constante a lo largo de la línea de visión, el espesor óptico total del meteoro a una frecuencia ν vendrá expresada como:

$$\tau_\nu = N \cdot \sigma \cdot H(a, u) \quad (3.30)$$

donde el parámetro N es la densidad lineal de átomos en la columna.

En la distribución de Boltzmann la función fuente no es sino la función de Planck, definida como:

$$S_\nu = B_\nu(T) \quad (3.31)$$

Entonces para una temperatura constante la ecuación de transferencia radiativa podrá ser integrada, dando como resultado:

$$I_\nu = B_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (3.32)$$

Esta ecuación es fundamental ya que a partir de ella se puede calcular la intensidad (I_ν) para cada frecuencia dado que conocemos tres parámetros: la temperatura (T), la densidad de átomos en la columna (N) y la constante de amortiguamiento (Γ). El cuarto parámetro P como se aprecia en la ecuación (3.16) relaciona la intensidad específica con la intensidad total. Por supuesto los demás datos atómicos que aparecen en las ecuaciones anteriores: U , m_a , λ , g , f y E deberán ser conocidos previamente.

Cabe tener en cuenta que los espectros de meteoros aquí analizados no tienen una resolución suficiente como para evidenciar el perfil de líneas verdadero. Por ello los perfiles serán siempre instrumentales debido a la pequeña dispersión y limitada resolución de la emulsión fotográfica. En cualquier caso los perfiles no serán demasiado significativos para nosotros en tanto que las cantidades observables con una interpretación física real serán las intensidades totales de las líneas (integradas sobre el perfil de la línea).

El perfil instrumental puede ajustarse razonablemente bien por una función Gaussiana:

$$\mathfrak{I} = \mathfrak{I}_0 \cdot e^{-[\lambda - \lambda_0]^2 / \Delta^2} \quad (3.33)$$

donde λ_0 y \mathfrak{I}_0 son la longitud de onda y la intensidad instrumental para el centro de cada línea y Δ representa la anchura del perfil instrumental.

Entonces la intensidad total (o brillo) de la línea será definida como:

$$\mathfrak{I} = \int \mathfrak{I}(\lambda) d\lambda = \pi^{1/2} \Delta \mathfrak{I}_0 \quad (3.34)$$

De este modo podemos obtener el brillo \mathfrak{I} desde el máximo instrumental \mathfrak{I}_0 , siempre que la anchura del perfil instrumental Δ haya sido estimado de manera adecuada.

Finalmente para obtener teóricamente \mathfrak{I} deberemos integrar la ecuación (3.32) sobre todo el perfil de la línea y multiplicarlo por el área superficial P:

$$\mathfrak{I}^{teo} = P \cdot B_\nu \cdot \Delta \nu_D \int_{-\infty}^{\infty} \left(1 - e^{-N\sigma H(a,u)} \right) du \quad (3.35)$$

La función de Planck es prácticamente constante sobre todo el perfil de la línea y por tanto aparece antes de la integral. Esta integral deberá ser resuelta numéricamente para cada línea. Tan sólo podremos evitar la integración para aquellas líneas ópticamente estrechas que cumplan que su espesor óptico $\tau_{\nu_0} = N\sigma H(a,0) \ll 1$, pues entonces la ecuación anterior quedaría en la forma simplificada:

$$\mathfrak{I}^{teo} (de\lg\ adas) = \pi^{1/2} \cdot P \cdot B_\nu \cdot N \cdot \sigma \cdot \Delta \nu_D \quad (3.36)$$

El que una línea sea considerada ópticamente delgada hace referencia al hecho de que el plasma circundante sea totalmente transparente a esa radiación, es decir su espesor óptico $\tau_{\nu_0} \ll 1$. Sin embargo en general se cumple que la intensidad emergente se ve reducida por autoabsorción dado que el propio medio circundante absorbe los fotones emitidos. A tales líneas se las denomina ópticamente gruesas. Autores como Harvey (1973) y Nagasawa (1978) trataron los espectros meteóricos como si se tratasen de una emisión pura. Posteriormente sería Borovicka (1993) quien demostrase el importante efecto de la autoabsorción en el plasma ionizado para buena parte de las líneas espectrales estudiadas. Este efecto cuando ha resultado ser significativo es automáticamente corregido por el programa de determinación de abundancias empleado en este trabajo.

3.3.8. DETERMINACIÓN DE PARÁMETROS FÍSICOS Y ABUNDANCIAS.

A partir de la teoría descrita en el apartado anterior podemos calcular el brillo de cualquier línea espectral para unos parámetros dados: temperatura (T), densidad de átomos en la columna (N), la constante de amortiguamiento (Γ) y el área radiante (P). En la práctica nosotros deberemos resolver el problema inverso, determinando tales parámetros desconocidos a partir de la intensidad observada de las líneas. Para conseguirlo se emplea el método de los mínimos cuadrados implementado en el programa *FYSP/P* “*Physical quantities from meteor spectrum*” que calcula la intensidad de las líneas teóricamente. Para ese cálculo el programa transforma el brillo de la línea $\mathfrak{I}^{\text{calc.}}$ obtenido a partir de (3.35) en la intensidad instrumental esperada para el centro de línea (3.34). De este modo se puede escribir:

$$\mathfrak{I}_0^{\text{calc}} = \frac{\mathfrak{I}^{\text{calc.}}}{\Delta \cdot \pi^{1/2}} \quad (3.37)$$

A esa cantidad podemos denominarla “altura de la línea”. La anchura Δ deberá ser estimada comparándola con el perfil observado. Las alturas de línea observadas y calculadas son comparadas directamente y las diferencias son minimizadas siguiendo el método de los mínimos cuadrados:

$$\sum (\mathfrak{I}_0^{\text{obs}} - \mathfrak{I}_0^{\text{cal}})^2 = \text{mínimo} \quad (3.38)$$

Dado que la función $\mathfrak{I}_0^{\text{cal}}$ no es linealmente proporcional a los diferentes parámetros físicos (excepto para el área radiante P) éstos deben calcularse iterativamente (Houck, 1971). Las derivadas de $\mathfrak{I}_0^{\text{cal}}$ pueden encontrarse analíticamente.

De este modo para un elemento existen cuatro parámetros desconocidos que definirán su estado de ionización en el plasma: la temperatura (T), la densidad de átomos en la columna (N), la constante de amortiguamiento (Γ) y la superficie radiante (P). Para considerar la presencia de varios elementos químicos se asume que T, Γ y P son las mismas para todos y que sólo cambian las abundancias. Dado que la mayoría de líneas que aparecen en los espectros son de Fe neutro, tomaremos Fe I como elemento de referencia. De este modo en lo que sigue nos referiremos a N como la densidad de Fe I en la columna. Evidentemente la densidad en la columna gaseosa de cualquier otro elemento vendrá dada por $N_i = z_i \cdot N$, donde z_i es la abundancia del elemento i respecto a la de Fe I. Los diferentes estados de ionización de un elemento químico serán tomados como elementos independientes.

En la práctica las abundancias relativas las obtendremos a partir del programa *FYSP/P* “*Physical quantities from meteor spectrum*” que calcula la intensidad de las líneas teóricamente. El espectro sintético se obtendrá asignando un perfil instrumental para cada línea y sumando la contribución de todas las líneas. Este programa emplea una función Gaussiana ajustable a cada perfil instrumental como aproximación a las líneas experimentales. Además en las regiones del espectro mal enfocadas puede definirse una función rectangular con esquinas gaussianas para conseguir que el espectro sintético se asemeje más al experimental.

El procedimiento consiste en ajustar dos espectros sintéticos (teóricos) a los puntos experimentales del espectro observado para cada uno de los dos componentes presentes en el espectro (el principal y el de alta temperatura). Con ello cuando se consigue reproducir lo más fielmente posible el espectro observado puede decirse que se cumplen las condiciones físicas ajustadas. La finalidad de este proceso es por tanto la determinación de los parámetros físicos (T, N y P) así como de las abundancias relativas al Fe (N_i) que proporcionen un mejor ajuste entre el espectro sintético y el observado.

a) Ajuste del espectro principal.

Mediante *FYSP/P* primero se ajusta el espectro principal dado que es el que presenta un mayor número de líneas. La intensidad del espectro sintético dependerá de los valores asumidos de temperatura, de la densidad de electrones en la columna y del área radiante. Para ajustar esos valores en el espectro principal se utilizan las líneas más abundantes en el espectro que son los diversos multipletes de Fe I presentes a lo largo de todo el espectro. Generalmente partiremos de unos valores usuales de densidad en la columna ($N=10^{14}$ cm⁻²) y de temperatura (T=4.500 K). Hecho esto, se puede directamente comparar en pantalla la intensidad del espectro sintético y el experimental para ir cambiando esos valores hasta que ambos perfiles se asemejen lo más posible. Se varía la intensidad de las líneas teóricas para conseguir que su intensidad se ajuste a la observada. Evidentemente al hacer esto se cambia la superficie del área radiante que mejor corresponde a la intensidad observada. Este proceso continuará hasta que la intensidad de las líneas de Fe teóricas y observadas se asemejen lo máximo posible.

Una vez la intensidad de las líneas de Fe ha sido ajustada, se opera ajustando la amplitud teórica de las líneas para que se asemejen lo más posible a las experimentales. Esta amplitud puede variar de un espectro a otro por las posibles diferencias del sistema dispersor o el espectrógrafo. A continuación se pasa a realizar el ajuste de las abundancias relativas de los demás elementos: Na I, Mg I, Al I, Si I, Ca I, Ca II, Ti I, Ti II, Cr I, Mn I, Fe I, Co I, Ni I y Sr II. El proceso acaba cuando el espectro sintético se

asemeja lo máximo posible al espectro calibrado. Cabe tener en cuenta que las líneas que pueden evaluarse para los diversos elementos están dentro del rango de longitudes de onda entre los que el programa ajusta el espectro sintético: entre 3.800 y 6.600 Å.

b) Ajuste del segundo componente espectral (de alta temperatura).

Previamente se ha mencionado que Borovicka (1993) descubrió la presencia de un espectro de alta temperatura (usualmente sobre los 10.000 K) superpuesto al espectro meteórico principal. Desde un principio ha sido interpretado como producido por el frente de choque del meteoróide donde la temperatura alcanzada al parecer puede incluso duplicar la del gas radiante que conforma el propio meteoro (Borovicka, 1994). Pues bien, las líneas de este segundo componente aparecen superpuestas a las del espectro principal y deben ser tratadas independientemente. La mayor parte de tales líneas corresponden a elementos doblemente ionizados. En concreto las que pueden ser analizadas con el programa *FYSP/P* son: Ca II, Fe II, Mg II, Cr II, Si II y Ti II.

El proceso de reducción viene a ser prácticamente el mismo que en el ajuste del espectro principal aunque en este caso las líneas de Fe suelen ser relativamente débiles. Por ello generalmente se opta por ajustar primero la intensidad de las líneas de Ca II y Mg II para que coincidan lo mejor posible en el espectro sintético y experimental. Ello se consigue partiendo de una temperatura en torno a los 10.000 K y una densidad de la columna radiante similar o ligeramente superior a la obtenida en el espectro principal. Una vez conseguida la similitud entre esas líneas ajustaremos las abundancias de los demás elementos y la temperatura para conseguir reproducir las líneas del espectro secundario lo más fielmente posible. A partir de ese ajuste se deducen las abundancias de elementos relativas al Fe.

c) Reconstrucción del espectro teórico.

Al ser el espectro meteórico registrado una suma de los diversos componentes de temperatura que aparecen en la cabeza del meteoro, una vez se han obtenido los espectros sintéticos principal y de alta temperatura se procede a sumar ambos mediante el programa *SERVIS/P* para obtener el espectro sintético definitivo. De este modo obtendremos un espectro lo más parecido al registrado por el espectrógrafo, facilitando su comparación (véase figura 3.19).

La calibración del espectro sintético encuentra problemas en líneas que aparecen saturadas en el espectro observado. Tales líneas saturadas aparecen en ocasiones tanto en el componente principal en Ca I, Na I, Mg I como en el secundario de alta temperatura: Ca II, Mg II ó Si II.

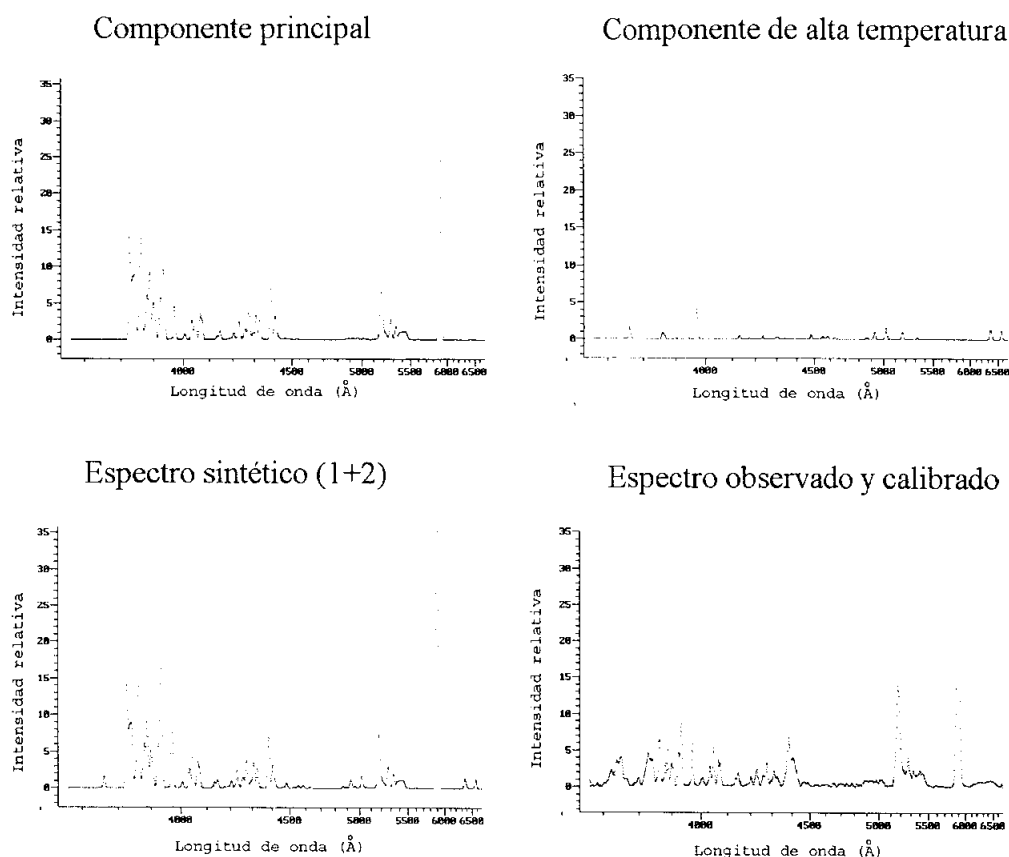


Figura 3.19. Ejemplo de suma del espectro principal y de alta temperatura para obtener el espectro sintético. Se muestra el ajuste realizado del tramo A del espectro AND.

3.4. RESULTADOS.

A continuación se describen los resultados obtenidos para los diferentes espectros analizados. El apéndice 2 contiene los espectros calibrados y sintéticos de los tramos más brillantes de todos los bólidos.

3.4.1. ESPECTROS DE BÓLIDOS ESPORÁDICOS.

3.4.1.1. EL ESPECTRO SPO1.

Este espectro corresponde al bólido catalogado por la *European Fireball Network* con el número EN170974. El bólido mostró una luminosidad similar a la de la Luna llena, siendo registrado desde varias estaciones fotográficas el 17 de septiembre de 1974 a las 20h29m \pm 1m T.U.

Datos trayectoria	
Altura inicio (Km)	111
Altura final (Km)	95
Magnitud pancromática absoluta	-12
Altura máxima luminosidad (Km)	96
Velocidad inicial (km/s)	68
Velocidad final (km/s)	67
Radiante geocéntrico (1950.00)	$\alpha=59,4\pm 0,3^\circ$ $\delta=37,86\pm 0,17^\circ$
Ángulo cenital (z_R)	$67,23^\circ$

Tabla 3.3.- Datos de la trayectoria del bólido SPO1. La precisión es el ultimo dígito (Cepplecha, 1977).

De la trayectoria registrada desde tres estaciones fotográficas (tabla 3.3) se obtuvo la órbita heliocéntrica de la partícula (tabla 3.4) de donde se deduce un origen esporádico aunque no se descarta una posible asociación del meteoróide progenitor con un radiante de bólidos denominado ι Aurígidas. De acuerdo con su bajo nivel de penetración en la atmósfera (véase tabla 3.3) este bólido fue catalogado como perteneciente al grupo IIIB que, tal y como se explica en la sección 2.5.10, corresponde a un meteoróide progenitor de muy baja densidad y consistencia.

Elementos orbitales	
Inversa del semieje mayor ($U.A^{-1}$)	$-0,005\pm 0,092$
Excentricidad	$1,00\pm 0,07$
Distancia perihélica (U.A)	$0,747\pm 0,013$
Argumento del perihelio ($^\circ$)	241 ± 3
Longitud del nodo ascendente ($^\circ$)	$174,22\pm 0,01$
Inclinación ($^\circ$)	$147,5\pm 0,5^\circ$

Tabla 3.4.- Elementos orbitales del meteoróide progenitor del bólido SPO1 (Cepplecha, 1977).

El elemento dispersor empleado para obtener el espectro fue un prisma que proporcionó un espectro del bólido con una dispersión de 132 \AA/mm para 4000 \AA y de 540 \AA/mm para 6000 \AA . Aunque en longitudes de onda bajas su resolución es bastante menor, es suficiente para revelar las líneas principales. Vemos pues que, como resulta usual en espectros de prisma, la resolución depende mucho de la región del espectro considerada. Este espectro presenta interesantes variaciones en la luminosidad de las diferentes líneas espectrales a lo largo de la trayectoria tal y como se aprecia en la figura 3.20, en donde también se indican los diferentes segmentos en que fue escaneado.

SPO1

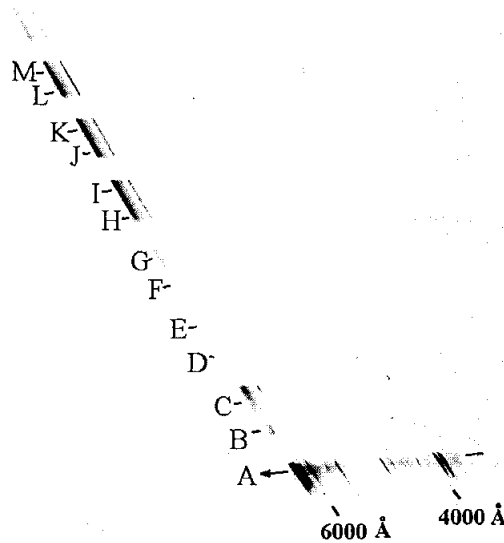


Figura 3.20. Espectro SPO1 donde aparecen indicadas las diferentes secciones donde ha sido escaneado.

En el espectro dominan las líneas típicas de bólidos de alta velocidad geocéntrica. Las más intensas son las líneas H y K de calcio ionizado que se producen en el espectro de alta temperatura a una temperatura típica de 10.000 K. Otras líneas brillantes son las del magnesio ionizado a 4481 Å, el triplete de magnesio neutro en torno a 5167-5184 Å, el doblete de sodio en 5890-5896 Å y el doblete de silicio ionizado en 6347-6371 Å. Numerosas líneas de hierro neutro están presentes en el espectro lo que facilita el ajuste del espectro sintético. Otras líneas inequívocamente identificadas en el espectro han sido producidas por: H I, Ca I, Cr I, Mn I, Fe II, Ni I y Sr II.

Como ejemplo del procedimiento descrito de tratamiento de los espectros en el apartado 3.3. se describen a continuación para el espectro SPO1 los pasos seguidos desde el espectro en bruto hasta obtener el espectro calibrado y finalmente calcular el espectro sintético a partir del cual se obtienen las abundancias químicas relativas.

1. Usando el programa *welep* se identifican las líneas principales para poder transformar las coordenadas arbitrarias (en pasos del microfotómetro) a longitudes de onda reales (dadas en Å). Al espectro en bruto deberemos restarle la luminosidad residual o background que puede aparecer en la placa fotográfica. A veces este background procede de la emisión en el continuo o a la simple saturación de la película en aquellas regiones donde es mayor la luminosidad del bólido. En otras ocasiones y tal y como se ha dicho en la sección 3.3.3 al realizarse las fotografías sin seguimiento las trayectorias estelares se cruzan entre el espectro produciendo falsas líneas que también deben eliminarse.

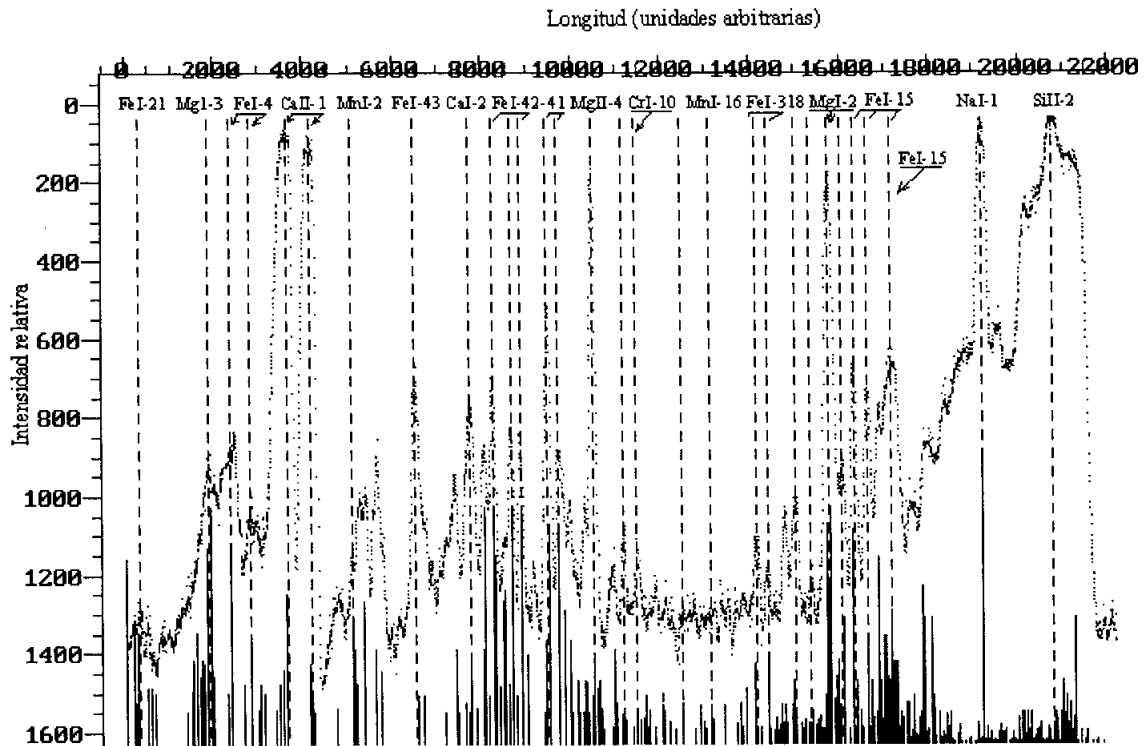


Figura 3.21. Identificación de las principales líneas sobre el espectro calibrado, indicando el grado de ionización de cada elemento seguido del número de multiplete. Se muestra el segmento más brillante (A) del espectro SPO1 .

2. Empleando el programa *AVERGP* se genera el background sobre todo el espectro escaneado que será guardado en un archivo. Más tarde se edita ese archivo con el programa *SERVISP* para definir un nivel de fondo igualado donde se evite la eliminación de las líneas más brillantes. De ese modo se crea el nivel de background corregido, tal y como se muestra en la figura 3.22.

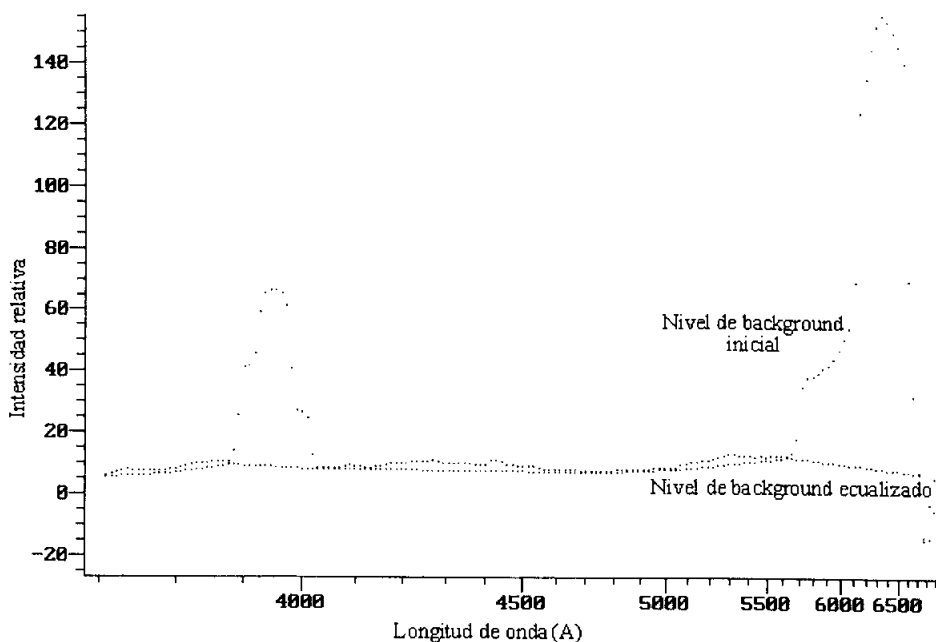


Figura 3.22. Del espectro en bruto de la figura 3.21 ya calibrado en longitudes de onda se genera el nivel de background inicial a partir del cual se ajusta manualmente el nivel de background definitivo que descarta los picos correspondientes a líneas espectrales.

3. El siguiente paso es restar al espectro original la luminosidad residual o background corregido para obtener el espectro de líneas, previo a la calibración dependiendo de la sensibilidad del espectrógrafo utilizado. Para ello utilizaremos el programa *AVERGP* con el que primero generamos un espectro promediado al que restaremos el background corregido. De este modo se genera el espectro de líneas libre de background que, sin embargo, en algunas ocasiones puede todavía mostrar un nivel de continuo. Éste debe ser restado si se desea realizar una mejor comparación entre el espectro observado y el sintético. En el continuo suele aparecer sumada la contribución de la componente térmica del espectro y la de bandas moleculares (Borovicka, 1994) más todo fondo de origen indeterminado que pudiese haber como, por ejemplo, luces parásitas. Este espectro de líneas será tratado, usando la sensibilidad para cada longitud de onda incluida en una subrutina del programa *SERVISP*, para así obtener el espectro calibrado definitivo.

Una vez obtenido el espectro calibrado se emplea el programa *FYSPP* para editarlo y construir el espectro sintético tal y como se describió previamente en el apartado 3.3.8. El ajuste del espectro sintético con relación al observado ya calibrado permite obtener las abundancias químicas relativas al Fe.

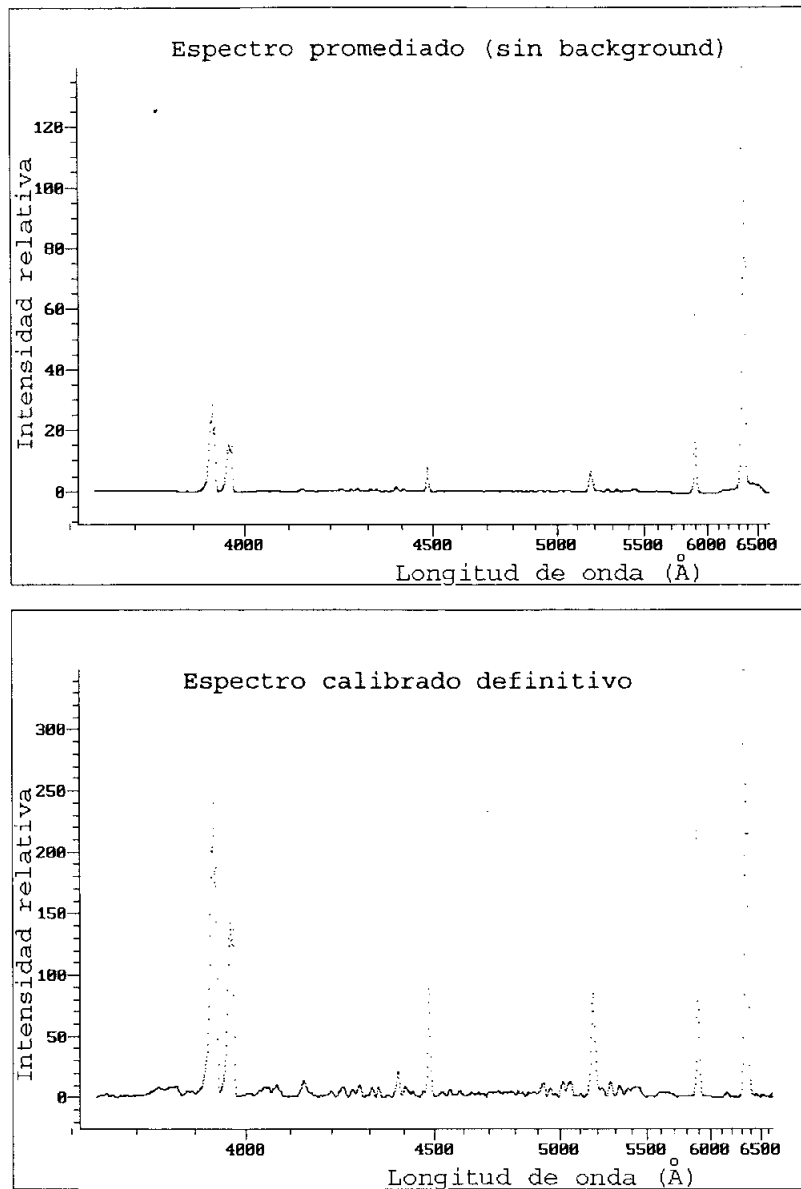


Figura 3.23. Tramo A del espectro del bólido SPO1. Arriba se aprecia el espectro promediado sin background y abajo el espectro ya calibrado.

El análisis de este espectro en sus diversos segmentos (incluidos en el anexo) permite obtener las abundancias químicas a lo largo de su trayectoria en la atmósfera tal y como se muestra en la tabla 3.5. Dado que se conoce la magnitud absoluta del bólido es posible ajustar el valor de la constante A necesaria para realizar una calibración absoluta. Así se determina usando el programa *SERVISP* un valor $A=9,5 \cdot 10^9$ que permite estimar la magnitud del bólido a lo largo de toda la trayectoria. A partir de la magnitud en la fulguración final se obtiene una masa fotométrica de 21 ± 8 g empleando la ecuación (2.71). Para una correcta estimación de las abundancias se necesita conocer también el ángulo de incidencia del bólido respecto a la estación fotográfica. Aunque la

trayectoria en la atmósfera no era conocida para este bólido se han empleado las diferentes dimensiones angulares de los segmentos del bólido para deducir un ángulo de incidencia aproximado de unos 40°. A partir de este valor se estiman las abundancias relativas. Inicialmente tales abundancias se deducen referidas al elemento con mayor número de líneas visibles (Fe) aunque aquí serán normalizadas respecto al Si por ser éste el elemento de referencia estándar en cosmoquímica. Para ello se determina la abundancia relativa del Si en la componente de alta temperatura de aquellas líneas en que la intensidad y calidad del espectro lo permite. En este caso, como se aprecia en la tabla 3.5, tan sólo se pudo determinar la abundancia relativa de Si en los cuatro primeros segmentos. Nótese que en adelante se toma la desviación estándar (σ) como estimación del error de las medidas de abundancias relativas. De este modo se han descartado las abundancias calculadas en aquellos tramos en que se desvían un factor 3σ de la media.

En los segmentos más brillantes (A, B, H y J) pudo ajustarse también los límites superiores de abundancias de algunos elementos minoritarios, obteniendo: $[Co] \approx (18 \pm 9) \cdot 10^{-4}$, $[Ni] \approx (33 \pm 13) \cdot 10^{-4}$ y $[Ti] \approx (17 \pm 4) \cdot 10^{-4}$.

Segm.	Altura $\pm 0,5$ (km)	Magnitud Abs. $\pm 0,5$	T ± 100 (K)	Ca ($\times 10^{-3}$)	Mn ($\times 10^{-4}$)	Mg	Na	Cr ($\times 10^{-4}$)	Fe
A	96	-9,3	5800	10	24	0,81	0,14	30	0,66
B	95	-7,5	5200	23	26	0,98	0,02	12	1,55
C	97	-5,0	5000	14	86	1,27	0,02	28	0,69
D	98	-7,0	4900	33	37	1,31	0,19	110	0,72
E	99	-5,8	4300	25	79	0,88	0,10	125	-
F	100	-6,1	4200	20	91	0,88	0,04	99	-
G	102	-6,1	4400	40	83	1,05	0,04	70	-
H	103,5	-7,4	4300	9	24	1,07	0,13	38	-
I	105	-7,2	4400	33	37	1,23	0,12	80	-
J	106,5	-7,6	4500	27	75	1,01	0,28	155	-
K	108	-6,4	4300	15	49	0,48	0,13	119	-
L	109,5	-6,4	4200	27	70	0,57	0,10	144	-
M	111	-5,9	4100	31	72	0,35	0,02	31	-
Promedio abundancias				24	58	0,91	0,10	80	0,80
Desviación estándar (σ)				10	25	0,30	0,08	49	0,43

Tabla 3.5.- Cociente de abundancias relativas al Si para los diversos segmentos del bólido SPO1. Se toma la desviación estándar (σ) como estimación del error de las medidas.

Como se aprecia en la tabla 3.5 según el meteoroides profundiza en la atmósfera la temperatura aumenta ligeramente. Es justo después de la primera fulguración, ocurrida poco antes del tramo C, cuando la temperatura aumenta significativamente. Poco más tarde la fragmentación completa del meteoroides induce una intensa fulguración en el tramo A donde la temperatura al final alcanza su máximo. La discusión detallada de la evolución de la temperatura y las abundancias químicas se hace en la sección 3.5.5.

3.4.1.2. EL ESPECTRO SPO2.

Este espectro fue producido por un bólido aparecido el 7 de junio de 1970 dentro de un programa en doble estación realizado en el Observatorio de Ondrejov. El número de Catálogo de Ondrejov (CO) del bólido es CO73141. Los datos de la trayectoria del bólido progenitor del espectro se muestran en la tabla 3.6. Como se aprecia el meteoroides progenitor incidió en la atmósfera con una velocidad geocéntrica de 27 km/s.

Datos trayectoria	
Altura inicio (Km)	79,0
Altura final (Km)	70,1
Velocidad inicial (km/s)	26,4
Velocidad final (km/s)	23,6
Radiante geocéntrico (1950.00)	$\alpha=283,1\pm 0,4^\circ$ $\delta=77,58\pm 0,09^\circ$
Ángulo cenital (Z_R)	26,9°

Tabla 3.6.- Datos de la trayectoria del bólido SPO2 (Borovicka, 2001).

La órbita heliocéntrica seguida por el meteoroides no muestra ninguna similitud con algún cuerpo menor y tampoco parece estar asociada a ningún enjambre meteórico conocido. Los elementos orbitales aparecen en la tabla 3.7.

Elementos orbitales	
Semieje mayor (U.A)	2,97±0,20
Excentricidad	0,666±0,023
Distancia perihélica (U.A)	0,9921±0,004
Argumento del perihelio (°)	160,7±0,3
Longitud del nodo ascendente (°)	75,5759±0,0002
Inclinación (°)	38,8±0,5

Tabla 3.7.- Elementos orbitales del meteoroides progenitor del bólido SPO2 (Borovicka, 2001).

El espectro aparece en la figura 3.24. Como se aprecia es bien visible una brillante fulguración en su tramo medio donde también la temperatura sube bruscamente (tabla 3.8).

SPO2 también es un espectro de prisma cuya resolución es de 112 Å/mm para 4.000 Å y de 494 Å/mm para 6.000 Å. Dado que el ángulo de incidencia y su magnitud era desconocida fue preciso asumir ambos valores para la determinación de abundancias. De la imagen puede asumirse un ángulo aproximado de 60°, tomándose un valor de la constante de calibración genérico de: $A=10^9$. Empleando la ecuación de Verniani (2.71)

se deduce una masa fotométrica de 56 ± 30 g. Teniendo en cuenta ambos valores se realizó el cálculo de abundancias. Dada la baja velocidad geocéntrica del meteoroides el componente de alta temperatura no presentó líneas de Si II por lo que fue necesario asumir el cociente condritico típico $Si/Fe=1,16$ (Anders y Grevesse, 1989) para pasar a las abundancias relativas al Si. En la brillante fulguración del tramo A fue posible aproximar las abundancias de elementos minoritarios como $[Co] \approx (30 \pm 9) \cdot 10^{-3}$ y $[Ti] \approx (4 \pm 2) \cdot 10^{-3}$.

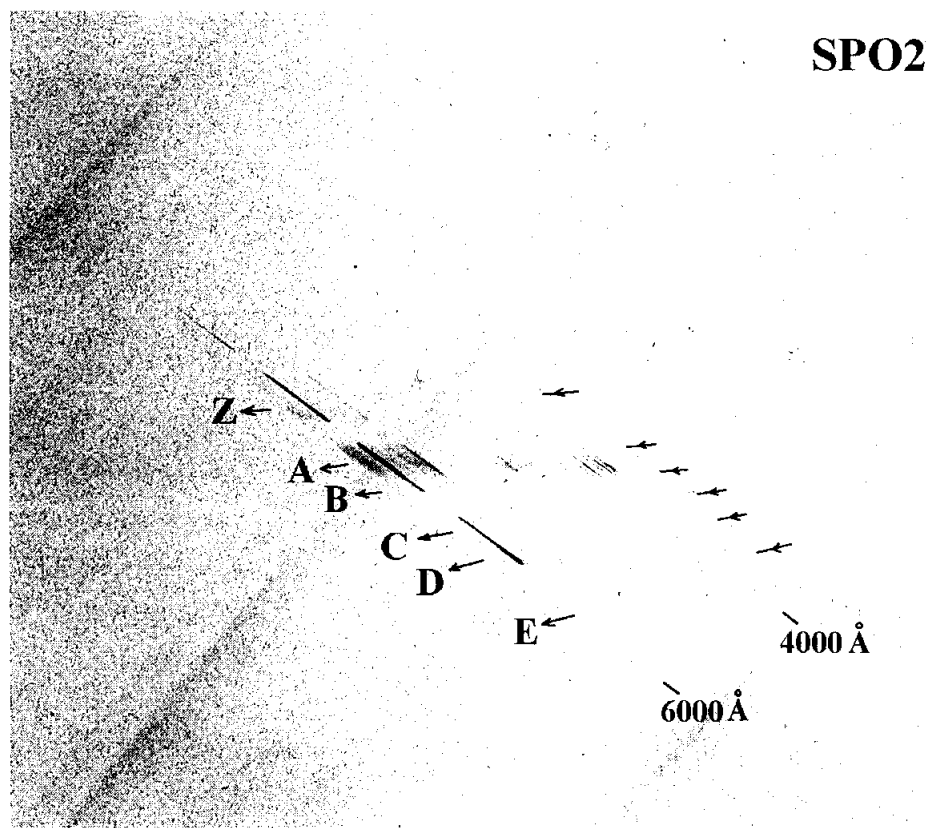


Figura 3.24. Imagen del espectro del bólido SPO2 donde se indican las diferentes secciones en las que fue escaneado y la correspondiente longitud de onda.

Segmento	Magnitud Abs. ± 1	T ± 100 (K)	Ca ($\times 10^{-3}$)	Mn ($\times 10^{-3}$)	Mg	Na	Cr ($\times 10^{-3}$)
Z	-2,7	4300	30	8	0,62	0,17	17
A	-6,2	4700	5	9	0,36	0,11	10
B	-3,8	4500	3	7	0,25	0,11	10
C	-3,4	4600	6	8	0,33	0,10	12
D	-3,2	4300	7	6	0,52	0,04	10
E	-2,4	4200	11	4	0,27	0,16	10
Promedio abundancias			11	9	0,40	0,11	11
Desviación estándar (σ)			9	2	0,15	0,04	3

Tabla 3.8. Cocientes de abundancias relativos al Si obtenidos para cada tramo del bólido SPO2.

3.4.1.3. LOS ESPECTROS SPO3 y SPO3r.

Ambos espectros fueron producidos por un mismo bólido de origen esporádico aparecido el 30 de noviembre de 1989 en torno a las 21h 35m 26±1s T.U. Fotografiado por varias estaciones de la European Fireball Network fue catalogado como EN 301189. Como se aprecia en la tabla 3.9 mostró una velocidad geocéntrica de tan solo 27 km/s. Esta velocidad geocéntrica baja es determinante de las principales características del espectro, muy diferentes a las observadas en otros generados por meteoroides más veloces.

Datos trayectoria	
Altura inicio (Km)	89,8
Altura final (Km)	75,7
Velocidad media (km/s)	27,0
Radiante geocéntrico (1950.00)	$\alpha=76,30\pm 0,02^\circ$ $\delta=18,01\pm 0,02^\circ$

Tabla 3.9.- Datos de la trayectoria del bólido generador de los espectros SPO3 y SPO3r (Borovicka, 2001).

La órbita heliocéntrica seguida por el meteoroides no guarda semejanza con ningún enjambre meteórico ni tampoco con ningún objeto asteroidal o cometario. Los elementos orbitales comparados aparecen en la tabla 3.10.

Elementos orbitales	SPO3
Semieje mayor (U.A)	2,38±0,03
Excentricidad	0,822±0,003
Distancia perihélica (U.A)	0,423±0,001
Argumento del perihelio (°)	105,44±0,04
Longitud del nodo ascendente (°)	68,79718±0,00008
Inclinación (°)	4,90±0,02

Tabla 3.10.- Elementos orbitales del meteoroides progenitor del bólido SPO3 (Borovicka, 2001).

El espectro SPO3 fue obtenido con un prisma y SPO3r con una red de difracción. Su análisis revierte un doble interés. Por una parte nos permite comparar para un mismo bólido la precisión de las abundancias relativas obtenidas a partir de un prisma y una red de difracción con resoluciones muy diferentes entre sí. Además, dado que el análisis de ambos espectros se ha realizado por separado y de modo independiente, la comparación entre ambos resultados puede ser un buen test para corroborar la bondad del método utilizado.

3.4.1.3.A. EL ESPECTRO SPO3.

Este espectro de prisma posee bastante calidad como se aprecia en la figura 3.25, a pesar de que se encuentra ligeramente desenfocado para altas longitudes de onda. La resolución alcanzada en torno a 4.000 \AA fue de 119 \AA/mm mientras que en altas longitudes de onda, alrededor de 6.000 \AA , fue de 505 \AA/mm .

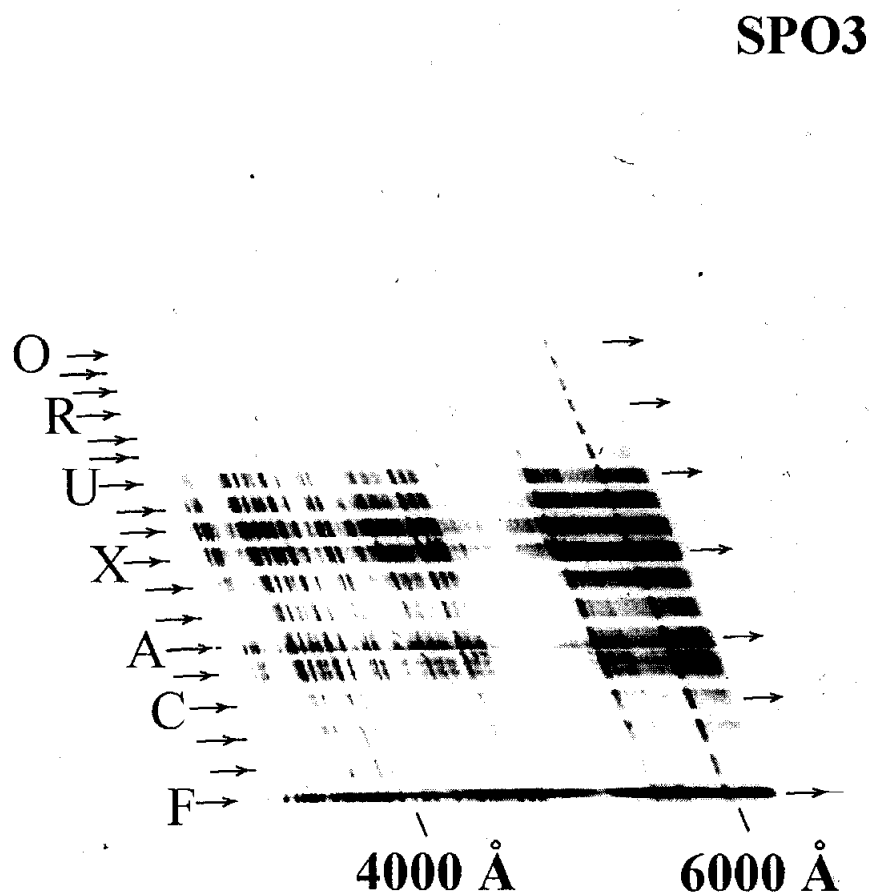


Figura 3.25. Espectro SPO3 donde aparecen señalados los diferentes tramos en que fue escaneado.

El ángulo de incidencia del bólido respecto a la estación fotográfica fue de 83° en su tramo medio (Borovicka, 2001). Sin embargo la luminosidad del bólido era desconocida por lo que se asumió una constante genérica ($A=10^9$) para realizar la calibración. Con ese valor se obtiene mediante la ecuación (2.71) una magnitud visual de -11 en la fulguración final que proporciona una masa fotométrica de $9 \pm 7 \text{ kg}$, lo que muestra que este bólido fue producido por un meteoroide de grandes dimensiones. A partir de este valor y una vez ajustada la temperatura y abundancias atómicas en la columna en cada uno de los segmentos se obtuvieron las abundancias referidas al Si que

se muestran en la tabla 3.11 tomando el cociente Fe/Si=1,16 (Anders y Grevesse, 1989). En los segmentos más brillantes (Y, A y B) se ajustaron los límites superiores de abundancias de algunos elementos minoritarios, obteniendo: [Co] $\approx(19\pm6)\cdot 10^{-3}$, [Ni] $\approx(23\pm13)\cdot 10^{-3}$ y [Ti] $\approx(20\pm6)\cdot 10^{-4}$.

Segmento	T ± 100 (K)	Ca ($\times 10^{-3}$)	Mn ($\times 10^{-4}$)	Mg	Na	Cr ($\times 10^{-4}$)
N	4300	9	38	0,62	0,15	38
O	4500	14	40	0,66	0,14	41
P	4200	8	36	0,94	0,12	35
Q	4400	18	60	0,71	0,12	33
R	4600	11	50	0,75	0,11	35
S	4700	16	26	0,78	0,11	37
T	4700	23	51	1,03	0,11	22
V	4300	25	39	0,77	0,04	42
W	4300	47	97	0,67	0,02	140
X	4300	25	99	0,69	0,02	99
Y	5300	32	82	1,17	0,05	79
Z	5000	28	41	1,41	0,02	40
A	5800	31	93	0,89	0,06	36
B	5600	30	79	1,01	0,03	71
C	5200	16	25	0,90	0,06	16
D	5100	37	80	1,40	0,17	38
E	5000	12	81	0,84	0,09	39
F	4500	51	96	0,82	0,03	-
Promedio abundancias		24	69	1,00	0,08	57
Desviación estándar (σ)		13	30	0,27	0,05	31

Tabla 3.11.- Cociente de abundancias relativas al Si para los diversos segmentos del espectro SPO3. Los segmentos saturados por la luminosidad del bólido fueron eliminados del análisis.

3.4.1.3.B. EL ESPECTRO SPO3r.

Al haber sido obtenido este espectro mediante una red de difracción su resolución es mucho mayor (40 \AA/mm) que la del espectro analizado anteriormente del mismo bólido. A pesar de su mayor resolución el análisis del espectro SPO3r posee una complicación adicional. El espectro de primer orden quedó parcialmente fuera de la placa de manera que sólo se registró el intervalo entre 5.000 y 6.600 \AA . En consecuencia, ha sido necesario considerar también el espectro de segundo orden que, aunque es unos siete ordenes de magnitud más débil debido a la pérdida de luminosidad en ese orden para el espectrógrafo empleado (Borovicka, 2001), nos proporciona una buena aproximación al espectro en el intervalo de 3.500 y 5000 \AA . Uniendo ambos componentes se llega al espectro calibrado que se muestra en la figura 3.27.

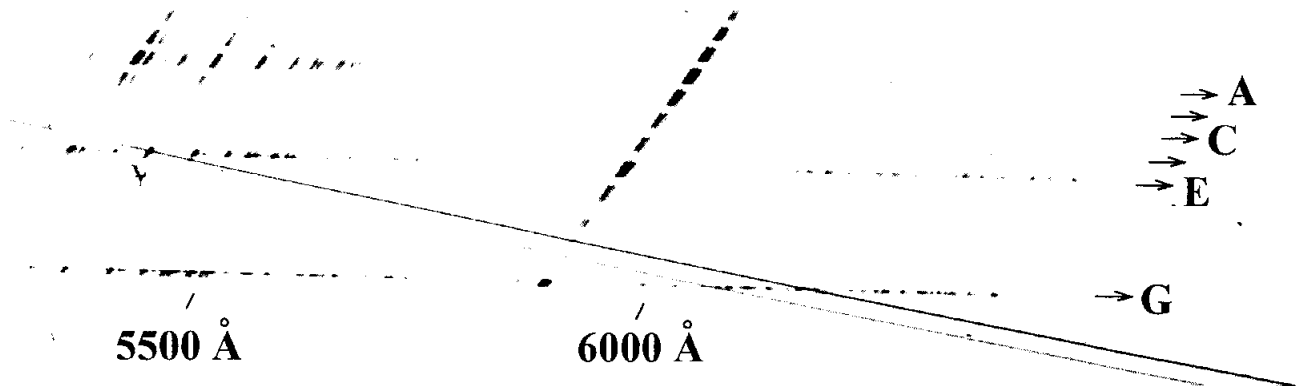


Figura 3.26. Primer orden del espectro SPO3r donde aparecen los diferentes tramos en que fue escaneado y el intervalo de longitudes de onda cubierto. El orden de los tramos fue idéntico sobre el espectro de segundo orden.

En la tabla 3.12 se proporcionan las abundancias obtenidas en seis tramos. Al ser un espectro de red con mayor resolución ha sido posible estimar las abundancias de algunos elementos minoritarios como Ti y Ni.

Segmento	T ±100 (K)	Ca (×10 ⁻³)	Mn (×10 ⁻⁴)	Ti (×10 ⁻⁴)	Mg	Na	Cr (×10 ⁻³)	Ni (×10 ⁻³)
A	4700	21	72	23	1,16	0,09	5	9
B	4600	44	53	28	1,19	0,09	12	22
C	4600	39	51	25	0,89	0,09	7	11
D	4600	39	76	19	0,89	0,09	4	29
E	4900	32	97	20	1,14	0,07	4	23
G	4600	40	84	-	-	0,07	7	29
Promedio abundancias		36	72	22	1,05	0,08	7	21
Desviación estándar (σ)		8	18	4	0,15	0,01	3	9

Tabla 3.12.- Cociente de abundancias relativas al Si para los diversos segmentos del espectro SPO3r. Los segmentos saturados por la luminosidad del bólido fueron eliminados del análisis.

En términos generales se aprecia como al mejorar significativamente la resolución de este espectro comparado al de prisma del mismo bólido (SPO3), la dispersión de las medidas se reduce significativamente. Resulta destacable comparar la extraordinaria similitud (excepto en algún elemento minoritario como Ca y Cr) entre las abundancias obtenidas del espectro SPO3 y SPO3r (compárense tablas 3.11 y 3.12), aspecto que será tratado con más detalle en la discusión.

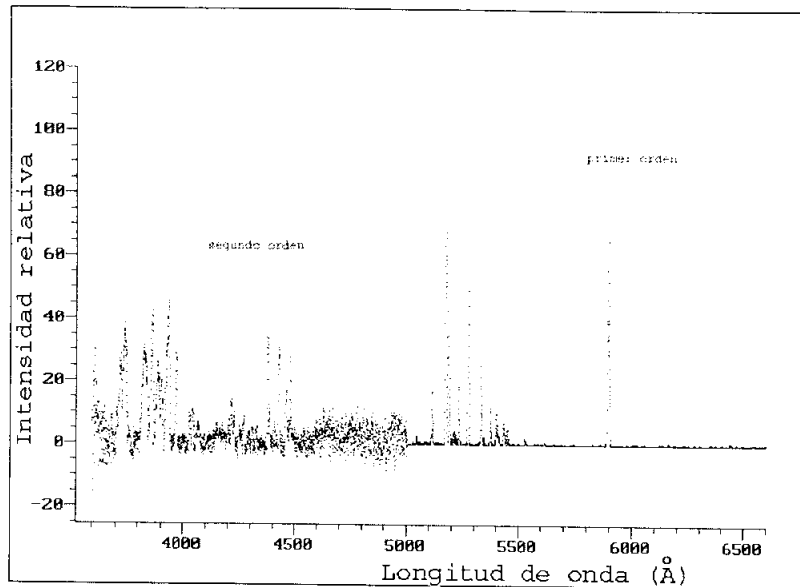


Figura 3.27. Preparación del espectro calibrado SPO3r en el tramo A. Aparecen unidos el primer y segundo orden en 5.000 Å para completar el rango de longitudes de onda previo a su análisis de abundancias. Nótese el mayor ruido de la señal en el tramo cubierto por el segundo orden entre 3.700 y 5.000 Å.

3.4.1.4. EL ESPECTRO: SPO4.

Este espectro corresponde al bólido EN 90011 registrado desde varias estaciones de la *European Fireball Network* el 20 de mayo de 1974 a las 4h24m23s \pm 4s T.U. Los datos de la trayectoria aparecen en la tabla 3.13.

Datos trayectoria	
Altura inicio (Km)	102,11
Altura final (Km)	79,76
Velocidad inicial (km/s)	57,1
Velocidad final (km/s)	56,5
Radiante geocéntrico (1950.00)	$\alpha=302,17\pm 0,14^\circ$ $\delta=+24,26\pm 0,03^\circ$
Ángulo cenital (z_R)	41,9°

Tabla 3.13.- Datos de la trayectoria del bólido SPO4. La precisión es el ultimo dígito excepto cuando se indica expresamente (Borovicka, 2001).

De la trayectoria registrada desde varias estaciones fotográficas se obtuvo la órbita heliocéntrica de la partícula que no está asociado a ningún enjambre meteórico conocido aunque su alta inclinación hace pensar en un origen cometario (tabla 3.14).

Elementos orbitales (1950.00)	
Semieje mayor (U.A)	12,9±3,7
Excentricidad	0,928±0,021
Distancia perihélica (U.A)	0,39±0,01
Argumento del perihelio ω (°)	214,2±0,5
Longitud del nodo ascendente Ω (°)	58,4491±0,0004
Inclinación (°)	103,97±0,22°

Tabla 3.14.- Elementos orbitales del meteoroide progenitor del bólido SPO4 (Borovicka, 2001).

El espectro se muestra en la figura 3.28 y como se aprecia tiene bastante resolución para bajas longitudes de onda (en concreto para 4.000 Å es de 136 Å/mm). Por el contrario en longitudes de onda altas su resolución es bastante peor como es de esperar para un espectro de prisma, aumentando hasta 562 Å/mm en torno a 6.000 Å.

SPO4

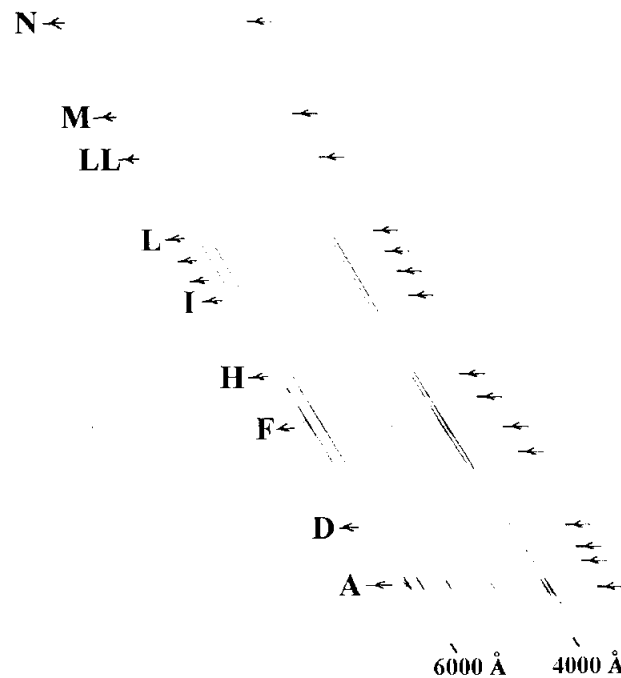


Figura 3.28. Espectro SPO4 donde se indican los diferentes tramos a lo largo de la trayectoria en donde fue escaneado y las longitudes de onda correspondientes.

Para el análisis de abundancias se calculó el ángulo de incidencia dado que eran conocidas las coordenadas de la trayectoria y de la estación fotográfica. Sin embargo la magnitud absoluta del bólido no pudo ser estimada. Por ello, al igual que en otros casos, se ha asumido el valor típico de $A=1 \cdot 10^9$. Para ese valor se obtiene de la ecuación (2.71) una masa fotométrica de 2 ± 1 g. Con esos valores se han obtenido las abundancias en cada tramo mostradas en la tabla 3.15. En el segmento más brillante (A) se ajustaron los límites superiores de abundancias de algunos elementos minoritarios, obteniendo: $[Ni] \approx (3 \pm 1) \cdot 10^{-2}$ y $[Ti] \approx (16 \pm 6) \cdot 10^{-4}$.

Segm.	Altura $\pm 0,3$ (km)	A.i.	Magn. Abs. ± 1	T ± 100 (K)	Ca ($\times 10^{-3}$)	Mn ($\times 10^{-4}$)	Mg	Na	Cr ($\times 10^{-4}$)	Fe
Z	78	46	-1,5	4300	25	84	0,60	0,07	59	-
A	79	46	-5,9	4800	44	86	1,06	0,13	34	0,82
B	80	45	-3,1	4400	15	63	0,64	0,06	101	0,76
C	81	45	-3,0	4400	-	98	0,73	0,06	93	0,90
D	82	44	-3,2	4200	34	73	0,48	0,10	91	0,90
E	84	43	-3,8	4200	61	24	0,85	0,12	57	0,99
F	85	43	-5,1	4500	7	48	0,85	0,00	11	0,99
G	86	42	-3,6	4300	73	25	0,77	0,15	20	0,90
H	87	42	-3,0	4200	26	72	0,61	0,11	59	0,82
I	90	41	-2,3	4100	70	60	0,47	0,11	61	0,82
J	91	40	-2,3	4200	75	37	0,31	0,10	66	0,90
K	92	40	-3,0	4200	67	24	0,37	0,13	30	0,90
L	93	39	-2,7	4100	10	48	0,47	0,10	61	0,99
LL	95	38	-2,0	4100	18	58	0,58	0,09	55	0,90
M	96	38	-2,0	4100	15	58	0,46	0,06	110	0,99
N	97	37	-1,8	4000	11	56	0,56	0,04	101	0,99
Promedio abundancias					37	57	0,61	0,09	63	0,91
Desviación estándar (σ)					26	23	0,20	0,04	30	0,07

Tabla 3.15.- Cociente de abundancias relativas al Si para los diversos segmentos del espectro SPO4.

3.4.2. EL ESPECTRO DE UNA GEMÍNIDA (GEM).

Este espectro fue producido por un bólido procedente del enjambre meteórico de las Gemínidas aparecido el 15 de diciembre de 1961 a las 2h 47m 34s T.U. Fue registrado por el programa de doble estación desarrollado en el Observatorio de Ondrejov, siendo catalogado como CO 32611. En la tabla 3.16 se muestran los datos principales de la trayectoria del bólido.

De la trayectoria registrada desde dos estaciones fotográficas se obtuvo la órbita heliocéntrica de la partícula emparentada con el enjambre de las Gemínidas y el asteroide 1983TB Faetón (tabla 3.17).

Datos trayectoria	
Altura inicio (Km)	96,3
Altura final (Km)	56,7
Magnitud pancromática absoluta	(-6)
Velocidad inicial (km/s)	37,8
Velocidad final (km/s)	26,8
Radiante geocéntrico (1950.00)	$\alpha=113,82\pm 0,28^\circ$ $\delta=+33,54\pm 0,11^\circ$
Ángulo cenital (Z_R)	24,4°

Tabla 3.16.- Trayectoria del bólido GEM (Borovicka, 2001).

Elementos orbitales (1950.00)	GEM	Gemínidas	1983TB Faetón
Semieje mayor (U.A)	1,674±0,036	2,40	1,27133
Excentricidad	0,9168±0,0020	0,890	0,890156
Distancia perihélica (U.A)	0,1394±0,0022	0,139	0,109844
Argumento del perihelio (°)	322,63±0,39	321,7	321,8207
Longitud del nodo ascendente (°)	262,7347±0,0007	265,0	265,5874
Inclinación (°)	28,51±0,44	22,0	22,102

Tabla 3.17.- Elementos orbitales del meteoroides progenitor del bólido GEM (Borovicka, 2001) comparados con los promediados para el enjambre de las Gemínidas y para el asteroide progenitor: 1983TB Faetón.

Cabe destacar que en el espectro GEM aparece superpuesto el espectro de la estrella Polar en primer y segundo orden. Este hecho revierte especial interés pues las placas ORWO utilizadas en los años sesenta en el Observatorio de Ondrejov poseen una sensibilidad muy diferente a las AGFA utilizadas desde los años setenta. Por esa razón tal y como se describe en el apartado 3.3.3 se empleó este espectro para obtener la curva característica y la sensibilidad espectral de los espectros más antiguos aquí analizados: GEM, PER1 y PER2.

La resolución de este espectro se sitúa en torno a los 78 Å/mm. A pesar de ello este bólido probablemente no superó la magnitud -6 por lo que su imagen en la placa resulta ciertamente débil para perfilar las abundancias de algunos elementos menores, indistinguibles del ruido intrínseco de la señal. Dado que no se conoce la magnitud del bólido no se puede realizar en consecuencia una calibración absoluta. A pesar de ello se estudió el cociente de abundancias asumiendo $A=10^9$, lo que proporciona una magnitud absoluta en torno a -5. Esta proporciona una masa fotométrica de 4 ± 1 g. Tampoco se conocía el ángulo de incidencia aunque observando la imagen se decidió asumir 60° en todos los segmentos (Borovicka, 2001). Ambas aproximaciones no suponen unos cambios importantes al estudiar los cocientes de abundancias aunque sea imposible

conocer las abundancias reales. Para obtener los cocientes relativos al Si se ha tomado de nuevo el cociente típico $Fe/Si=1,16$. La tabla 3.18 muestra que se ha podido determinar a lo largo de la trayectoria los cocientes de abundancia de los componentes mayoritarios: Ca, Mn, Mg, Na y Cr.

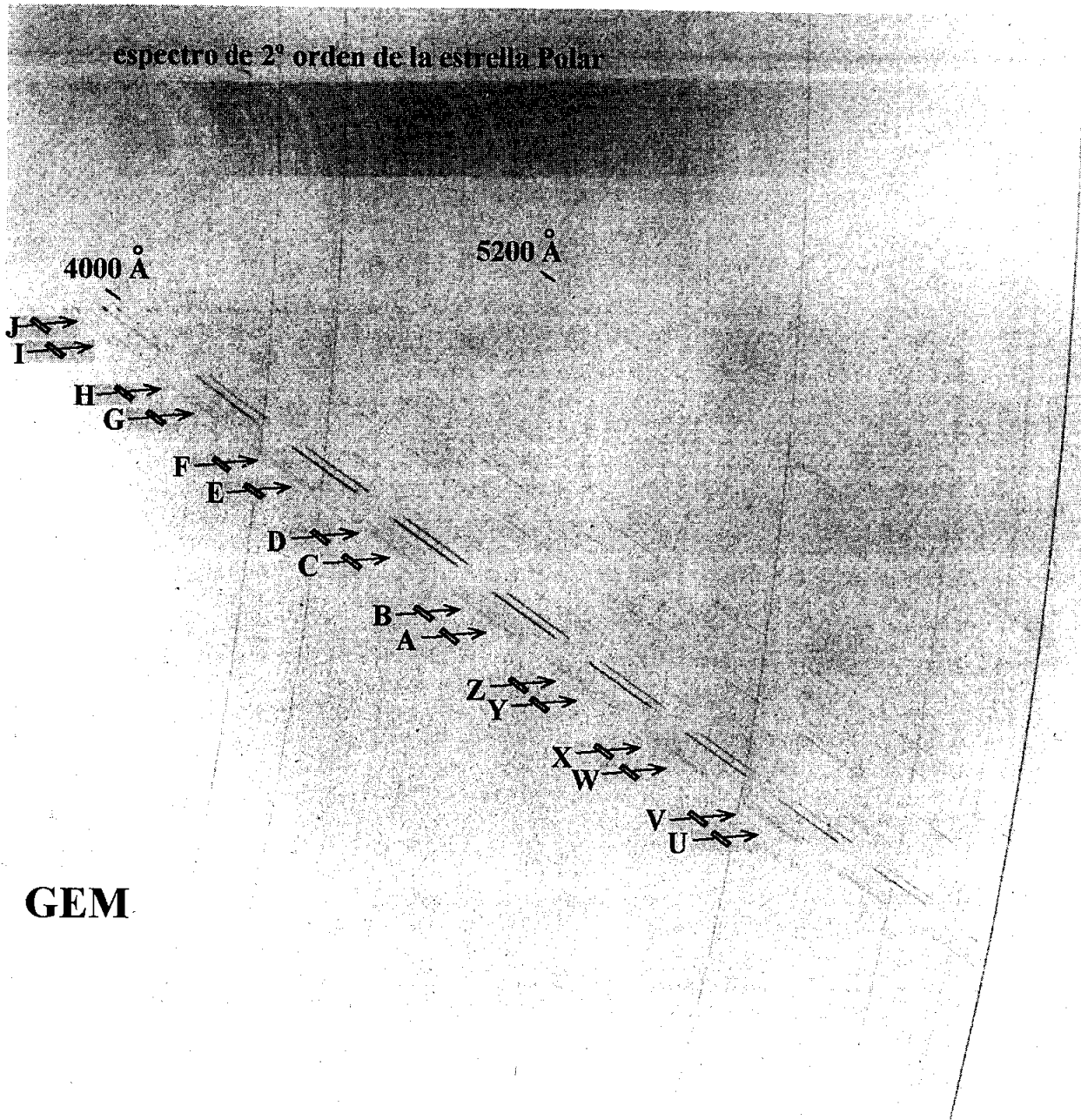


Figura 3.29.- Imagen del espectro de segundo orden de la estrella Polar. Abajo aparece cruzando la imagen en diagonal el espectro GEM originado por un bólido de la corriente de las Gemínidas asociada al asteroide Phaeton. Se indican asimismo los diferentes segmentos en que fue escaneado.

Segmento	Magnitud Abs. ± 1	T ± 100 (K)	Ca ($\times 10^{-3}$)	Mn ($\times 10^{-4}$)	Mg	Na	Cr ($\times 10^{-4}$)
A	-4,6	4200	19	42	1,04	0,07	49
B	-4,8	4200	22	66	0,92	0,09	86
C	-4,3	4200	29	40	0,92	0,10	45
D	-4,3	4200	6	27	1,05	0,06	45
E	-4,8	4200	6	40	0,90	0,06	43
F	-5,0	4200	6	14	0,81	0,12	47
G	-5,0	4300	23	55	0,94	0,08	92
H	-4,9	4300	7	29	1,11	0,11	105
I	-5,1	4300	18	42	0,83	0,11	96
J	-5,1	4500	28	71	1,00	0,10	143
L	-5,0	4400	24	72	1,00	0,14	99
LL	-5,1	4300	13	43	0,98	0,18	50
M	-5,0	4300	11	54	0,93	0,08	44
Z	-4,9	4200	5	65	0,77	0,12	83
X	-4,7	4200	12	40	0,53	0,09	45
W	-4,3	4200	16	78	0,77	0,06	84
Promedio	-	-	15	49	0,90	0,09	72
Desviación estándar	-	-	8	18	0,14	0,03	30

Tabla 3.18. Cocientes de abundancias relativos al Si para los diferentes tramos del espectro GEM.

3.4.3. EL ESPECTRO DE UNA LEÓNIDA (LEO).

Este espectro corresponde a un bólido tan brillante como la Luna llena procedente del enjambre de las Leonidas registrado desde diversas estaciones de la *European Fireball Network* el 18 de noviembre de 1980 a las 1h13m32 \pm 4 s T.U. Los principales datos sobre la trayectoria aparecen en la tabla 3.13.

Datos trayectoria	
Altura inicio (Km)	112,8
Altura final (Km)	88,6
Magnitud pancromática absoluta	-12,0 \pm 0,4
Altura máxima luminosidad (Km)	92
Velocidad inicial (km/s)	72,4
Velocidad final (km/s)	68,4
Radiante geocéntrico (1950.00)	$\alpha=154,1\pm 0,1^\circ$ $\delta=21,88\pm 0,04^\circ$
Ángulo cenital (Z_R)	56,2°

Tabla 3.19.- Datos de la trayectoria del bólido productor del espectro LEO. La precisión es el ultimo dígito excepto cuando se indica expresamente (Borovicka, 2001).

El meteoróide progenitor del espectro LEO estaba emparentado con el cometa 55P/Tempel-Tuttle tal como se aprecia en la tabla 3.20 (Borovicka, 2001).

Elementos orbitales (1950.00)	LEO	55P/Tempel-Tuttle
Semieje mayor (U.A)	13 ± 3	10,337486
Excentricidad	$0,92 \pm 0,01$	0,905531
Distancia perihélica (U.A)	$0,9845 \pm 0,0022$	0,976577
Argumento del perihelio (°)	$172,8 \pm 0,4$	172,4988
Longitud del nodo ascendente (°)	$235,4485 \pm 0,0005$	235,2583
Inclinación (°)	$162,2 \pm 0,5$	162,486

Tabla 3.20.- Elementos orbitales del meteoróide progenitor del bólido LEO (Borovicka, 2001) comparados con los elementos orbitales del cometa 55P/Tempel-Tuttle calculados por Nakano (1998).

Las imágenes all-sky tomadas desde varias estaciones permitieron calcular además de su trayectoria atmosférica y órbita heliocéntrica, su magnitud fotográfica absoluta ($M_f = -12$). Debido a su luminosidad similar a la de la Luna el espectro en su tramo intermedio aparece claramente saturado por lo que esa región no ha podido ser analizada (véase fig 3.30). Sin embargo los tramos inicial y final son de bastante calidad por lo que ha sido posible en ellos el cálculo de abundancias. La resolución de este espectro es de 196 \AA/mm en torno a 4000 \AA y de 417 \AA/mm sobre los 6000 \AA . Como se aprecia, en la figura 3.30 aparece un continuo térmico que satura los segmentos más brillantes.

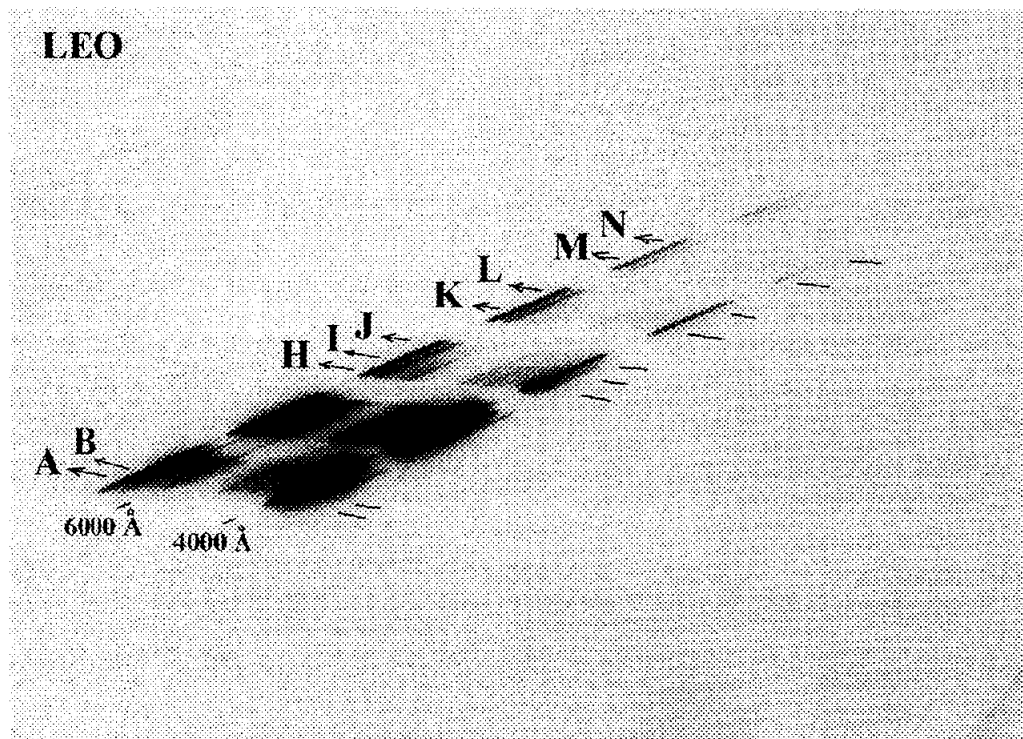


Figura 3.30. Espectro LEO indicando los diferentes segmentos en los que ha sido escaneado.

Por otro lado para ajustar la constante A de calibración debe considerarse que la saturación en la intensidad de las líneas de Ca II incrementa la magnitud fotográfica respecto a la que tuvo realmente. Por ello la calibración se realiza eliminando el incremento de magnitud atribuible a esas líneas, estimado con *SERVISP*. En la práctica se restaron 1.5 magnitudes a la magnitud fotográfica, realizándose la calibración únicamente en los segmentos no saturados (Borovicka, 2001). Teniendo en cuenta este efecto se estimó que la constante de calibración que mejor ajustaba a la magnitud del bólido era $A=6 \cdot 10^9$. A partir de ese valor se realizó la calibración absoluta, obteniéndose las magnitudes en cada tramo que se indican en la tabla 3.21. A partir de ella y una vez ajustada la temperatura a cada uno de los segmentos se obtuvieron las abundancias referidas al Si también recogidas en la tabla 3.21. De la magnitud alcanzada por el bólido en la desintegración final se deduce una masa fotométrica de 250 ± 90 g. En los segmentos A y B también se ajustaron los límites superiores de abundancias de algunos elementos minoritarios, obteniendo: $[Ni] \approx (5 \pm 2) \cdot 10^{-2}$ y $[Ti] \approx (20 \pm 5) \cdot 10^{-4}$.

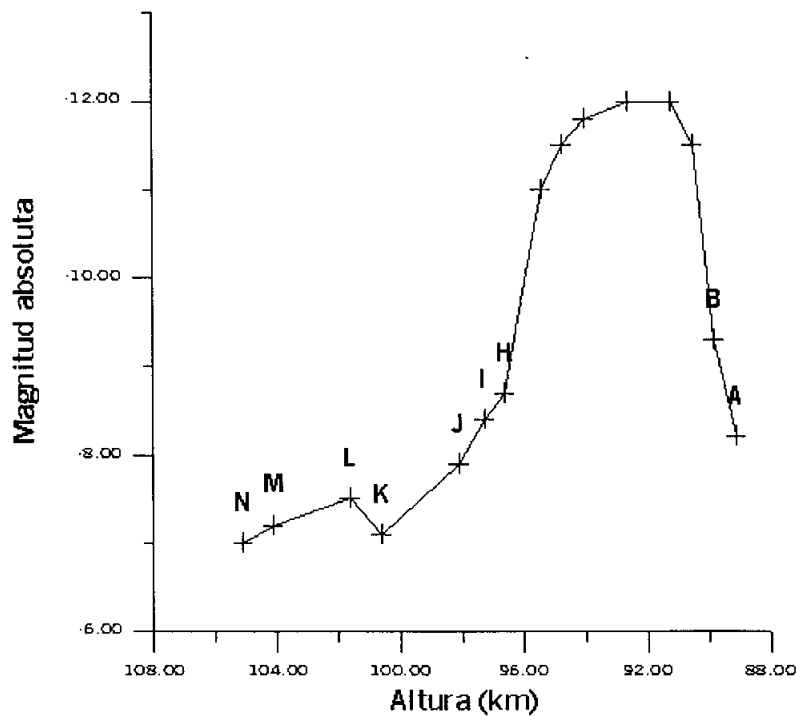


Figura 3.31.- Magnitud absoluta del bólido vs. altura donde se indican los tramos en que fue posible el análisis de abundancias. Se aprecia claramente la brillante fulguración en la que el meteoroides se desintegra en torno a 92 km sobre la superficie terrestre.

Segm	Altura ±0,3 (km)	A.I.	Magn. Abs. ±1	T ±100 (K)	Ca (×10 ⁻³)	Mn (×10 ⁻⁴)	Mg	Na	Cr (×10 ⁻⁴)	Fe
A	89,1	68,5	-8,2	5600	-	29	1,46	0,03	31	1,22
B	89,8	68,0	-9,3	5700	51	54	1,93	0,06	47	1,39
H	96,6	64,0	-8,7	5000	-	49	0,90	0,08	-	0,75
I	97,3	63,0	-8,4	4800	12	96	0,63	0,11	37	0,75
J	98,1	62,0	-7,9	5000	57	58	0,49	0,09	37	0,70
K	100,6	61,0	-7,1	4800	20	105	0,71	0,07	4	0,70
L	101,6	60,0	-7,5	4700	18	74	0,51	0,10	24	0,75
M	104,1	59,0	-7,2	4500	70	73	0,73	0,09	20	0,75
N	105,1	58,0	-7,0	4400	12	95	0,59	0,08	16	0,75
Promedio abundancias					26	73	0,79	0,08	36	0,81
Desviación estándar (σ)					20	25	0,48	0,02	14	0,26

Tabla 3.21.- Cociente de abundancias relativas al Si para los diversos segmentos del espectro LEO. Los segmentos saturados por las líneas brillantes y el continuo fueron eliminados del análisis.

3.4.4. ESPECTRO DE UN BÓLIDO DE LAS ANDROMEDIDAS (AND).

Este bólido puede haber sido producido por un fragmento del extinto cometa Biela 1852 III (Cep-lecha, 1977) aunque se comprueba a continuación que la asociación es bastante incierta. Fue registrado desde varias estaciones de la *European Fireball Network* el 9 de octubre de 1977, siendo catalogado como EN 81077. Los datos de la trayectoria seguida en la atmósfera se indican en la tabla 3.22.

Datos trayectoria	
Altura inicio (Km)	93,9
Altura final (Km)	56,8
Magnitud absoluta	-8,9
Altura máxima luminosidad (Km)	66,1
Velocidad inicial (km/s)	24,3
Velocidad final (km/s)	17,7
Radiante geocéntrico (1950.00)	$\alpha=7,56\pm0,21^\circ$ $\delta=9,4\pm0,3^\circ$
Ángulo cenital (Z_R)	$40,6\pm0,3^\circ$

Tabla 3.22.- Datos de la trayectoria del bólido AND. La precisión es el último dígito excepto cuando se indica expresamente (Cep-lecha, 1983).

De la trayectoria registrada desde varias estaciones fotográficas (tabla 3.22) se obtuvo la órbita heliocéntrica de la partícula de donde se deduce el parentesco orbital del meteoróide progenitor con el extinto cometa P/Biela desintegrado en 1846 y observado por última vez en 1852 (Belyaev et al., 1986). El enjambre meteórico de las Bié-lidas,

también llamadas Andromedidas por provenir de esa constelación, fue muy activo en el siglo XIX pero ha sido dispersado por perturbaciones gravitatorias especialmente debido

a su baja inclinación orbital. En la actualidad sólo se suelen detectar algunos bólidos procedentes de este enjambre aunque sus órbitas difieren significativamente de su cuerpo progenitor (véase tabla 3.23) debido a las perturbaciones planetarias sufridas (Roggemans, 1987). Cabe destacar que si bien la órbita AND puede recordar vagamente la del enjambre meteórico de las Andromedidas lo cierto es que el criterio D expresado en forma de probabilidad (Porubcan, 1968) indica nula posibilidad de asociación. Por ello no se puede descartar que AND no tenga de hecho más que un origen esporádico. Como indica Jenniskens (1998) el periodo de transición de los meteoroides asociados a un enjambre de baja inclinación orbital hasta convertirse en esporádicos puede ser muy pequeño, de tan sólo unas pocas revoluciones al Sol. En el caso de que AND fuese producido por un fragmento del extinto cometa P/Biela en el momento de su colisión con la Tierra habría perdido por completo su parentesco.

Elementos orbitales (1950.00)	AND	Andromedidas	Biela 1852 III
Semieje mayor (U.A)	2,9	3,53	3,52
Excentricidad	0,8	0,76	0,756
Distancia perihélica (U.A)	0,39±0,01	0,86	0,861
Argumento del perihelio (°)	261,2 ±0,4	222	223,2
Longitud del nodo ascendente (°)	195,065 ±0,001	247	247,3
Inclinación (°)	3,87±0,23	13	12,6

Tabla 3.23.- Elementos orbitales del meteoroides progenitor del bólido AND (Ceplecha, 1977).

Al ser un espectro de prisma presenta como es usual mayor resolución para menores longitudes de onda (concretamente 140 Å/mm en 4.000 Å y 550 Å/mm para 6.000 Å). Como se aprecia en la figura 3.32 el espectro está bien enfocado en ambas regiones, presentando muchas líneas en las fulguraciones ocurridas en los tramos más brillantes.

Teniendo en cuenta la magnitud del bólido, conocida con precisión a partir de imágenes all-sky, se estimó que la constante de calibración que mejor ajustaba a la magnitud del bólido era $A=1,5 \cdot 10^9$. A partir de la magnitud en el tramo más brillante se deduce de la ecuación de Verniani (2.71) una masa fotométrica de 4 ± 1 kg. Las abundancias obtenidas para los elementos mayoritarios se muestran en la tabla 3.24. En los segmentos A y G también fue posible ajustar los límites superiores de abundancias de algunos elementos minoritarios, obteniendo: $[Ni] \approx (20 \pm 8) \cdot 10^{-3}$ y $[Ti] \approx (20 \pm 6) \cdot 10^{-4}$.

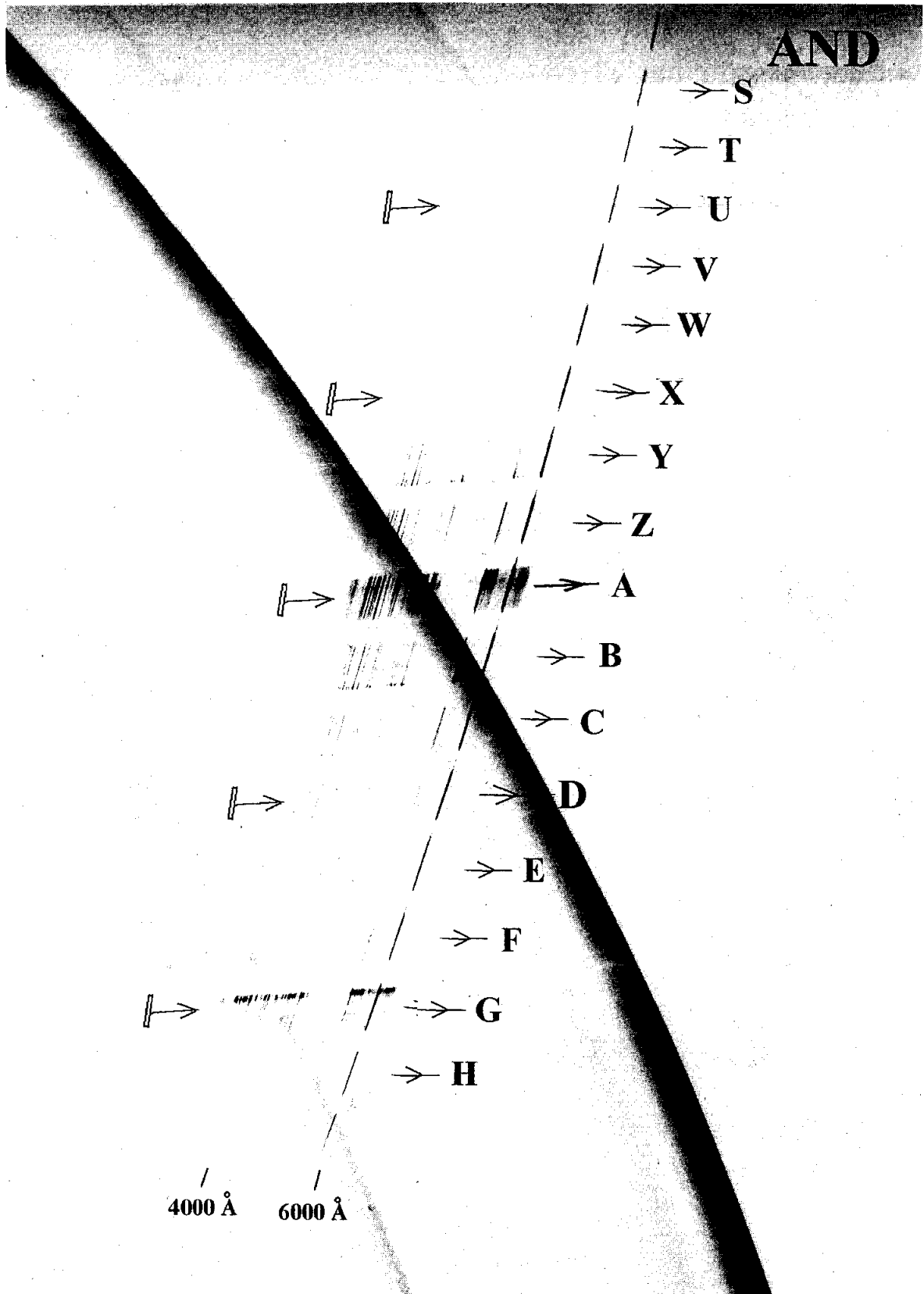


Figura 3.32. Espectro AND en donde aparecen señalados los diferentes tramos donde fue escaneado y el rango de longitudes de onda cubierto.

Segm	Altura ±0,3 (km)	A.I.	Magn. Abs. ±0,1	T ±100 (K)	Ca (×10 ⁻³)	Mn (×10 ⁻³)	Mg	Na	Cr (×10 ⁻³)
S	80,9	34,4	-5,0	4300	9	4	0,78	0,10	6
T	78,7	35,6	-4,8	4200	18	6	0,68	0,11	6
U	76,6	36,8	-5,0	4300	9	3	0,44	0,07	6
V	74,6	38,0	-5,2	4250	18	8	0,73	0,07	12
W	72,7	39,3	-5,5	4300	13	8	0,87	0,11	6
X	70,9	40,5	-5,5	4100	13	6	0,94	0,07	4
Y	69,2	41,8	-5,9	4200	9	9	0,75	0,11	9
Z	67,6	43,0	-6,5	4300	19	10	1,04	0,15	10
A	66,1	44,3	-9,0	4300	21	9	1,31	0,26	10
B	64,7	45,5	-6,1	4300	17	10	1,02	0,18	13
C	63,4	46,8	-6,4	4200	16	10	1,10	0,16	6
D	62,1	48,0	-5,7	4200	13	9	0,90	0,09	10
E	61,9	49,3	-5,6	4100	14	12	0,87	0,05	6
F	60,6	50,5	-5,8	4100	9	8	0,87	0,03	13
G	59,4	51,8	-6,2	4200	9	4	0,90	0,27	6
H	58,8	53,0	-4,7	3950	8	6	0,40	0,10	5
Promedio abundancias					14	8	0,85	0,12	8
Desviación estándar (σ)					4	3	0,24	0,07	3

Tabla 3.24.- Cociente de abundancias relativas al Si para los diversos segmentos del espectro AND. Nótese que la fulguración detectada en el segmento A lleva consigo un incremento de abundancias de los principales elementos.

3.4.5. ESPECTROS DE PERSEIDAS.

El enjambre meteórico de las Perseidas está asociado al cometa 109P/Swift-Tuttle. La Tierra atraviesa los meteoroides de este enjambre durante las primeras tres semanas del mes de agosto, un periodo estival cubierto ampliamente por las redes fotográficas del hemisferio norte. Esta razón ha facilitado la obtención de abundante información orbital y espectros de los miembros de este enjambre (Borovicka & Betlem, 1997). A continuación se presentan los datos obtenidos de cinco espectros de brillantes bólidos de este enjambre fotografiados desde el Observatorio de Ondrejov entre 1962 y 1970.

3.4.5.1. LA PERSEIDA PER1.

Este espectro de prisma corresponde a un bólido producido por un meteoroides del enjambre de las Perseidas aparecido el 2 de agosto de 1962 a las 23h05m05±03s T.U. Fue registrado en un programa en doble estación desarrollado desde el Observatorio de Ondrejov, asignándole el código CO 34731. Los datos de la trayectoria seguida en la atmósfera se indican en la tabla 3.25.

Datos trayectoria	
Altura inicio (Km)	106,4
Altura final (Km)	86,6
Velocidad inicial (km/s)	59,9
Velocidad final (km/s)	59,2
Radiante geocéntrico (1950.00)	$\alpha=34,7\pm 2,6^\circ$ $\delta=55,96\pm 0,02^\circ$
Ángulo cenital (z_R)	46,3°

Tabla 3.25.- Datos de la trayectoria y el radiante del bólido PER1 (Borovicka, 2001).

De la trayectoria registrada, el radiante y su velocidad geocéntrica se obtuvo la órbita heliocéntrica de la partícula de donde se deduce el parentesco orbital del meteoróide progenitor con el cometa 109 P/Swift-Tuttle (véase tabla 3.26). Aplicando el criterio D y expresándolo en forma de probabilidad como introdujo Porubcan (1968) (véase tabla 2.2) se obtiene que la asociación es segura al 100%.

Elementos orbitales (1950.00)	PER1	Perseidas	109P/Swift-Tuttle
Semieje mayor (U.A)	23±10	23,8	26,32
Excentricidad	0,96±0,02	0,953	0,960
Distancia perihélica (U.A)	0,95±0,02	0,953	0,958
Argumento del perihelio (°)	150,3 ±4,3	151,7	153,0
Longitud del nodo ascendente (°)	129,984 ±0,007	139,0	139,5
Inclinación (°)	111,7±0,4	113,7	113,4

Tabla 3.26.- Elementos orbitales del meteoróide progenitor del bólido PER1 (Borovicka, 2001), comparados a los elementos orbitales medios del enjambre de las Perseidas y del cometa 109P/Swift-Tuttle (Jenniskens et al., 1998).

Los tramos en que el espectro fue escaneado se detallan en la figura 3.33. La resolución de este espectro varía desde 125 Å/mm para 4.000 Å hasta 580 Å/mm para 6.000 Å. Para el cálculo de abundancias no se pudo realizar una calibración absoluta ya que se desconoce la magnitud absoluta del bólido. Sin embargo, se obtuvieron los cocientes de abundancia asumiendo un valor del ángulo de incidencia de 40° respecto a la estación fotográfica y un valor típico de la constante de calibración $A=10^9$. La magnitud aproximada en el tramo final fue -4 que equivale a una masa fotométrica de unos 0,2 g. El espectro no fue de suficiente calidad como para estimar las abundancias relativas de elementos minoritarios como Ti, Ni ó Co. Los resultados obtenidos se muestran en la tabla 3.27.

PER1

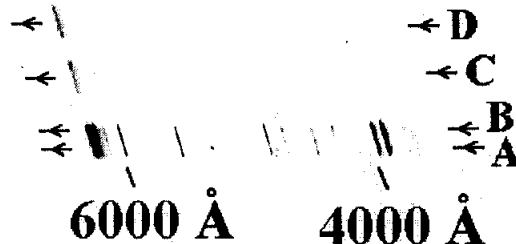


Figura 3.33. El espectro PER1 mostrando los cuatro tramos en que fue analizado.

Segmento	T ± 100 (K)	Ca ($\times 10^{-2}$)	Mn ($\times 10^{-4}$)	Mg	Na	Cr ($\times 10^{-4}$)	Fe
A	4500	8	41	0,84	0,07	16	0,76
B	4300	3	39	1,24	0,09	6	0,98
C	4200	3	10	1,49	0,11	12	0,95
D	4100	2	9	0,91	0,07	6	0,74
Promedio abundancias		4	16	1,08	0,08	10	0,84
Desviación estándar (σ)		3	7	0,30	0,02	5	0,13

Tabla 3.27. Cociente de abundancias relativas al Si para los diversos segmentos del espectro PER1.

3.4.5.2. LA PERSEIDA PER2.

Este bólido fue producido por un meteoroides del cometa 109 P/Swift-Tuttle que encontró la Tierra el 12 de agosto de 1967. La trayectoria en la atmósfera de este bólido catalogado como CO 60121 aparece en la tabla 3.28.

Datos trayectoria	
Altura inicio (Km)	101,1
Altura final (Km)	80,6
Velocidad inicial (km/s)	59,9
Velocidad final (km/s)	59,8
Radiante geocéntrico (1950.00)	$\alpha=38,16 \pm 0,24^\circ$ $\delta=57,17 \pm 0,03^\circ$
Ángulo cenital (z_R)	42,4°

Tabla 3.28.- Datos de la trayectoria y el radiante del bólido PER2. (Borovicka, 2001).

De la trayectoria registrada, el radiante y su velocidad geocéntrica se obtuvo la órbita heliocéntrica de la partícula de donde se deduce el parentesco orbital del meteoróide progenitor con el cometa 109 P/Swift-Tuttle (véase tabla 3.29). De hecho, aplicando el criterio D se obtiene un 80 % de probabilidad de asociación.

Elementos orbitales (1950.00)	PER2
Semieje mayor (U.A)	11±9
Excentricidad	0,91±0,08
Distancia perihélica (U.A)	0,9955±0,0013
Argumento del perihelio (°)	164,4 ±0,9
Longitud del nodo ascendente (°)	139,3045 ±0,0006
Inclinación (°)	112,5±0,6

Tabla 3.29.- Elementos orbitales del meteoróide progenitor del bólido PER2 (Borovicka, 2001).

No se pudo recopilar la magnitud absoluta del bólido por lo que sólo ha sido posible realizar una calibración relativa del espectro. Además ésta sólo pudo realizarse sobre último tramo de la trayectoria en la que el meteoróide se desintegró produciendo un brillante destello (véase figura 3.34) puesto que el espectro es muy débil en el resto de tramos. Durante esa fulguración la magnitud del meteoró fue en torno a -6 que proporciona una masa fotométrica aproximada de poco más de un gramo.

PER2

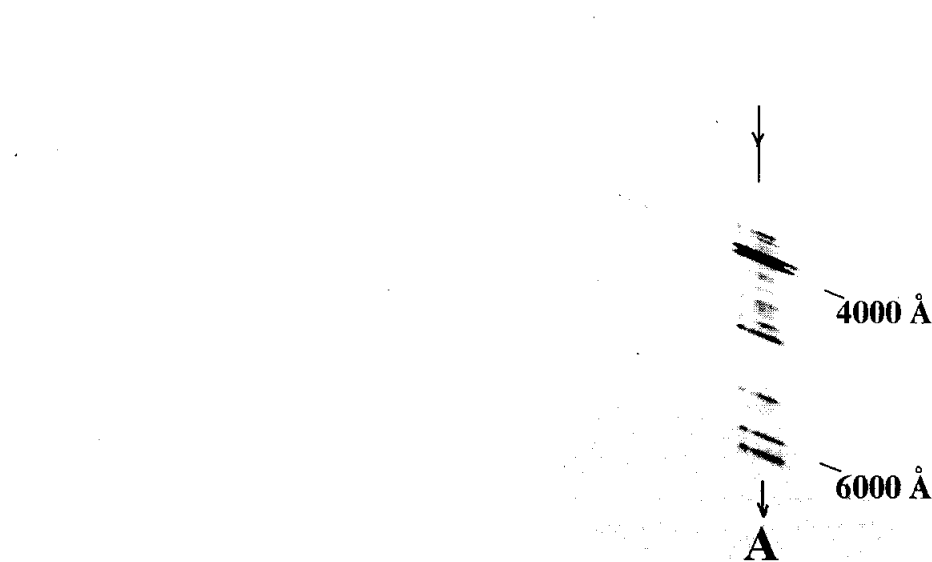


Figura 3.34. Espectro PER2 donde se aprecia la fulguración final asociada a la desintegración del meteoróide progenitor. Es en esa región donde se han obtenido las abundancias químicas aproximadas.

La resolución de este espectro varía desde 132 Å/mm para 4.000 Å hasta 591 Å/mm para 6.000 Å. Los resultados obtenidos del cálculo de abundancias en el tramo final asumiendo un ángulo de incidencia de 60° se muestran en la tabla 3.30. Se puede destacar que este meteoroides al desintegrarse evidenció un pobre contenido en Na comparado al que se deduce de espectros de otras Perseidas tales como PER1. Abe et al. (2000) y Borovicka (2001) apuntan a la posibilidad de que la ablación del Na empiece bastante antes que la de otros elementos. Eso explicaría el hecho constatado de que la abundancia relativa del Na decrece progresivamente conforme el meteoroides profundiza en la atmosfera (Borovicka, 2001).

Segmento	T ±100 (K)	Ca (×10 ⁻³)	Mn (×10 ⁻⁴)	Ti (×10 ⁻⁴)	Mg	Na (×10 ⁻²)	Cr (×10 ⁻⁴)	Fe
A	4400	18±9	29±14	18±7	0,9±0,4	4±2	8±4	0,7±0,3

Tabla 3.30.- Cociente de abundancias relativas al Si para el último tramo del espectro PER2, donde la brillante fulguración presumiblemente se deba a la desintegración completa del meteoroides incidente. Se asumen errores del mismo orden a los obtenidos en otros espectros.

3.4.5.3. LA PERSEIDA PER3.

Este bólido fue registrado por la *European Fireball Network* el 11 de agosto de 1969 a las 23h28m58s T.U. Se trata de una Perseida catalogada como EN 69721, cuya trayectoria y elementos orbitales se muestran en las tablas siguientes (Borovicka, 2001).

Datos trayectoria	PER3
Altura inicio (Km)	96,10
Altura final (Km)	83,27
Velocidad inicial (km/s)	60,9
Velocidad final (km/s)	58,7
Radiante geocéntrico (1950.00)	$\alpha=44,09\pm0,19^\circ$ $\delta=57,30\pm0,05^\circ$
Ángulo cenital (z _R)	43,5°

Tabla 3.31.- Datos de la trayectoria y el radiante del bólido PER3 (Borovicka, 2001).

La órbita heliocéntrica obtenida a partir del registro de la trayectoria desde tres estaciones fotográficas (tabla 3.32) confirma su asociación con el cometa 109P/Swift-Tuttle cuyos elementos orbitales aparecen en la tabla 3.26. Esto viene corroborado por el criterio D del que se obtiene una asociación segura al 100% con el enjambre de las Perseidas.

Elementos orbitales	PER3
Semieje mayor (U.A)	18,8±7,4
Excentricidad	0,949±0,019
Distancia perihélica (U.A)	0,950±0,009
Argumento del perihelio (°)	150,7±2,1
Longitud del nodo ascendente (°)	138,722±0,003
Inclinación (°)	114,3±0,3°

Tabla 3.32.- Elementos orbitales del meteoroido progenitor del bólido PER3 (Borovicka, 2001).

PER3

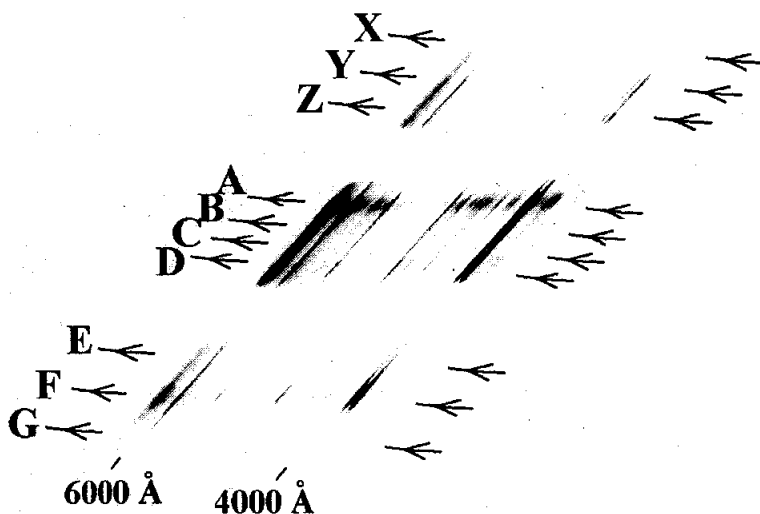


Figura 3.35. Espectro PER3 donde se indican los diversos segmentos en donde fue escaneado para obtener las abundancias químicas aproximadas.

La resolución de este espectro varía desde 140 Å/mm para 4.000 Å hasta 550 Å/mm para 6.000 Å. Nuevamente el ángulo de incidencia del bólido era desconocido por lo que se decidió asumir un ángulo de 45°. La magnitud del bólido también era

desconocida por lo que se volvió a tomar el valor típico de la constante de calibración: $A=10^9$. Para ese valor se obtuvo mediante *SERVISP* una magnitud máxima de -7 en el tramo más brillante, correspondiente al penúltimo tramo del recorrido (véase fig. 3.35), lo que es aceptable dentro de un rango de ± 1 magnitudes (Borovicka, 2001). A partir de ella se obtiene una masa fotométrica de 4 ± 1 g. Las abundancias relativas obtenidas se muestran en la tabla 3.33.

Segmento	Altura $\pm 0,5$ (km)	Magn. Aprox. ± 1	T ± 100 (K)	Ca ($\times 10^{-3}$)	Mn ($\times 10^{-4}$)	Mg	Na	Cr ($\times 10^{-3}$)	Fe
X	89,5	-2,7	4700	20	82	0,69	0,05	18	0,82
Y	89,0	-3,4	4400	36	48	0,69	0,07	6	0,71
Z	88,5	-2,9	4400	20	38	0,87	0,06	3	0,71
A	87,1	-7,3	4400	13	65	1,60	0,07	1	0,66
B	86,7	-4,4	4400	18	118	0,76	0,14	10	1,10
C	86,2	-4,0	4500	21	64	0,87	0,07	6	0,99
D	85,7	-4,1	4400	64	121	0,64	0,07	21	1,65
E	84,7	-2,8	4400	45	106	0,73	0,06	16	1,65
F	84,0	-4,0	4200	14	60	0,47	0,11	11	0,76
G	83,5	-2,9	4200	20	73	0,86	0,06	15	0,99
Promedio abundancias				27	78	0,85	0,08	11	0,91
Desviación estándar (σ)				16	29	0,36	0,03	7	0,37

Tabla 3.33.- Cociente de abundancias relativas al Si para los diversos segmentos del espectro PER3.

3.4.5.4. LA PERSEIDA PER4.

Este bólido fue registrado por la *European Fireball Network* el 11 de agosto de 1969 a las 21h06m T.U, siendo catalogado como EN 69771. La trayectoria atmosférica y los elementos orbitales que definen su órbita heliocéntrica se muestran en las tablas 3.34 y 3.35 (Borovicka, 2001).

Datos trayectoria	PER4
Altura inicio (Km)	104,2
Altura final (Km)	91,6
Magnitud absoluta	-10 ± 1
Velocidad inicial (km/s)	60,7
Velocidad final (km/s)	57,6
Radiante geocéntrico (1950.00)	$\alpha = 45,4 \pm 1,3^\circ$ $\delta = 57,22 \pm 0,12^\circ$
Ángulo cenital (z_R)	$60,10^\circ$

Tabla 3.34.- Datos de la trayectoria del bólido PER4. La precisión queda implícita en la última cifra significativa excepto cuando se indica expresamente (Borovicka, 2001).

De la trayectoria registrada desde tres estaciones fotográficas se obtuvo la órbita heliocéntrica de la partícula (tabla 3.35). Del criterio D (tabla 2.2) se deduce una asociación orbital al 100 % con el enjambre de las Perseidas y el cometa progenitor 109P/Swift-Tuttle.

Elementos orbitales (1950.00)	PER4
Semieje mayor (U.A)	18,8±7,4
Excentricidad	0,949±0,019
Distancia perihélica (U.A)	0,950±0,009
Argumento del perihelio (°)	150,7±2,1
Longitud del nodo ascendente (°)	138,722±0,003
Inclinación (°)	114,3±0,3

Tabla 3.35.- Elementos orbitales del meteoroide progenitor del bólido PER4 (Borovicka, 2001).

Puede apreciarse en la figura 3.36 que el espectro PER4 aún siendo de prisma es de gran calidad. De hecho su resolución es de 97 Å/mm para 4.000 Å aunque aumenta hasta 425 Å/mm para 6.000 Å.

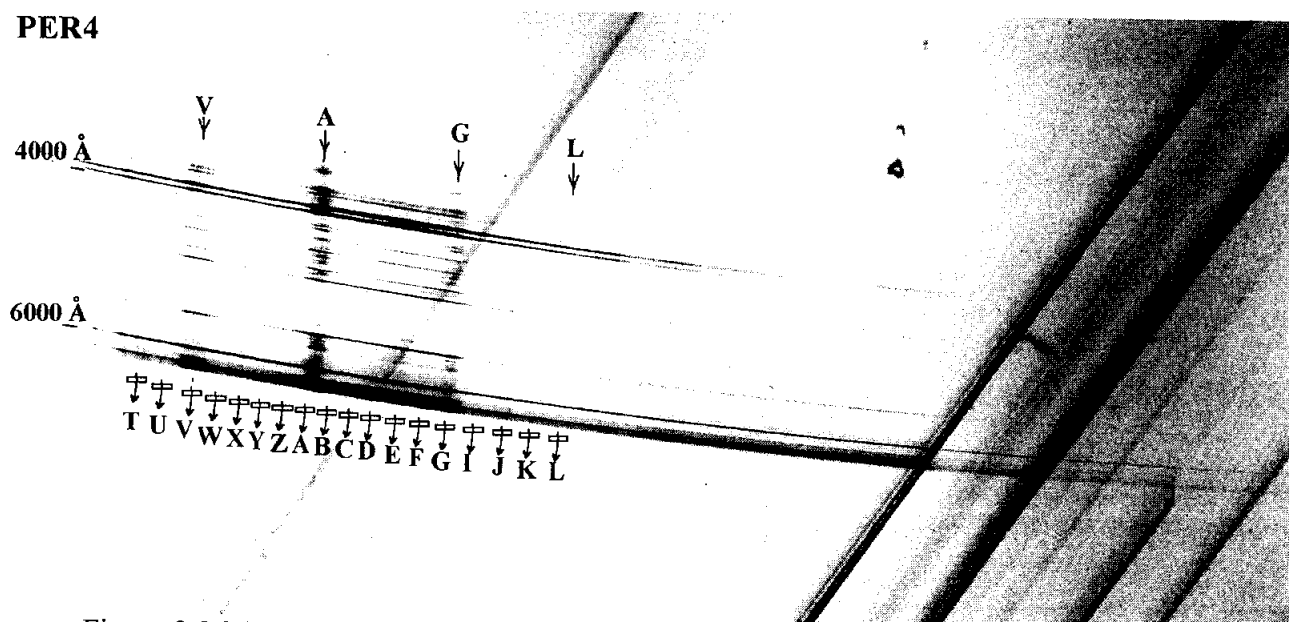


Figura 3.36. Espectro PER4 donde se indican los diversos tramos en donde fue escaneado.

De la trayectoria atmosférica seguida por el bólido se dedujo un ángulo de incidencia medio respecto a la estación fotográfica de 60°. La magnitud del bólido era desconocida por lo que se volvió a asumir el valor típico de la constante de calibración $A=10^9$. Para ese valor se obtuvo mediante *SERVISP* una magnitud máxima aproximada de -9 en su tramo más brillante, lo que es aceptable dentro de un rango de ± 1 magnitudes (Borovicka, 2001). De la ecuación de Verniani (2.71) se deduce una masa

fotométrica de 29 ± 17 g. Las abundancias medias para los elementos mayoritarios se dan en la tabla 3.36. Además en los tramos más brillantes y definidos (A, E y G) pudieron ajustarse los límites superiores de abundancias de algunos elementos minoritarios, obteniendo: $[Ni] \approx (15 \pm 4) \cdot 10^{-3}$ y $[Ti] \approx (35 \pm 23) \cdot 10^{-4}$.

Segm.	Altura ± 1 (km)	Magn. Aprox. ± 1	T ± 100 (K)	Ca ($\times 10^{-3}$)	Mn ($\times 10^{-4}$)	Mg	Na	Cr ($\times 10^{-3}$)	Fe
T	92	-3,7	4200	50	84	0,65	0,06	13	1,24
U	92,4	-3,8	4100	45	62	1,58	0,13	17	1,41
V	92,8	-4,8	4300	64	51	1,17	0,12	6	0,99
W	93,2	-6,2	4200	48	35	1,21	0,18	7	1,41
X	93,6	-4,9	4200	25	28	0,55	0,11	4	0,99
Y	94,0	-5,0	4400	44	43	0,61	0,10	4	1,41
Z	94,4	-5,3	4600	105	31	1,07	0,09	5	1,24
A	94,8	-9,3	4300	120	17	1,23	0,11	11	0,76
B	95,2	-7,1	4300	106	63	0,50	0,12	5	0,99
C	95,6	-6,2	4200	105	47	0,82	0,10	5	1,41
D	96,0	-6,7	4200	100	52	1,26	0,12	18	0,76
E	96,4	-7,4	4100	68	71	1,27	0,13	12	0,82
F	96,8	-7,0	4100	55	54	1,09	0,12	13	0,82
G	97,2	-7,4	4200	33	53	1,09	0,11	6	0,99
H	97,6	-4,6	4300	32	34	0,85	0,12	13	0,76
I	98,0	-4,6	4300	32	85	0,69	0,12	25	0,82
J	98,4	-4,3	4300	39	67	0,84	0,12	18	0,76
K	98,8	-5,2	4200	33	66	0,97	0,09	18	0,99
L	99,2	-4,2	4200	31	81	1,03	0,09	12	0,90
Promedio abundancias				60	54	0,97	0,11	11	0,98
Desviación estándar (σ)				31	19	0,23	0,02	6	0,24

Tabla 3.36.- Cociente de abundancias relativas al Si para los diversos segmentos del espectro PER4.

3.4.5.5. LA PERSEIDA PER5.

Este espectro corresponde a una Perseida registrada por la *European Fireball Network* el 12 de agosto de 1970. La trayectoria atmosférica y los elementos orbitales que definen su órbita heliocéntrica se muestran en las tablas 3.37 y 3.38 (Borovicka, 2001).

Datos trayectoria	PER5
Altura inicio (Km)	95,2
Altura final (Km)	78,3
Velocidad inicial (km/s)	60,6
Velocidad final (km/s)	58,6
Radiante geocéntrico (1950.00)	$\alpha=45,59 \pm 0,21^\circ$ $\delta=58,13 \pm 0,02^\circ$
Ángulo cenital (z_R)	38,9°

Tabla 3.37.- Datos de la trayectoria del bólido PER5. (Borovicka, 2001).

De la trayectoria registrada desde tres estaciones fotográficas se obtuvo la órbita heliocéntrica de la partícula (tabla 3.38) de donde se deduce su asociación con el cometa 109P/Swift-Tuttle. De hecho del criterio D se obtiene una asociación segura al 100% con el enjambre de las Perseidas.

Elementos orbitales (1950.00)	PER5
Semieje mayor (U.A)	-115±3986
Excentricidad	1,01±0,28
Distancia perihélica (U.A)	0,960±0,009
Argumento del perihelio (°)	153,56±4,23
Longitud del nodo ascendente (°)	139,5598±0,0005
Inclinación (°)	112,95±2,19

Tabla 3.38.- Elementos orbitales del meteoroide progenitor del bólido PER5 (Borovicka, 2001).

La figura 3.37 muestra los diversos tramos en que fue escaneado con el fin de determinar las abundancias químicas relativas a lo largo del trazo ionizado.

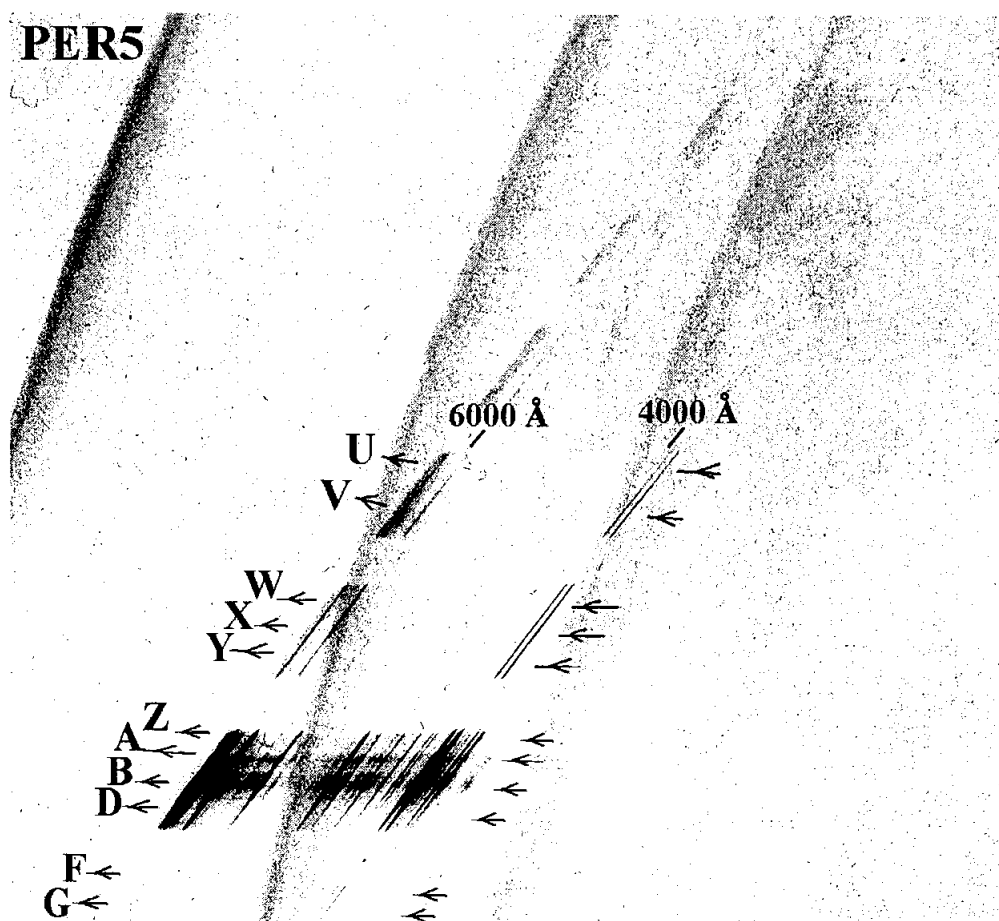


Figura 3.37. Espectro PER5 donde se indican los diversos segmentos en donde fue escaneado.

La resolución de este espectro varía desde 125 Å/mm para 4.000 Å hasta 580 Å/mm para 6.000 Å. En la tabla 3.39 aparecen las abundancias medias obtenidas asumiendo un ángulo de incidencia de 60° y una constante de calibración $A=1 \cdot 10^9$. A partir de ella en el tramo más brillante se obtiene una magnitud de -7,5 que equivale a una masa fotométrica de 6 ± 4 g. En los tramos más brillantes y definidos (A, B y D) se ajustó el límite superior de abundancia para el $[Ti] \approx (24 \pm 10) \cdot 10^{-4}$.

Segm.	T ±100 (K)	Ca ($\times 10^{-3}$)	Mn ($\times 10^{-4}$)	Mg	Na	Cr ($\times 10^{-3}$)	Fe
U	3700	9	22	0,86	0,02	6	0,82
V	3800	15	71	0,57	0,05	14	0,90
W	4000	18	39	0,51	0,05	9	0,99
X	4000	18	65	0,51	0,07	9	0,90
Y	4200	20	65	1,27	0,09	12	0,76
Z	4200	21	29	0,85	0,16	11	0,82
A	5000	42	42	1,18	0,06	2	0,76
B	4600	30	16	1,36	0,08	1	0,82
D	4500	-	12	0,95	0,10	3	0,99
F	4200	12	56	0,54	0,04	10	0,99
G	4000	17	65	0,50	0,02	13	0,90
Promedio abundancias		21	44	0,83	0,07	8	0,87
Desviación estándar (σ)		10	22	0,33	0,04	5	0,09

Tabla 3.39.- Cociente de abundancias relativas al Si para los diversos tramos del espectro PER5.

3.4.6. EL ESPECTRO DE UNA KAPPA CÍGNIDA.

Finalmente en este subapartado se incluye el análisis de dos espectros (uno de prisma y otro de red) correspondientes a un bólido aparecido el 18 de agosto de 1971, emparentado con el enjambre de las Kappa Cígnidas. No se conoce el cuerpo progenitor de este enjambre aunque la alta inclinación de su órbita apoya un origen cometario (Roggemans, 1987). La trayectoria atmosférica y órbita heliocéntrica se muestran en las tablas 3.40 y 3.41.

Datos trayectoria	KCIG
Altura inicio (Km)	89,8
Altura final (Km)	75,7
Velocidad inicial (km/s)	25,6
Velocidad final (km/s)	25,1
Radiante geocéntrico (1950.00)	$\alpha=291,3 \pm 15,4^\circ$ $\delta=53,09 \pm 0,06^\circ$
Ángulo cenital (Z_R)	33,9°

Tabla 3.40.- Datos de la trayectoria del bólido KCIG (Borovicka, 2001).

Puede compararse la similitud entre la órbita heliocéntrica de la partícula (tabla 3.41) con la promediada para el enjambre de las Kappa Cígnidas. De nuevo empleando el criterio D se obtiene que una asociación segura al 100% entre ambas órbitas.

Elementos orbitales (1950.00)	KCIG	Kappa Cígnidas
Semieje mayor (U.A)	5,2±12,0	4,72
Excentricidad	0,8±0,4	0,793
Distancia perihélica (U.A)	0,97±0,03	0,977
Argumento del perihelio (°)	204±13	202,7
Longitud del nodo ascendente (°)	145,09±0,04	143,4
Inclinación (°)	37±8	38,0

Tabla 3.41.- Elementos orbitales del meteoroido progenitor del bólido KCIG (Borovicka, 2001) comparada con la órbita media del enjambre de las Kappa Cígnidas (Kronk, 1988).

A continuación se dan los resultados obtenidos del análisis por separado del espectro de prisma (KCIG) y del espectro de red (KCIGr) de este bólido.

3.4.6.1.A. EL ESPECTRO: KCIG.

Como se aprecia en la figura 3.38 éste es uno de los espectros de prisma de mayor calidad entre los aquí analizados. En la fulguración final es posible distinguir más de 75 líneas espectrales, especialmente resueltas en longitudes de onda menores. De hecho la resolución en esa zona alcanza los 77 Å/mm para 4.000 Å. Sin embargo la calidad empeora ostensiblemente hasta alcanzar 590 Å/mm para 6.000 Å.

De la trayectoria atmosférica del bólido se calculó un ángulo de incidencia medio respecto a la estación fotográfica de 45°. Como no se pudo conocer la magnitud del bólido se asumió el valor típico de la constante de calibración $A=10^9$. Para ese valor se obtuvo mediante *SERVISP* una magnitud máxima aproximada de -8,5 en su tramo más brillante, lo que es aceptable dentro de un rango de ±1 magnitudes (Borovicka, 2001). A partir de ella se obtiene una masa fotométrica de unos 0,6 kg. En la tabla 3.42 se recogen las abundancias relativas estimadas.

Segmento	Magn. Aprox. ± 1	T ±100 (K)	Ca (×10 ⁻³)	Mn (×10 ⁻⁴)	Mg	Na (×10 ⁻²)	Cr (×10 ⁻⁴)
A	-8,5	4300	6	29	1,03	0,04	30
D	-8,4	4500	8	50	1,07	0,10	64
Promedio abundancias			7	39	1,04	0,07	47
Desviación estándar (σ)			1	15	0,03	0,04	24

Tabla 3.42.- Cociente de abundancias relativas al Si para el espectro KCIG.

KCIG

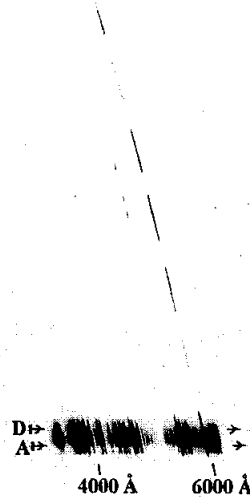


Figura 3.38.- Espectro KCIG donde se aprecian los diferentes tramos en que fue escaneado. Debido a la saturación producida en la brillante fulguración final sólo se pudo ajustar la temperatura y obtener las abundancias relativas en los segmentos A y D.

3.4.6.1.b. EL ESPECTRO KCIGr.

De igual manera que en el espectro de prisma KCIG, dada la baja luminosidad del bólido no es factible determinar la temperatura y abundancias excepto en su brillante fulguración final. Este espectro de red posee una resolución es de 55 \AA/mm para primer orden aunque está ligeramente desenfocado a partir de unos 4.500 \AA tal y como se aprecia en la figura siguiente.

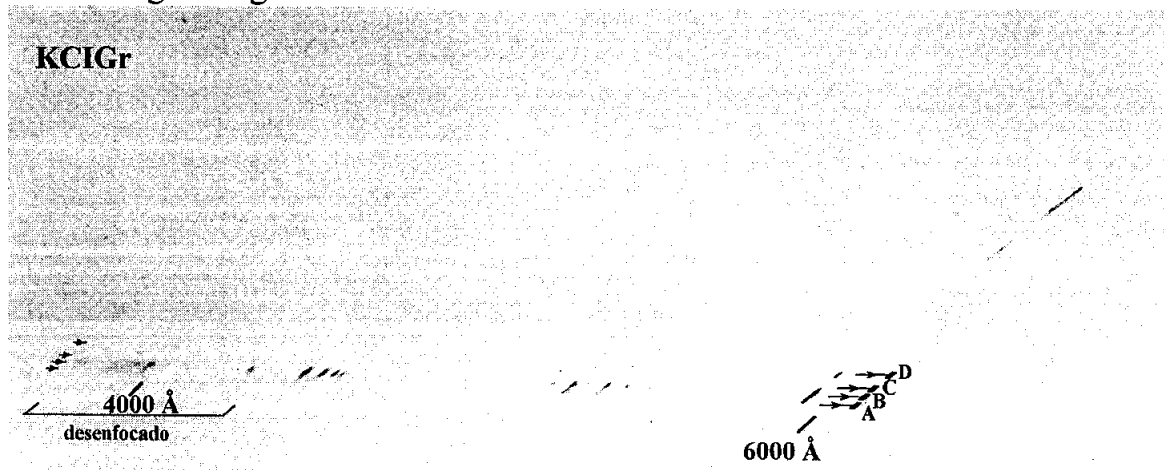


Figura 3.39. Espectro KCIGr donde se indican los diferentes segmentos en que fue escaneado y el rango de longitudes de onda que comprende.

Para el cálculo de abundancias se hicieron las mismas asunciones que en el espectro KCIG. Los resultados obtenidos de abundancias se recogen en la tabla 3.43. Además en el tramo más brillante (C) se estimó una abundancia de $[Ti] \approx (16 \pm 5) \cdot 10^{-4}$.

Segmento	T ± 100 (K)	Ca ($\times 10^{-3}$)	Mn ($\times 10^{-4}$)	Mg	Na ($\times 10^{-2}$)	Cr ($\times 10^{-4}$)
A	4300	7	14	1,13	0,09	52
B	4200	13	56	1,10	0,10	60
C	4600	17	30	0,77	0,07	54
D	4300	9	-	0,80	0,06	-
Promedio abundancias		11	34	0,95	0,08	56
Desviación estándar (σ)		4	21	0,19	0,02	14

Tabla 3.43.- Abundancias relativas al Si para los tramos analizados del espectro KCIGr.

3.5. DISCUSIÓN.

3.5.1. LOS COMPONENTES DEL ESPECTRO METEÓRICO.

A través del análisis espectral de los anteriores bólidos se llega a la conclusión de que tal y como mostró Borovicka (1994) la cabeza del meteorito presenta dos regiones con diferentes temperaturas. Aunque los espectros analizados no poseen una resolución espacial capaz de distinguir estas dos zonas, se puede llegar a esta conclusión porque todos los espectros poseen dos componentes diferenciadas. Por una parte todos los espectros poseen una componente principal correspondiente a una temperatura de unos 4.000 ó 5.000 K que tiene asociada gran cantidad de líneas espectrales. Por otra parte aparece una segunda componente que alcanza temperaturas entre 9.500 y 10.000 K por lo que la denominaremos de alta temperatura.

Incluso para un espectro calibrado en una escala relativa el cociente entre el número de átomos para el componente principal y el de alta temperatura puede ser determinado (Borovicka, 1994). Para ello tenemos en cuenta que se ha ajustado para cada segmento la densidad de átomos de Fe I en la columna ionizada (en cm^{-2}) y el área abarcada por la región radiante (en cm^2). Al multiplicar ambas magnitudes obtenemos el número de átomos neutros que contribuyen al componente principal. Conocida la temperatura y la densidad de átomos podemos emplear la ecuación de Saha para determinar además el número de átomos que contribuyen en estado ionizado. Sumando el número de átomos neutros e ionizados de Fe presentes en la columna meteórica obtenemos una estimación del número total de Fe presente que contribuye al espectro principal.

Por otra parte también puede calcularse el número de átomos de Fe que contribuyen al espectro de alta temperatura. Dado que para esta componente también se ha ajustado la densidad de átomos en la columna y el área de la región radiante puede calcularse el número de átomos ionizados de Fe. Para las temperaturas usuales de esta componente (9.500 a 10.500 K) se puede calcular el porcentaje de átomos ionizados que es mayoritario tal y como se aprecia en la tabla 3.44.

Elemento	% asumido	4.000 K		5.000 K		10.000 K	
		% E I	% E II	% E I	% E II	% E I	% E II
H	6	100	0	100	0	74,8	25,2
C	0,90	100	0	100	0	24	76
N	60	100	0	100	0	81,1	18,9
O	30	100	0	100	0	87,6	12,4
Na	0,07	8,5	91,5	1,8	98,2	0	100
Mg	1,18	97,1	2,9	60,2	39,8	0,2	96,9
Al	0,09	75,9	24,1	27,3	72,7	0,3	99,6
Si	1,16	99,8	0,2	94	6	0,9	98,9
S	0,56	100	0	100	0	13,4	86,6
Ca	0,07	28	72	4,1	95,9	0	46
Cr	0,02	85,8	14,2	31,4	68,6	0,1	98,0
Mn	0,01	96,9	3,1	61,3	38,7	0,2	97,3
Fe	1,00	98,7	1,3	74,6	25,4	0,2	98,2
Ni	0,06	99,6	0,4	91,1	8,9	1,1	98,6

Tabla 3.44.- Elementos mayoritarios en la columna meteórica asumiendo las abundancias típicas de componentes atmosféricos y una composición condritica del meteoroides incidente. El porcentaje asumido de cada elemento químico en la columna meteórica se indica en la segunda columna. Se indica el porcentaje de átomos neutros (E I) e ionizados (E II) para cada elemento como función de tres temperaturas típicas: 4.000, 5.000 y 10.000 K. Para esta última temperatura si el porcentaje EI + EII no suma 100 la diferencia corresponde a la proporción de átomos doblemente ionizados.

Con el procedimiento descrito anteriormente se ha elaborado la tabla 3.40 en la que se muestra el cociente de átomos de Fe que contribuyen al espectro principal y el de alta temperatura. Existe una tendencia de manera que a mayor velocidad geocéntrica del meteoroides se inducen mayores temperaturas de la componente principal. También parece evidenciarse que como propuso Borovicka (1994) existe otra tendencia a aumentar el número de átomos ionizados que intervienen en el espectro de alta temperatura. Parece lógico pensar que debido a un desplazamiento más rápido del meteoroides en la atmósfera se induzca una mayor temperatura y excitación del gas circundante, aumentando por tanto la masa de gas que contribuiría a generar el espectro de alta temperatura. No obstante debido a la imprecisión inherente al ajuste de la componente de alta temperatura resulta imposible deducir si también aumenta su temperatura conforme aumenta la velocidad geocéntrica.

Nótese que para todos los bólidos analizados la masa que contribuye a la componente principal es mayoritaria. Por otro lado, el cociente M_1/M_2 disminuye según aumenta la velocidad, indicando que la temperatura y cantidad de átomos de Fe que contribuyen a la componente de alta temperatura también aumenta.

Espectro	Vg(km/s)	H(km)	M _{abs.}	T ₁ (K)	$\rho_1 \times 10^{14}$ (cm ⁻²)	T ₂ (K)	$\rho_2 \times 10^{14}$ (cm ⁻²)	N _{Fe} × 10 ¹⁹	N _{FeII} × 10 ¹⁹	M ₁ /M ₂
AND	23,1	66,1	-8,9	4.300	2	(9.500)	1	449	3	150
KCIGr	23	(85)	-8,5	4.600	5	(10.000)	1	510	2	300
SPO3r	29	-	(-8)	4.900	10	(9.500)	1	1250	50	250
GEMr	38	-	(-5)	4.500	2	(9.500)	1	2	0,1	20
SPO4	57	79,0	-6	4.800	5	(10.000)	1	6	3	2
PER2	60	(95)	(-8)	4.400	5	(10.000)	1	10	1	10
SPO1	67,8	96	(-12)	5.800	50	(10.000)	5	593	92	6
LEO	71,9	89,8	-10	5.700	10	(10.000)	5	350	63	6

Tabla 3.45.- Obtención del cociente de masas entre la componente principal (M_1) y la de alta temperatura (M_2) para algunos de los bólidos analizados con diferentes velocidades geocéntricas. Se ha tomado para este cálculo el segmento de mayor luminosidad del bólido para el que se da la temperatura y la densidad de átomos de Fe en la columna para la componente principal (ρ_1) y la de alta temperatura (ρ_2). N_{Fe} representa el número de átomos de hierro que contribuyen al espectro principal mientras que N_{FeII} corresponde a los que contribuyen al espectro de alta temperatura. Los paréntesis indican magnitudes aproximadas.

Tal y como se deduce de los resultados dados en la tabla 3.45 la componente de alta temperatura posee una densidad de átomos de Fe en la columna inferior a los de la componente principal a pesar de poseer temperaturas intrínsecamente superiores. Por término medio la densidad atómica de Fe en la columna meteórica para la segunda componente suele ser de 10^{14} átomos/cm⁻² aunque en meteoroides de alta velocidad geocéntrica esta densidad puede ser bastante superior.

Lo más probable es que la componente de alta temperatura se genere en el frente de choque del meteoroides tal y como propuso Borovicka (1994). Resulta significativo que de la tabla 3.45 se deduce que la temperatura alcanzada por esa segunda componente parece ser totalmente independiente de la velocidad. Sin embargo existe una clara tendencia a que la masa implicada en la componente de alta temperatura aumente significativamente según lo hace la velocidad geocéntrica del meteoroides.

Respecto a la componente principal cabe esperar que se genere en la denominada cabeza del meteoroides (véase figura 3.1). Alrededor de ella debe existir una región de turbulencia producida por el rápido movimiento del meteoroides en la atmósfera (Öpik, 1958). Probablemente esa turbulencia facilita la mezcla y enfriamiento de los vapores meteóricos permitiendo que la temperatura se mantenga en valores similares para meteoroides de bajas velocidades geocéntricas. Sin embargo para velocidades

geocéntricas altas al aumentar la sección eficaz del frente de choque posiblemente evite que esa región de turbulencia alcance los alrededores del meteoroides, facilitando el aumento de temperatura. A favor de esta hipótesis cabe mencionar los eventos de fragmentación observados en los tramos finales de los bólidos aquí analizados. Al producirse una fragmentación del meteoroides, queda bruscamente expuesto una gran cantidad de material meteórico, lo que puede contribuir a ampliar el frente de choque y aumentar con ello la temperatura alrededor del meteoroides. Eso explica que tras una fragmentación se produzca una brillante fulguración como se describe en detalle en la sección 3.5.5. Un ejemplo lo constituye los tramos saturados del espectro LEO, donde se observa un solamiento de líneas procedentes de diferentes fragmentos. Eso precisamente impidió el análisis detallado de esos tramos. De este modo la temperatura de la componente principal es superior en general para aquellos meteoroides que poseen mayores velocidades geocéntricas.

3.5.2. LA SATURACIÓN DE LAS LÍNEAS Y SU INFLUENCIA EN LA DETERMINACIÓN DE ABUNDANCIAS QUÍMICAS.

Un problema encontrado a menudo en los tramos más luminosos de los meteoros analizados es que las líneas principales de la componente principal y la de alta temperatura aparecen saturadas en la placa fotográfica. Para esas regiones el microdensitómetro (que mide niveles de ennegrecimiento de la placa) mide valores muy bajos de señal. Las líneas que se ven afectadas principalmente en ambos componentes aparecen en la tabla 3.46. Cuando se intentan ajustar los niveles de intensidad de esas líneas se comprueba que es imposible a no ser que se asuman valores anormalmente altos de la superficie radiante para los cuales el espectro sintético de desajusta de manera exagerada para el resto del espectro. Obviamente esas líneas están saturadas y debe ajustarse el espectro principal tomando como guía otras líneas de Fe I y Fe II.

$\lambda(\text{Å})$	I_{relativa} componente principal	I_{relativa} componente alta temperatura	Átomo-nº multiplete	E_1 (eV)	Componente
3933,7	10	400	Ca II-1	0	p+s
3968,5	10	250	Ca II-1	0	p+s
4481,2	-	20	Mg II-4	8,86	s
5172,7	17	-	Mg I-2	2,71	p
5183,6	22	-	Mg I-2	2,72	p
5889,9	40	-	Na I-1	0	p
5895,9	34	-	Na I-1	0	p
6347,1	-	3	Si II-2	8,09	s
6371,4	-	1,5	Si II-2	8,09	s

Tabla 3.46. Líneas típicas del espectro principal en el intervalo de longitud de onda aquí analizado, entre 3.800 y 6.600 Å. Se indica la pertenencia de las líneas a la componente principal (p) o a la secundaria de alta temperatura (s). Adaptado de Borovicka (1994).

Un aspecto interesante por analizar es la intensidad alcanzada por algunas de estas líneas en los diferentes espectros analizados. En la tabla 3.47 se muestra la intensidad alcanzada por las líneas principales del espectro normalizadas a la línea omnipresente de Na I. De esa tabla se deduce una importante dualidad en los espectros dependiendo de la velocidad geocéntrica de los meteoroides progenitores. Como se aprecia los meteoroides de baja velocidad geocéntrica producen bólidos cuyas líneas más brillantes corresponden a las líneas de Mg I ó Na I. Las líneas de Ca I y Ca II si bien suelen estar presentes en tales espectros poseen una intensidad muy inferior. Conforme aumenta la velocidad geocéntrica los espectros generados poseen una componente de alta temperatura más importante en donde salen a relucir además las líneas de Ca II, Mg II y Si II. En ellos la segunda componente contribuye solapando al espectro principal intensas líneas de Ca II, Mg II y Si II que caracterizan este tipo de espectros.

Espectro	Vg (m/s)	Magnitud absoluta	Enjambre	Ca II-1		Ca I-2	Mg II-4	Mg I-2	Fe I-15	Na I-1	Si II-2
				3934	3968						
KCIGr	23	-8,5	K. Cíginida	0,08	0,02	0,06	0,08	0,47	0,15	1	-
AND	24	-9	Biélida	0,02	0,01	0,01	0,01	0,04	0,01	1	(0,003)
SPO2	27	(-5)	Esporádico	0,01	0,005	0,001	0,001	0,01	0,01	1	-
SPO3	29	(-7)	Esporádico	2,78	2,85	1,17	0,93	2,71	1,08	1	0,15
SPO3r	29	(-7)	Esporádico	1,08	0,92	0,34	0,17	0,79	0,81	1	-
GEMr	36	(-6)	Geminida	3,13	1,88	0,63	0,38	0,75	1,06	1	-
SPO4	57	-6	Esporádico	2,04	1,87	0,02	0,05	0,08	0,01	1	0,12
PER2	60	(-8)	Perseida	270,3	294,7	0,33	2	1	0,27	1	0,67
PER3	60	(-8)	Perseida	2,83	3,12	0,03	0,22	0,14	0,01	1	0,81
PER4	60	(-9)	Perseida	2,60	2,91	0,28	1,31	0,97	0,01	1	0,83
PER5	60	(-7)	Perseida	2,19	2,65	0,02	0,20	0,08	0,006	1	1,16
PER1	60	(-6)	Perseida	2,33	1,17	0,07	0,33	0,5	0,03	1	2,17
SPO1	67,8	-12	Esporádico	3,22	1,82	1,41	1,22	1,10	0,13	1	4,88
LEO	71	-12	Leónida	102,1	100,2	0,87	3,81	5,23	0,84	1	1,49

Tabla 3.47. Intensidad máxima calibrada para las líneas principales del tramo más brillante de los espectros analizados. Por comparación la intensidad de las líneas ha sido normalizada a la que presentaba la línea de Na I-1 en cada espectro. Debajo del elemento se indica la longitud de onda aproximada (en Å) a la que corresponde. La magnitud absoluta del bólido cuando es aproximada se indica entre paréntesis.

Nótese que a partir de la presencia de los dos componentes se puede explicar las características principales de los espectros meteóricos sin necesidad de recurrir a una clasificación de los espectros en diversos grupos. Como ejemplo puede mencionarse que la clasificación establecida por Millman para espectros meteóricos se basaba en tres tipos principales de espectros (Millman y McKinley, 1963). Aquellos que Millman identificó como del tipo Y, por presentar intensas líneas H y K de calcio ionizado, corresponden a meteoros de alta velocidad geocéntrica donde la componente de alta

temperatura es importante. Los clasificados por Millman como de tipo X en donde las líneas predominantes son Na I ó Mg I, corresponden a meteoros de baja velocidad geocéntrica donde predomina la componente principal. Finalmente Millman clasificaba pertenecientes al tipo Z aquellos meteoros inusuales que poseen fuertes líneas de Fe I o Cr I. Tales espectros quizás representen meteoros con una composición química inusual que no consta en la muestra de espectros aquí analizada.

3.5.3. ANÁLISIS DE ABUNDANCIAS RELATIVAS AL SILICIO.

En la tabla 3.48 se recopilan las abundancias medias y sus correspondientes errores de dispersión obtenidas para cada uno de los espectros analizados. Como ya se mencionó en el apartado 3.4, tras el ajuste de la intensidad de líneas se construye el espectro sintético del que se obtienen las abundancias relativas al Fe. Sin embargo, dado que en Cosmoquímica es usual referirlas al Si, se ha optado por transformar tales cocientes teniendo en cuenta las abundancias estimadas para el Si del espectro de alta temperatura. En aquellos espectros de baja velocidad geocéntrica donde no fue posible estimar la abundancia de Si se asumió un cociente $Si/Fe=1,16$ típicamente condritico, similar al obtenido en los espectros de alta velocidad geocéntrica (Borovicka, 2001). Los resultados obtenidos, ya referidos al Si, se recogen en la tabla 3.48.

De esa tabla se deduce que la composición media de los meteoroides progenitores de los bólidos cuyos espectros han sido analizados es similar a la promediada para las partículas de polvo interplanetario (IDPs) cuya estructura y presumible origen cometario fue apuntado en la introducción. Esto corrobora el hecho de que la mayoría de meteoroides aquí estudiados tuviesen órbitas asociadas a cometas. En este sentido es interesante destacar que las abundancias medias son significativamente diferentes a las obtenidas con la sonda Giotto del polvo del cometa 1P/Halley. Cabe tener en cuenta que estas diferencias podrían explicarse por el hecho que los valores medios proporcionados por Jessberger (1988) fueron estimados a partir del polvo saliente del núcleo del cometa según la sonda Giotto atravesaba la envoltura gaseosa de su coma. Los espectrómetros de esta sonda detectaron tan solo partículas de masas pequeñas que deben poseer una composición diferente a la de las partículas mayores (Rietmeijer 2002). Dado que esas partículas se habían desprendido hacía poco del núcleo cometario, habiendo estado expuestas por breve tiempo a la radiación solar sería de esperar también una mayor presencia de elementos volátiles. Esto constituye una clara diferencia con los meteoroides productores progenitores de los bólidos analizados aquí pues es de esperar que hayan completado unas cuantas revoluciones alrededor del Sol, suficientes para ser recalentados y perder parte de los compuestos volátiles.

Esp.	Ca ($\times 10^{-3}$)	Mn ($\times 10^{-4}$)	Ti ($\times 10^{-4}$)	Mg	Na	Cr ($\times 10^{-3}$)	Ni ($\times 10^{-3}$)	Fe	Co ($\times 10^{-4}$)
GEMr	15± 8	49±17	-	0,90±0,13	0,09±0,03	7±3	-	-	-
PER1	39 ± 31	25± 18	-	1,08±0,30	0,08±0,02	10±5	-	0,84±0,13	-
PER2	18	29	(18±7)	0,88	0,07	8±4	-	0,71	-
PER3	27±16	73±31	-	0,85±0,36	0,08±0,03	9±7	-	0,87±0,35	-
PER4	60±31	54±19	(35±23)	0,97±0,23	0,11±0,02	11±6	(15± 4)	0,98±0,25	-
SPO2	11±9	71±17	-	0,39±0,15	0,11±0,04	11±3	-	-	-
PER5	21± 9	44±22	(24±10)	0,83±0,33	0,07±0,04	8±5	(34± 22)	0,87±0,09	-
KCIG1	7±1	39±15	-	1,04±0,03	0,07±0,04	5±2	-	-	-
KCIG1r	11± 4	34±21	(16±5)	0,95±0,19	0,08±0,02	6±1	-	-	-
SPO1	24±10	58±25	(17± 4)	0,91±0,30	0,10±0,08	8±5	(15±10)	0,80±0,43	-
AND	13±4	89±20	(34±10)	0,85±0,24	0,08±0,04	8±3	(16±4)	-	(20±5)
LEO	26±20	73±25	18±4	0,79±0,48	0,08±0,02	4±1	-	0,81±0,26	(40±5)
SPO3	24±13	62±26	(17±6)	0,89±0,24	0,08±0,05	6±5	(23±13)	-	(19±6)
SPO3r	36±8	72±18	(18± 3)	1,06±0,15	0,08±0,01	6±3	21±9	-	(13± 8)
SPO4	37±26	57±23	(16±6)	0,61±0,20	0,09±0,04	6±3	(25±10)	0,91±0,07	-
P/Halley	34	30	20	0,540	0,054	50	220	0,280	-
CI	71	90	20	1,06	0,060	13	51	0,900	-
CM	72	60	20	1,04	0,035	12	46	0,84	-
IDPs	48	150	20	0,85	0,049	12	37	0,63	-

Tabla 3.48.- Cocientes de abundancias relativos al Si comparados con las típicas de otros cuerpos del Sistema Solar. P/Halley representa la abundancia media de las partículas de polvo del cometa 1P/Halley (Jessberger et al., 1988) mientras que las abreviaturas CI, CM y IDPs corresponden respectivamente a condritas carbonáceas del tipo I, condritas carbonáceas de tipo M y a partículas de polvo interplanetario (Rietmeijer, 2000).

Tal y como subraya Hughes (1993) los meteoroides de un enjambre necesitan miles de años para convertirse en esporádicos. La dispersión de sus órbitas originarias, inicialmente similares a la del cuerpo progenitor, transcurre sometida a perturbaciones planetarias y a la pérdida de velocidad orbital como consecuencia de la presión de radiación solar que se opone a su movimiento orbital, causada por el conocido efecto Poynting-Robertson (Wyatt & Whipple, 1950). Como consecuencia los meteoroides se irán decelerando e irán cayendo progresivamente hacia el Sol. Así pues en términos generales se puede decir que los meteoroides esporádicos pueden ser los ejemplos más similares a las IDPs que se puedan analizar. Greenberg (2000) también propone que las diferencias existentes entre las IDPs y los meteoroides de origen cometario tengan su razón en que las IDPs hayan estado orbitando alrededor del Sol varios cientos de miles de años mientras que la antigüedad de algunas partículas eyectadas de cometas se pueda medir por siglos. En ese largo periplo alrededor del Sol la radiación solar iría alterando la IDP, eliminando su componente volátil y alterando las moléculas orgánicas que pudiesen quedar retenidas en la estructura porosa (Greenberg, 2000).

A continuación se presentan las abundancias relativas al Si deducidas para los diferentes espectros aquí analizados. Se comparan los resultados obtenidos con las abundancias químicas típicas de las IDPs y de los meteoritos condriticos.

3.5.3.1. SODIO.

El sodio (Na) es un elemento del grupo de los metales alcalinos que forma parte de muchos silicatos. En los espectros meteóricos el doblete de Na I es omnipresente independientemente de la velocidad geocéntrica del bólido (véase tabla 3.41). Puede estudiarse la presencia de Na en los diferentes espectros de manera comparativa en la figura 3.40, ordenados en función de velocidad geocéntrica creciente del meteoróide progenitor. En esa figura también se recogen a efectos comparativos las abundancias típicas del polvo desprendido del cometa 1P/Halley (Jessberger, 1988), de partículas de polvo interplanetario (IDPs) y de dos tipos de meteoritos condriticos: CI y CM (Rietmeijer y Nuth III, 2000).

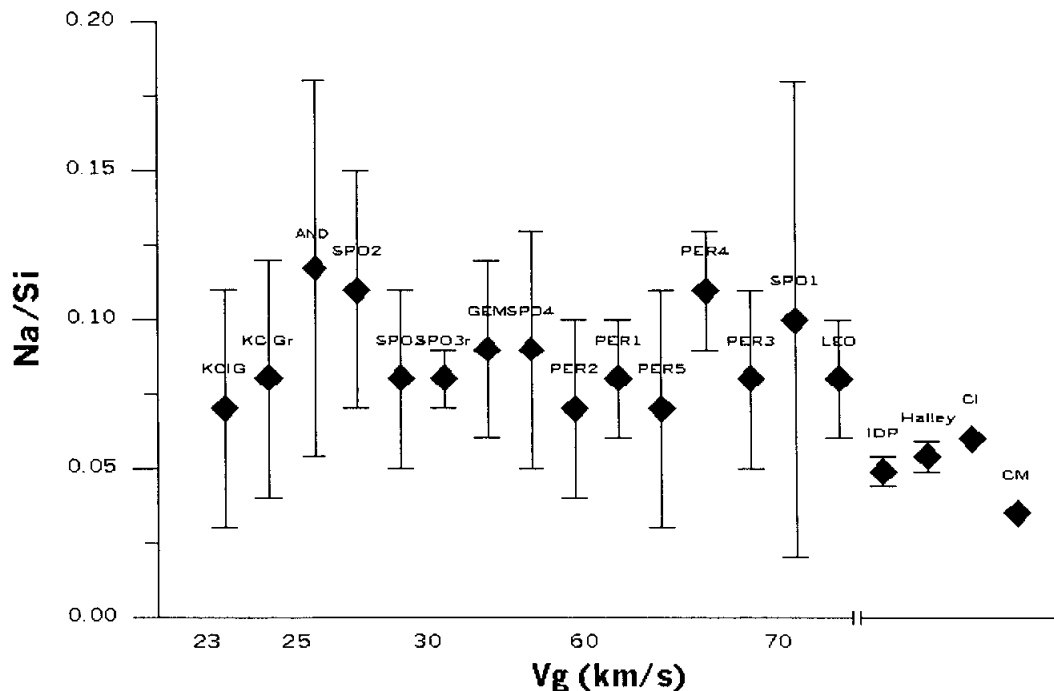


Figura 3.40. Abundancia Na/Si para los diferentes espectros analizados en función de la velocidad geocéntrica del meteoróide incidente. Se incluye a título comparativo las abundancias presentes en el polvo del cometa 1P/Halley, IDPs y meteoritos condriticos (CI y CM). Los valores que aparecen en el eje de velocidades son meramente orientativos ya que los espectros aparecen igualmente distanciados para facilitar su comparación.

En la figura 3.40 puede apreciarse que las abundancias relativas de este elemento son significativamente mayores de las esperadas para los diferentes tipos de materia interplanetaria llegada a la Tierra si bien los límites inferiores de los errores de dispersión quedan dentro del margen esperable para esos objetos. En cualquier caso cabe destacar que entre las partículas de polvo interplanetario (IDP) recogidas en la estratosfera, existen unas de mayores dimensiones que se denominan genéricamente

agregados (en inglés: *clusters*). Resulta de gran interés mencionar que estos agregados poseen usualmente cocientes muy superiores que alcanzan un valor medio de $[Na/Si] \approx 0,2$ (Thomas et al., 1995; Rietmeijer y Jenniskens 2000; Rietmeijer 2002). En cualquier caso puede apreciarse como los valores medios deducidos de los espectros suelen ser superiores a las abundancias de Na típicas de las condritas de tipo I (CI) que presentan un mayor contenido relativo de este elemento.

No puede descartarse tampoco que se esté sobreestimando la abundancia de Na en los espectros por lo que cabe discutir cuál podría ser el origen de esa discrepancia. La sobreestimación en la abundancia de Na podría explicarse por un defecto en el procedimiento quizás determinado por el papel especial del Na como elemento con un mayor grado de ionización en la columna meteórica. En este sentido la discrepancia podría venir inducida por una corrección por ionización errónea para este elemento (Borovicka, 2001). Tampoco puede descartarse que por alguna razón el área radiante asumida sea demasiado pequeña y, en consecuencia, tienda a sobreestimarse la abundancia de Na si bien no parece causar el mismo efecto para las densidades en la columna ionizada de los demás elementos. En tal caso podría ser que el área radiante fuera mayor para el Na que para los demás elementos. Cabe tener en cuenta como ya se explicó en el apartado 3.3.6 que en el ajuste de abundancias se ha asumido que la forma de la cabeza radiante es un paralelepípedo (véase figura 3.17) con unas dimensiones genéricas: $b/a=2$. ¿Puede afectar esta asunción a las abundancias calculadas de Na?. Podría ser que al ser mayor el grado de ionización de este elemento las dimensiones de esa cabeza radiante fuesen diferentes para el Na. Con el fin de verificar como afecta este factor al cálculo de abundancias se han recalculado las abundancias en algunos tramos tomando otros valores de b/a (véase tabla 3.49).

Espectro	Vg (Km/s)	Tramo	[Na/Si] tomando $b=2 \cdot a$	[Na/Si] tomando $b=4 \cdot a$	[Na/Si] tomando $b=6 \cdot a$
AND	24	B	0,100	0,092	0,088
SPO3	29	A	0,057	0,056	0,055
GEM	38	J	0,105	0,098	0,091
SPO4	57	A	0,125	0,117	0,110
PER1	60	A	0,076	0,068	0,061
LEO	72	A y N	0,071	0,069	0,064

Tabla 3.49.- Abundancias Na/Si para diferentes formas, dadas por el cociente b/a , de la cabeza radiante del meteorito.

Nótese que al aumentar el cociente b/a también lo hace el volumen radiante y, por tanto, disminuye ligeramente la abundancia relativa de Na en la columna de gas

radiante. Sin embargo, esta reducción no puede considerarse significativa pues es claramente inferior al error de dispersión obtenido en los análisis de abundancias (que en el apartado 3.4 se observa que para el Na es igual o superior a 0,02).

Otra posibilidad es que la sobreabundancia de Na estuviese influenciada por la presencia de Na en la atmósfera superior. Es bien conocido que en la mesosfera, especialmente en ciertas regiones situadas a 80 y 90 kms sobre la superficie terrestre, se han detectado capas de metales (Na, K, Li, Ca y Fe) acumuladas como consecuencia de la ablación meteórica que tiene lugar en esas regiones (Plane, 1991; Rietmeijer, 2000). Estos metales se sospecha que son depositados principalmente por los más pequeños y lentos meteoroides esporádicos y por restos cometarios de baja velocidad geocéntrica dado que las alturas de desintegración de meteoroides de alta velocidad geocéntrica queda muy por encima de esa región (Rietmeijer, 2002).

La acumulación de Na de la atmósfera superior podría inducir a la sobreestimación de su abundancia en la columna meteórica. De hecho se sabe que la ablación de meteoroides de las Leonidas produce estelas luminosas persistentes que pueden mantenerse brillando durante minutos en la atmósfera media (Jenniskens & Rairden, 1998). Este efecto puede llegar a contribuir significativamente en meteoroides de alta velocidad geocéntrica. De hecho Chu et al. (2000) detectaron en una estela persistente que la abundancia de Na en la columna ionizada era tan sólo un 52% de la presente en los alrededores. Sin embargo los datos aquí obtenidos permiten descartar que la contribución de Na presente en la atmósfera terrestre sea suficiente como para sobreestimar la abundancia de este elemento en los espectros. Para ello se ha determinado la densidad de Na máxima y mínima presente en la columna meteórica en varios bólidos aquí analizados (véase tabla 3.50).

Fuente de Na	Tramos seleccionados	Vg (Km/s)	Densidad Na (cm ⁻³)	
			Máxima	Mínima
AND	A y H	24	7,5·10 ¹¹	1,3·10 ¹¹
SPO3	A y N	29	1,6·10 ¹²	3,7·10 ¹¹
GEM	J y D	38	1,3·10 ¹¹	7,1·10 ¹⁰
SPO4	A y Z	57	6,5·10 ¹¹	3,3·10 ¹¹
PER1	A y D	60	4,9·10 ¹¹	2,3·10 ¹¹
LEO	A y N	72	6,5·10 ¹¹	1,6·10 ¹¹
[Na] en la atmósfera (Plane, 1991)	-	-	10 ⁴	10 ³

Tabla 3.50. Densidad de átomos de Na neutro e ionizado presente en los tramos más brillantes y más débiles de varios espectros representativos. Nótese que las columnas meteóricas poseen como mínimo una densidad siete órdenes de magnitud superior. La densidad presente en la atmósfera superior se obtuvo mediante la técnica Lidar descrita en el texto (Plane, 1991).

En la tabla anterior se comparan esos valores con densidad de Na deducida en la atmósfera superior mediante técnicas Lidar. Esta técnica se basa en emitir un haz láser de pulso conocido hacia arriba para atravesar las diferentes capas de la atmósfera. El pulso láser sufrirá dispersión Mie y Rayleigh en la parte inferior de la atmósfera donde la densidad de aerosoles y la presión atmosférica es mayor. Sin embargo, al alcanzar la mesosfera el pulso será dispersado por resonancia al alcanzar los átomos de metal presente en esa región. Al ser dispersada la luz láser una pequeña fracción de ella regresará al suelo donde puede ser medida por un fotómetro acoplado a un telescopio. De ese modo se puede estimar la abundancia de metales en la atmósfera superior (típicamente Na, K y Li), su localización y densidad relativa. De la tabla 3.50 también se deduce que la densidad de Na en la columna es varios ordenes de magnitud superior a la presente en el nivel meteórico de la atmósfera superior. Por ello es razonable concluir que la contribución atmosférica de Na debe resultar despreciable comparada a la presente en la columna meteórica.

Volviendo a la figura 3.40 cabe destacar que se aprecia como las abundancias estimadas de Na son similares para meteoroides de origen cometario. Se aprecian ligeras diferencias entre los meteoroides del enjambre de las Perseidas, especialmente en PER4 que es significativamente más rico en Na. También los meteoroides SPO1 y SPO2 de origen esporádico tienen abundancias relativas de este elemento por encima de la media.

El Na suele formar parte de silicatos que presentan temperaturas de vaporización por debajo de 1.000 K por lo que se encuentra entre los elementos más fácilmente erosionados en su exposición a la radiación solar (Wood, 1988; Cremonese y Fulle, 1997). Este elemento está presente en pequeños meteoroides aunque debido a la radiación solar se desprende y es barrido por la presión de radiación. Una prueba de ello es el descubrimiento de una cola de Na en el cometa C/1995O1 Hale-Bopp cuya existencia, observada también en otros cometas, sugiere la presencia de Na en las partículas desprendidas (Cremonese & Fulle, 1997). La extremadamente alta eficiencia del átomo de sodio en la dispersión resonante de la radiación solar hace que este elemento sea fácilmente detectable en las colas cometarias aunque la densidad en la columna sea baja. De este modo puede ser tomado como trazador de otros procesos que ocurren en las comas de los cometas. En los meteoroides desprendidos de los cometas dada la relativamente baja temperatura de volatilización de los compuestos de Na es de esperar que la exposición a la radiación solar induzca su evaporación para ser barrido por la presión de radiación solar y posteriormente formar las colas de Na observadas. De hecho según Cremonese et al. (1997) la presencia de colas de Na en muchos cometas es una evidencia directa de la pérdida de elementos de baja temperatura de vaporización en las partículas que se desprenden de ellos. Este efecto erosivo que ocurre sobre éste y otros metales alcalinos de características similares debe ser muy importante para

meteoroides en órbita solar conforme aumenten su tiempo de exposición a la radiación solar y cuanto más se acerquen al Sol en su órbita.

En los últimos tiempos se ha evidenciado también que la presencia de Na en pequeñas partículas desprendidas de cometas parece depender del número de revoluciones completadas alrededor del Sol, es decir, de su tiempo de exposición a la radiación solar. Esto se deduce de manera indirecta de las diferentes características de los meteoroides recientemente eyectados de los cometas 109P/Swift-Tuttle y 55P/Tempel-Tuttle. Las estelas persistentes producidas en la atmósfera por meteoroides presentes en cortinas de polvo de reciente emisión fueron hasta un 30% más frecuentes que las producidas por fragmentos del mismo cometa dispersados en el enjambre anual (Trigo-Rodríguez, 1992). A pesar de este efecto cabe destacar que ningún meteoroides analizado era especialmente pobre en Na quizás debido a que este elemento si bien es erosionado de la superficie del meteoroides pueda quedar preservado en el interior de la partícula. A favor de esta idea puede mencionarse que en los espectros meteóricos el Na suele ser el elemento que a mayor altura aparece y el que antes desaparece (Rietmeijer, 2002) lo que está de acuerdo con que las fases minerales ricas en Na son mucho más volátiles que otras presentes en los meteoroides como, por ejemplo, aquellas ricas en Mg.

3.5.3.2. MAGNESIO.

El magnesio pertenece al grupo de metales alcalinotérreos y es omnipresente en los silicatos. La evaporación tales minerales requiere temperaturas por encima de 1.500 K y tiempos de exposición prolongados (Ozawa y Nagahara, 2000). Resulta por ello de interés estudiar el Mg evaporado presente en las columnas meteóricas que puede estimarse con precisión al presentar líneas especialmente visibles tanto en la componente principal como en el espectro de alta temperatura (véase tabla 3.42).

En relación a las abundancias relativas de este elemento aquí obtenidas puede apreciarse en la figura 3.41 la mayoría de los espectros poseen una abundancia Mg/Si muy próxima a la que presentan las IDPs, a medio camino de la abundancia medida por la sonda Giotto en polvo del cometa 1P/Halley (Jessberger et al., 1988) y de la característica de los meteoritos condríticos (Rietmeijer y Nuth, 2000). Cabe destacar que algunos meteoroides poseen abundancias de Mg ligeramente por encima de las esperadas para las IDPs. Este es el caso de la KCIG, SPO3 y PER1 que sobrepasan los IDPs alcanzando el nivel de Mg esperado para los meteoritos condríticos de los tipos CI y CM.

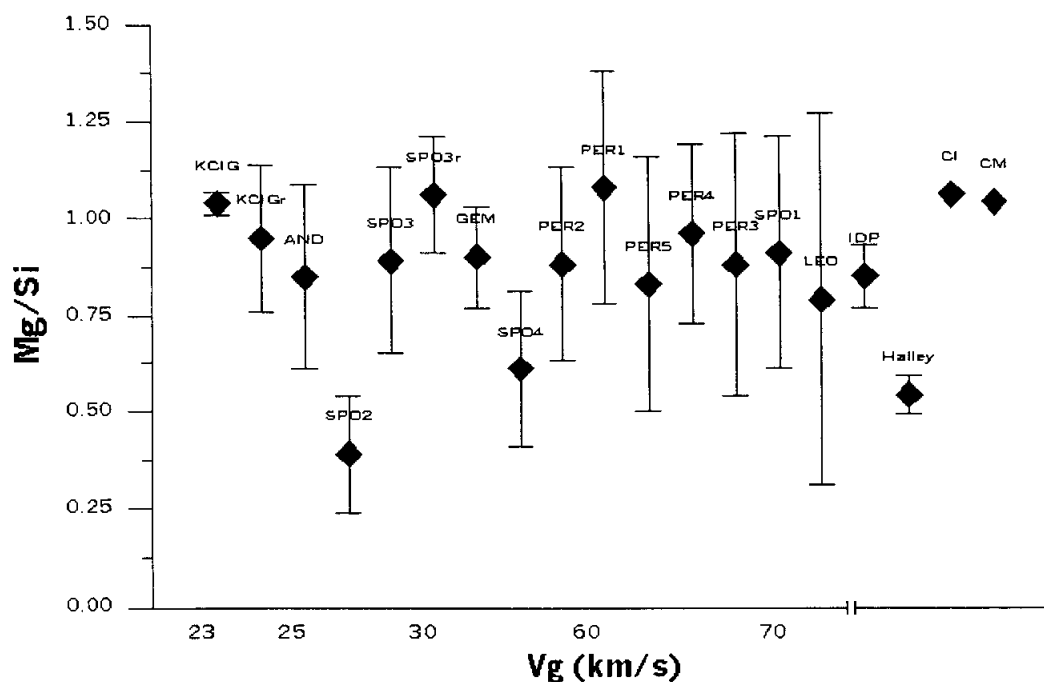


Figura 3.41. Abundancia Mg/Si para los diferentes espectros analizados en función de la velocidad geocéntrica del meteoróide incidente.

Cabe subrayar que mayoritariamente los meteoroides presentan una abundancia de Mg muy por encima de la estimada en el cometa 1P/Halley por la sonda Giotto. Tan solo dos meteoroides esporádicos (SPO2 y SPO4) presentan abundancias relativas de Mg similares a las encontradas en las partículas de ese cometa. En concreto y comparado con los demás espectros SPO2 es un meteoróide muy pobre en Mg aunque a su vez posee una abundancia relativa de Na por encima de la media (véase figura 3.40). Probablemente estemos ante una partícula de composición química anómala caracterizada por presentar fases minerales especialmente ricas en Na.

La importante diferencia en el Mg presente en los espectros comparada a la del 1P/Halley hace sospechar que este cometa posea una composición anómala y que por tanto no pueda ser tomado como patrón de la composición química típicamente cometaria. Esta idea cobra mayor peso analizando las diferencias también existentes con el Fe, Cr ó Mn.

3.5.3.3. CALCIO.

El Ca se encuentra en fases minerales refractarias que muestran una especial resistencia a la volatilización. Antes de discutir las abundancias observadas cabe mencionar que no existe ninguna ambigüedad en la determinación del Ca presente en los espectros analizados pues este elemento posee líneas bien visibles. Por una parte en la

componente principal de todos los espectros se encuentra la línea de Ca I correspondiente al multiplete 2 (en 4227 Å). Por otro lado también aparecen líneas de Ca II originadas por el multiplete 1 en 3934 y 3968 Å en donde se superpone la contribución de la componente principal y al espectro de alta temperatura (véase tabla 3.42).

La figura 3.42 muestra las abundancias obtenidas para el Ca en diferentes espectros, ordenados en función de la velocidad geocéntrica de los meteoroides que los producen. Puede apreciarse claramente que las abundancias de Ca estimadas para los diferentes espectros aumentan conforme lo hace la velocidad geocéntrica. La explicación de este fenómeno es el efecto de volatilización incompleta que ya puso de manifiesto Borovicka (1993). Conforme aumenta la velocidad geocéntrica también lo hace la temperatura media alcanzada en los meteoroides. Al encontrarse el Ca contenido en fases minerales refractarias, conforme aumenta la temperatura se volatiliza una mayor cantidad de Ca que pasará a contribuir al espectro.

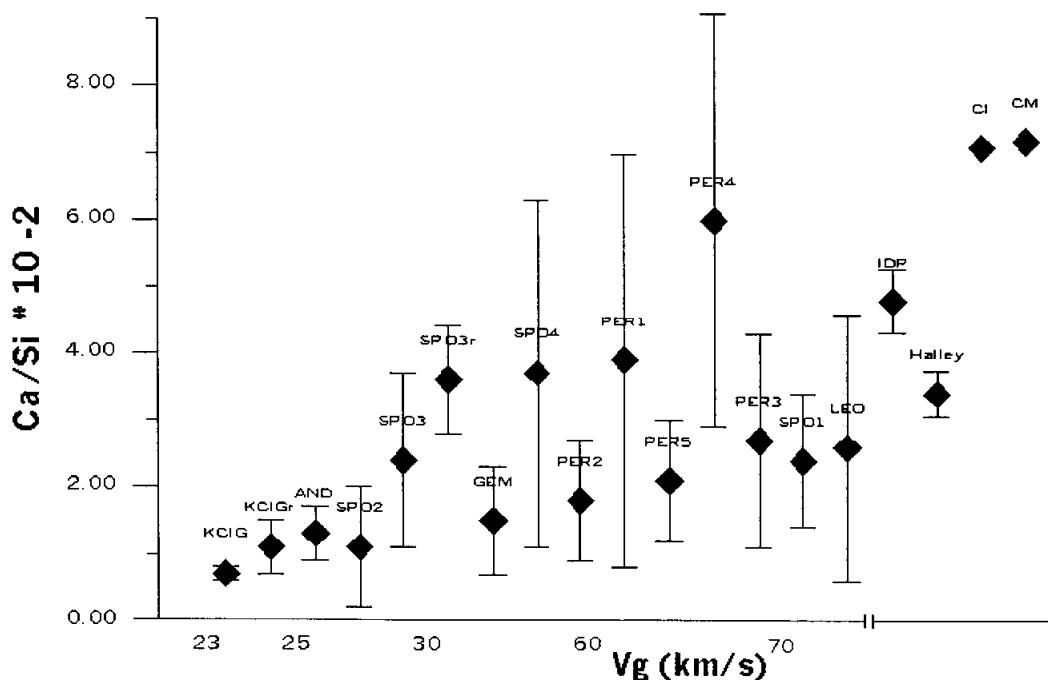


Figura 3.42. Abundancia Ca/Si para los diferentes espectros analizados comparados en función de la velocidad geocéntrica del meteoroides incidente. Otros símbolos como en la figura 3.40.

Por lo general se aprecia que en meteoroides con velocidad geocéntrica comprendida entre 20 y 40 km/s el efecto de volatilización incompleta es mayor y si se asumiese una abundancia típica similar a las IDPs podría concluirse que sólo es posible detectar cerca de un 30% del Ca presente en su composición. Por el contrario, para meteoroides más veloces, las mayores temperaturas alcanzadas aumentan la eficiencia

en la vaporización de los elementos refractarios, consiguiendo en la mayoría de ocasiones que más de un 50% del Ca contribuya al espectro de emisión. Evidentemente en la discusión anterior se asume que la abundancia de Ca fuese similar en todos los meteoroides progenitores de los bólidos analizados aquí. Sin embargo puede que también influya la heterogeneidad en la composición y estructura de las partículas pues el espectro PER4 presenta una abundancia de Ca superior incluso a la esperada para las IDPs.

3.5.3.4. TITANIO.

El Ti es un elemento minoritario que en los espectros meteóricos posee varias líneas repartidas a lo largo del espectro principal y en la componente de alta temperatura. Quizás la que más destaque de Ti I sea la presente en 4982 Å y en Ti II la que se encuentra en 4550 Å. Al ser un elemento minoritario que presenta líneas débiles se ha tenido especial cuidado para descartar las estimaciones de abundancia de Ti en aquellos espectros y tramos más ruidosos.

El Ti es también un elemento presente en fases minerales refractarias donde es de esperar una variación significativa de las abundancias deducidas en función de la velocidad geocéntrica. Esto precisamente se observa en la figura 3.43 donde se comparan las abundancias Ti/Si de los espectros con las de IDPs y meteoritos condriticos.

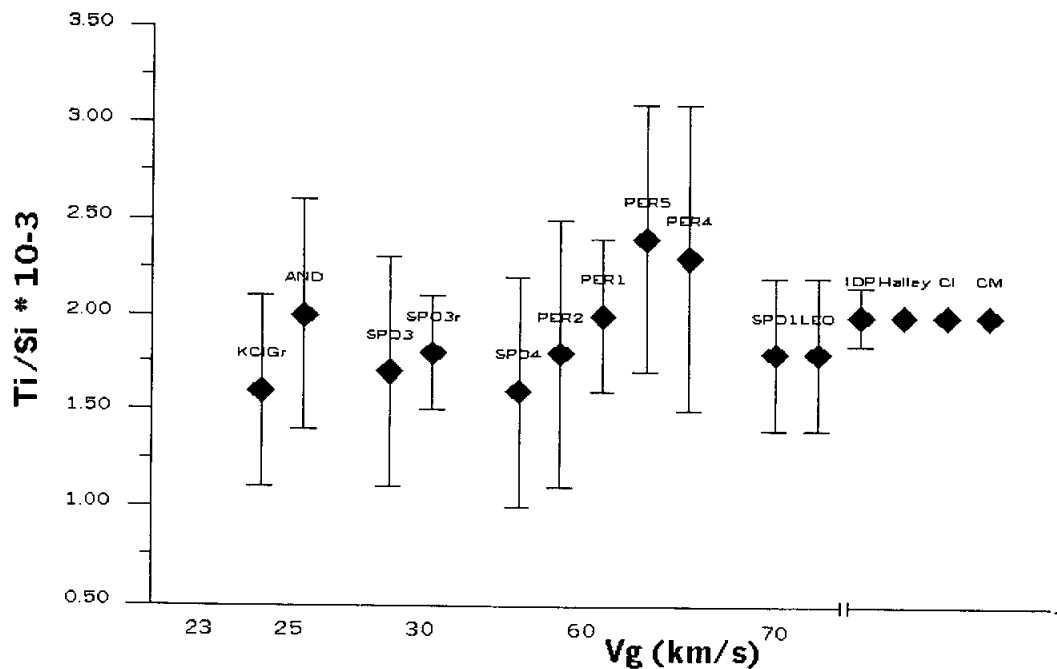


Figura 3.43. Abundancia Ti/Si para los diferentes espectros analizados comparados en función de la velocidad geocéntrica del meteoróide incidente. Otros símbolos como en la figura 3.40.

De manera similar al Ca se aprecia en la figura 3.43 que para los meteoroides de menor velocidad geocéntrica las abundancias relativas son inferiores a los valores esperados. Sin embargo para meteoroides de altas velocidades geocéntricas tales como las Perseidas, SPO4 ó LEO los valores se ajustan mejor a los esperados.

3.5.3.5. CROMO.

Este elemento de transición es fácilmente identificable en los espectros meteóricos pues su multiplete 1 contribuye con tres líneas intensas en longitudes de onda de 4254, 4275 y 4290 Å. También el multiplete 7 genera una línea visible en ocasiones en 5206 Å. Al ser claramente visibles las líneas del multiplete 1 las abundancias de Cr se ajustan en función de la intensidad de estas líneas. Los resultados obtenidos para los diferentes espectros se muestran en la figura 3.44.

Tal y como se aprecia en la figura 3.44 las abundancias observadas en los espectros meteóricos se encuentran entre los valores típicos de las IDPs, condritas CI y CM y el polvo del cometa 1P/Halley. Cabe destacar que las Perseidas analizadas parecen presentar abundancias en Cr significativamente más altas a las presentes en otros meteoroides, por ejemplo la Leónida LEO que es especialmente pobre en Cr, incluso por debajo de la observada en las partículas de polvo del cometa 1P/Halley.

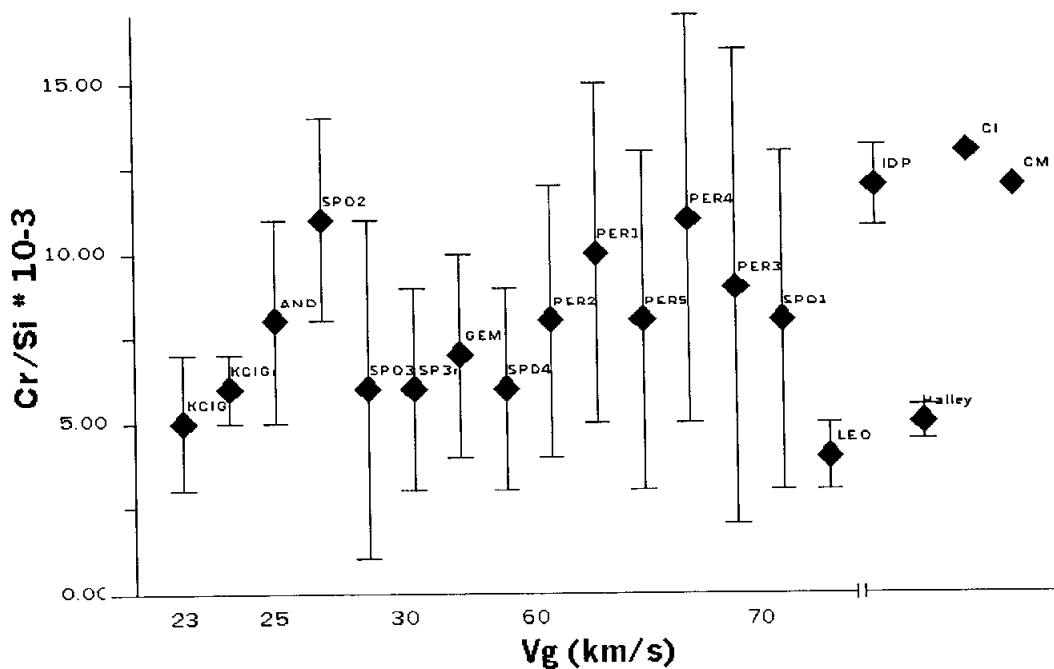


Figura 3.44. Abundancia Cr/Si para los diferentes espectros analizados en función de la velocidad geocéntrica del meteoroides incidente.

3.5.3.6. MANGANESO.

Las líneas de Mn I son claramente visibles en todos los espectros. El multiplete 1 presenta un línea intensa en 4033 Å y otras secundarias entre 4750 y 4850 Å. Por tanto el ajuste de la abundancia de este elemento no tiene especial dificultad.

En la figura 3.45 se muestra como las abundancias de Mn son menores de las esperadas para IDPs aunque se encuentran entre las típicas de meteoritos condriticos de tipo CM. Dada la similitud en las abundancias observadas en otros elementos con las partículas de polvo interplanetario (IDPs) sorprende que la abundancia de Mn sea entre dos o tres veces inferior. Según Rietmeijer (2002) en los agregados de IDPs el cociente $Mn/Si \approx 0,01$, lo que está próximo a los valores obtenidos en algunos espectros.

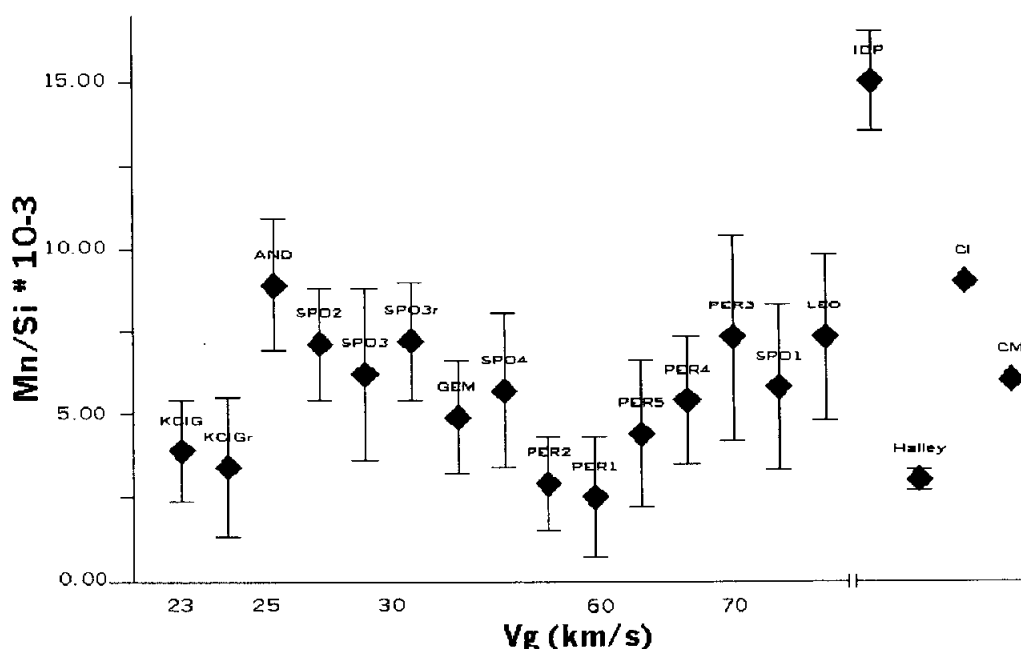


Figura 3.45. Abundancia Mn/Si para los diferentes espectros analizados comparados en función de la velocidad geocéntrica del meteoroides incidente. Otros símbolos como en la figura 3.40.

Puede ser que al ser el Mn un elemento minoritario, las diferencias entre espectros evidenciada en la figura 3.45 sólo muestre la heterogeneidad de los meteoroides, algunos más ricos que otros en Mn. Esto vendría apoyado por la presencia de meteoroides de un mismo enjambre con cocientes Mn/Si muy dispares entre sí. Un ejemplo lo tenemos en PER1 y PER2, dos espectros muy pobres en Mn, similar a la observada en el polvo del cometa 1P/Halley (Jessberger et al., 1988). Sin embargo PER3 y PER4 poseen cocientes Mn/Si muy superiores, próximas a las típicas de meteoritos condriticos. También a favor de la heterogeneidad de los meteoroides destaca la clara diferencia presente entre AND

y KCIG a pesar de ser espectros producidos por meteoroides con una similar velocidad geocéntrica.

Finalmente cabe subrayar que la mayoría de espectros analizados poseen abundancias usualmente superiores a las observadas por la sonda Giotto en el cometa 1P/Halley (Jessberger et al., 1988). Tan solo tres espectros poseen valores similares a los típicos del polvo de este cometa aunque parece bastante significativo que el resto de ellos duplica o triplica esa abundancia.

3.5.3.7. HIERRO.

Como se describió anteriormente las abundancias relativas de este elemento se obtienen a partir de la abundancia de Si deducida de la segunda componente por lo que sólo es posible determinarla en aquellos meteoroides de mayor velocidad geocéntrica. Al ser deducida de la segunda componente la precisión con que se deduce la abundancia Fe/Si es algo menor a la de otros elementos lo que se traduce en errores de dispersión mayores como se aprecia en la figura 3.46.

En cualquier caso los resultados obtenidos son altamente indicativos pues las abundancias de Fe observadas se encuentran en todos los casos entre los valores típicos de las IDPs y los meteoritos condriticos. Cabe subrayar en este caso que los espectros analizados poseen abundancias de Fe entre tres y cuatro veces superiores a las observadas en el cometa 1P/Halley.

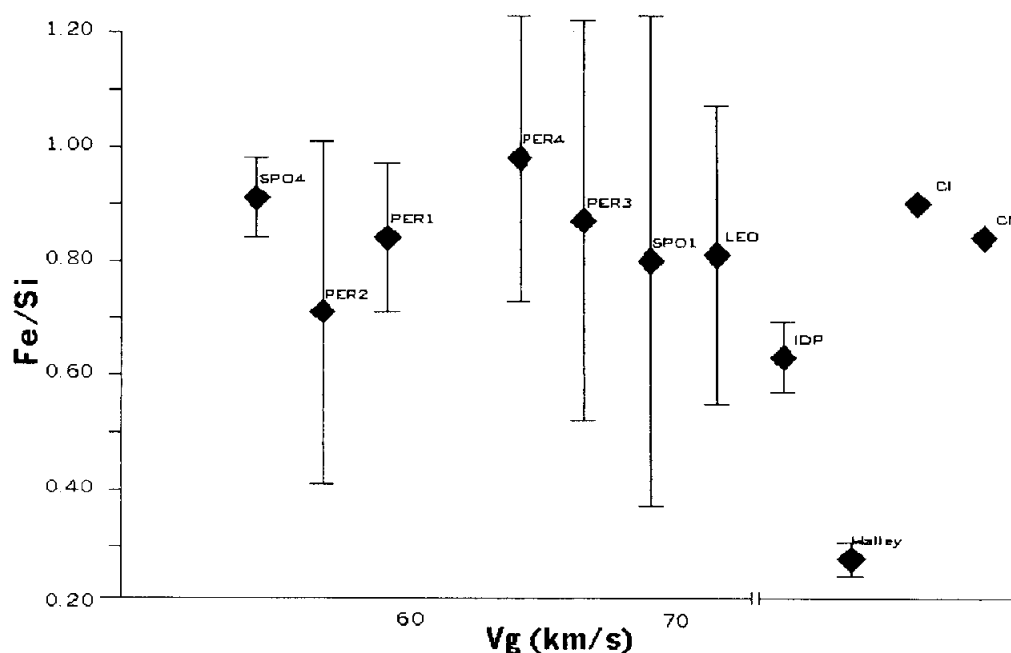


Figura 3.46. Abundancia Fe/Si para los diferentes espectros analizados comparados en función de la velocidad geocéntrica del meteoroides incidente.

3.5.3.8. COBALTO.

Este metal de transición es un elemento minoritario (por ejemplo su abundancia solar relativa al Si es $2 \cdot 10^{-3}$). En los espectros meteóricos solamente puede ser determinado de manera irrefutable en los segmentos más brillantes de algunos espectros (LEO, SPO3 y AND) en donde aparece en una abundancia Co/Si próxima a $3 \cdot 10^{-3}$, límite indicado por Borovicka (1993) para la detección de este elemento.

3.5.3.9. NIQUEL.

El Ni es otro elemento de transición minoritario (la abundancia solar de Ni relativa al Si es $5 \cdot 10^{-2}$). En los espectros meteóricos es identificable especialmente en la línea de Ni I presente en 5477 Å.

Tal y como se aprecia en la figura 3.47 las abundancias típicas de Ni en los espectros aquí analizados queda comprendida entre la típica de los valores medios de las IDPs y la detectada en el polvo del cometa 1P/Halley por la sonda Giotto (Jessberger, 1988). En cambio son claramente inferiores a los valores correspondientes a las condritas CI y CM.

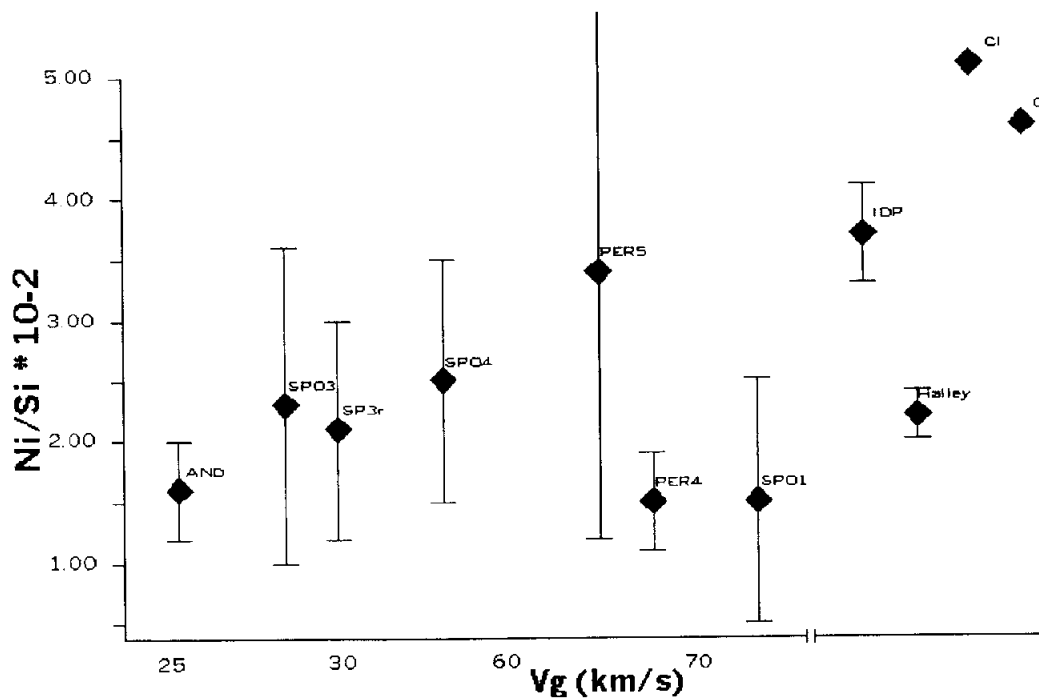


Figura 3.47. Abundancia Ni/Si para los diferentes espectros analizados en función de la velocidad geocéntrica del meteoróide incidente.

3.5.4. ABUNDANCIAS A PARTIR DE ESPECTROS DE PRISMA Y DE RED.

Que el espectro posea una buena resolución es un factor fundamental para permitir la detección inequívoca de las líneas de los diversos elementos. Como se ha descrito en la sección 3.4 los espectros de red poseen una dispersión uniforme a lo largo de todo el espectro además de ser superior a la que presentan los espectros de prisma. Aunque la resolución para cada espectro depende de la geometría en la que aparece el meteoro respecto a la orientación del espectrógrafo pueden darse unos valores típicos estimativos para espectros de prisma y red (véase tabla 3.51). Como se aprecia en esa tabla la resolución espectral para longitudes de onda corta es unos tres veces menor para espectros de red y hasta diez veces menor en longitudes de onda larga. De hecho, una de las limitaciones más importantes para espectros de prisma es el solapamiento de las diferentes líneas espectrales. Aunque el programa *FYSPP* permite ajustar la envolvente del espectro sintético, en realidad no puede distinguirse a las líneas de menor intensidad por lo que resulta en esos casos complicado corroborar su existencia real fuera del ruido intrínseco de la señal. Además otra ventaja que presentan los espectros de red de difracción es que la resolución no varía a lo largo de todo el espectro con lo que la identificación no aparece sesgada dependiendo de la localización de las diferentes líneas en el espectro como en el caso de los espectros de prisma.

Tipo	Resolución (Å/mm)	
	$\lambda=4.000 \text{ \AA}$	$\lambda= 6.000 \text{ \AA}$
Prisma	130	550
Red (1 ^{er} orden)	50	50

Tabla 3.51. Resolución típica de los espectros analizados en esta tesis, obtenidos mediante objetivos Tessar de 360 mm de distancia focal diafragmados a f:4,5 (véase sección 3.2.2).

En los espectros de prisma la baja resolución es un impedimento para dilucidar las abundancias tanto de elementos mayoritarios (Cr y Al) como de minoritarios (Ti, Ni y Co). Las líneas de Al I se encuentran a menos de 30 Å de una de las pertenecientes al doblete de Ca II (véase tabla 3.1) que generalmente son de las más intensas en los espectros meteóricos. Por ello para identificar inequívocamente la presencia de aluminio se necesitan espectros con una resolución inferior a 30 Å/mm. El mejor espectro analizado aquí (SPO3r) posee una resolución de 40 Å/mm en el primer orden (que además aparece cortado) por lo que ni siquiera en ese caso ha podido estudiarse la presencia de aluminio. La línea de Si I en 3.906 Å también aparece en una región donde las líneas de Ca II y Fe I impiden su determinación aunque para este elemento se ha resultado el problema determinando las abundancias de la intensidad de la componente de

alta temperatura (Si II). Destacar también que el Cr I aparece superpuesto a líneas de Fe I por lo que para espectros de baja resolución esto puede afectar a la estimación de abundancias. Otra ventaja de los espectros de red frente a los de prisma es que pueden desdoblarse las líneas de Mg I-2 (véase en el apéndice 1 la figura A.1.15) y el doblete de Na I-1 (figura A.1.8) lo cual repercute favorablemente a la hora de ajustar los diferentes parámetros físicos. De hecho la intensidad relativa de tales líneas depende significativamente de la densidad de átomos en la columna y de la temperatura. Pero sin lugar a dudas cabe destacar que la determinación de abundancias de los elementos minoritarios (Ti, Ni y Co) es la más afectada por la baja resolución de los espectros de prisma. De hecho estos elementos sólo pueden determinarse en los tramos más brillantes de algunos espectros.

Para contrastar la bondad del método de ajuste de abundancias empleado para espectros de prisma y red se ha aprovechado que dos bólidos han sido analizados por duplicado a partir de un espectro de prisma y otro de red. Dado que se ha realizado un análisis completamente independiente de cada espectro, la comparación de las abundancias obtenidas en cada caso permite juzgar la bondad del método empleado. Además de permitir discutir las ventajas y precisión relativas de ambos métodos de obtención de espectros nótese que también revierte interés por ser la primera vez que se realiza una comparación de este tipo.

Los espectros estudiados por duplicado fueron por una parte KCIG1 y KCIG1r además de SPO3 y SPO3r. Las abundancias relativas obtenidas para cada espectro ya se mostraron en la tabla 3.50 y su extraordinario parangón es especialmente destacable. Los errores relativos asociados a las abundancias de los elementos mayoritarios para los espectros de prisma suelen ser de un 40% por un 25% para los espectros de red. Incluso puede haber mayores errores para los elementos minoritarios en los espectros de prisma.

Finalmente mencionar que en la tabla 3.52 se aprecia nuevamente que los cocientes obtenidos entre ambos espectros son muy similares (dentro de los márgenes de error) para las relaciones Fe/Ni, Mg/Na, Mg/Fe y Fe/Na. Esto es una prueba directa de la validez del método empleado para la determinación de abundancias.

3.5.5. COCIENTES DE INTERÉS COSMOQUÍMICO.

En el apartado anterior se han estudiado las abundancias relativas al Si de los diversos elementos analizados en los espectros. En Cosmoquímica se suelen estudiar otros cocientes de interés que dan muestra de las proporciones entre los diversos elementos en distintos enclaves del Universo. En la tabla 3.52 aparecen los cocientes Mg/Fe, Fe/Na, Fe/Ni, Mg/Na, Mg/Ca y Na/Ca analizados en cada espectro.

Espectro	Fe/Ni	Na/Ca	Mg/Ca	Mg/Na	Mg/Fe	Fe/Na
GEM	-	6,50	59,67	9,18	1,05	8,73
PER1	-	2,27	29,08	12,79	1,29	9,89
PER2	21,91	3,60	49,28	13,67	1,24	11,03
PER3	22,95	3,22	32,45	10,09	0,98	10,31
PER4	64,86	1,89	16,31	8,62	1,00	8,67
SPO2	-	10,81	37,04	3,43	0,46	7,50
PER5	25,55	3,33	40,40	12,14	0,95	12,76
KCIG1	-	9,87	-	14,81	1,22	12,17
KCIG1r	-	7,48	88,24	11,80	1,10	10,69
SPO1	52,29	4,31	38,87	9,03	1,14	7,94
AND	55,48	5,96	63,02	10,58	0,99	10,72
LEO	15,64	3,18	30,33	9,53	0,98	9,77
SPO3	37,21	3,02	33,82	11,19	1,04	10,80
SPO3r	38,31	1,22	15,75	12,95	1,23	10,56
SPO4	37,87	2,10	14,42	6,85	0,66	10,39
Polvo Halley	12,73	1,59	15,88	10	1,93	0,19
IDPs	17,03	1,02	17,71	17,35	1,35	12,86
Condritas CI	17,65	0,85	14,93	17,67	1,18	15
Condritas CM	18,26	0,49	14,44	29,71	1,24	24

Tabla 3.52.- Cocientes de abundancias de interés cosmoquímico tal y como se deduce del análisis de los espectros aquí analizados. Se indica por comparación la abundancia media de las partículas de polvo del cometa 1P/Halley (Jessberger et al., 1988), a condritas CI y CM y a IDPs (Rietmeijer y Nuth, 2000).

3.5.4.1. LOS COCIENTES Na/Ca Y Mg/Ca.

Los cocientes que involucran el Ca, como era de esperar, evidencian el efecto de volatilización incompleta. Tan sólo para meteoroides de altas velocidades geocéntricas es menor el efecto de volatilización incompleta descrito en la sección 3.5.3.3. En el resto de casos los cocientes Na/Ca y Mg/Ca son anormalmente altos debido a la subestimación intrínseca en la abundancia relativa del Ca. Esto viene a corroborar los resultados de Borovicka y Betlem (1997) que mencionan como la presencia de calcio detectada en meteoros es muy inferior a la esperada para una composición condritica debido al efecto de volatilización incompleta. De hecho este fenómeno parece ser observado también en grandes bólidos como Benesov donde la abundancia de Ca en el gas radiante fue dos órdenes de magnitud más baja que en condritas a las alturas típicas del nivel meteórico (Borovicka & Spurný, 1996).

Como consecuencia de la volatilización incompleta nótese que las gráficas 3.48 y 3.49 muestran una forma decreciente, acercándose los cocientes a los valores esperables para mayor velocidad geocéntrica. En cualquier caso la mayoría de espectros tienen valores sobreestimados de ambos cocientes. Tan solo las abundancias presentes en los

bólidos SPO4 y PER4 se acercan a los valores esperados para el polvo del cometa 1P/Halley o para las partículas de polvo interplanetaria (IDPs).

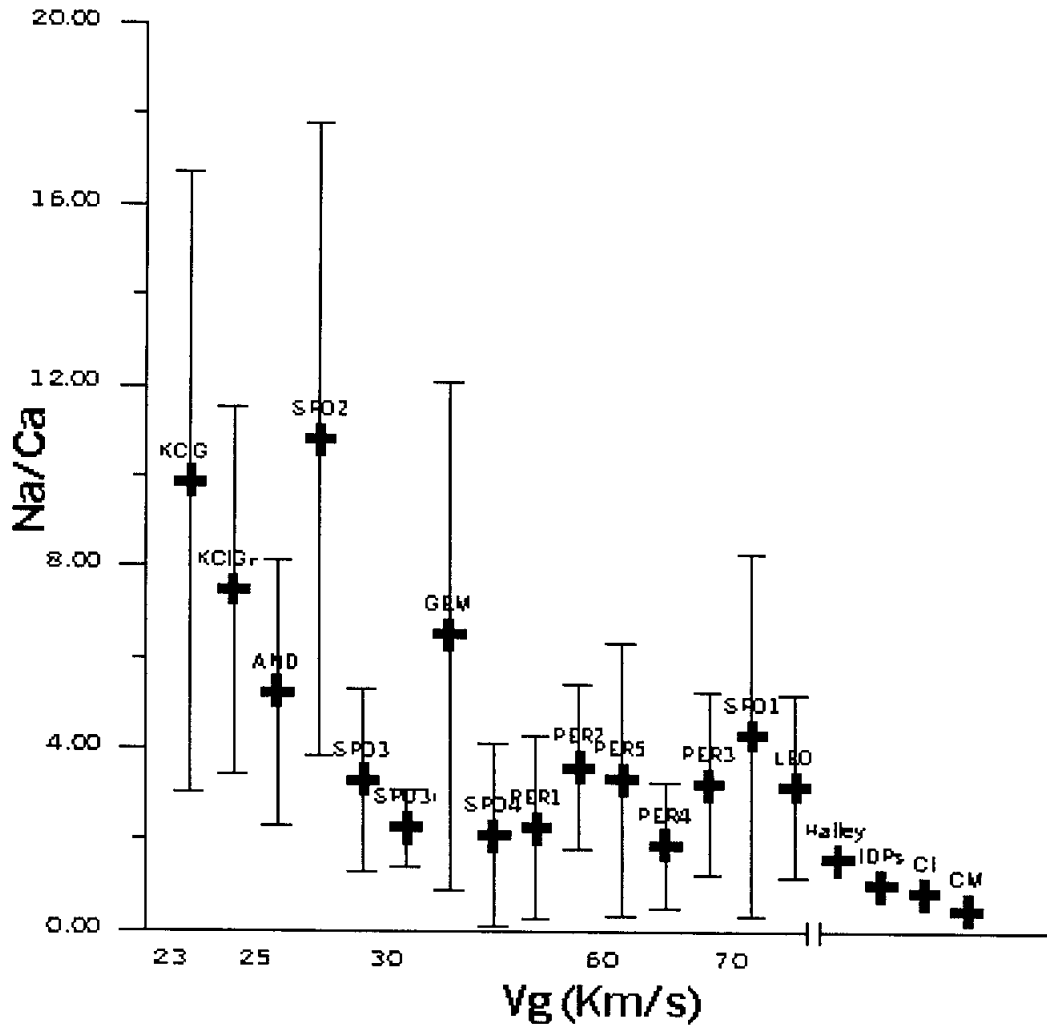


Figura 3.48. Cociente Na/Ca para los espectros analizados como función de la velocidad geocéntrica del meteoróide incidente. Por comparación se indica también los valores típicos del polvo del cometa 1P/Halley (Jessberger, 1988), de los IDPs y los meteoritos condriticos de tipos CI y CM (Rietmeijer, 2000). Los valores que aparecen en el eje de velocidades son meramente orientativos.

Si bien el efecto de volatilización incompleta es evidente en ambas gráficas todavía puede existir otra fuente de subestimación del Ca. La razón es que se sabe que una de sus principales líneas, la línea resonante de Ca I situada en 4227 Å resulta sistemáticamente más débil de lo que predice la teoría (Borovicka, 1993). Esta línea es ópticamente gruesa y un cambio moderado de los parámetros físicos realizado con FYSP/P no es capaz de eliminar esa discrepancia.

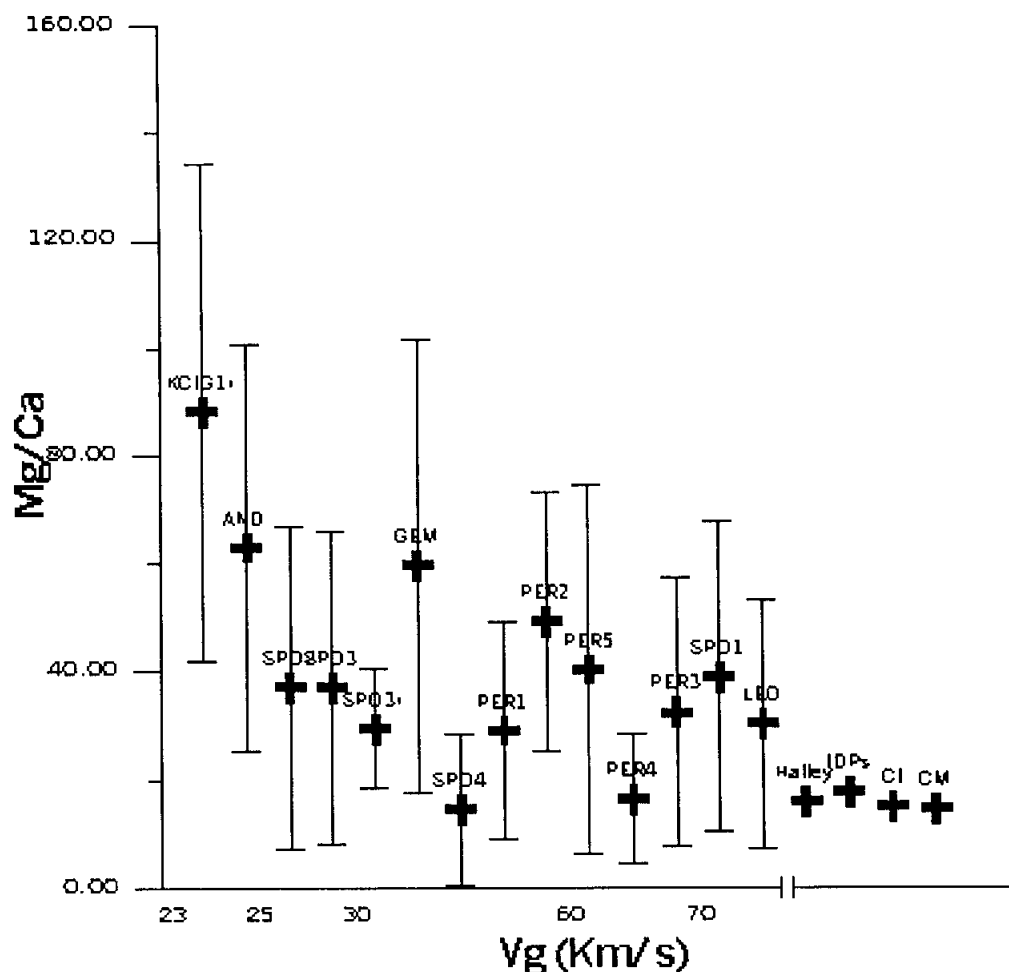


Figura 3.49. Cociente Mg/Ca para los espectros analizados como función de la velocidad geocéntrica del meteoroides incidente. El resto de símbolos como en figura 3.48.

3.5.4.2. EL COCIENTE Mg/Na.

Como se describe en las secciones 3.5.3.1 y 3.5.3.2 tanto el Mg como el Na son elementos cuyas abundancias pueden estimarse de los espectros de manera bastante objetiva. Aún así los valores obtenidos de Na son ligeramente mayores de lo esperado comparados a los IDPs o los meteoritos tipo CI lo que cabe tener en cuenta a la hora de interpretar los resultados obtenidos del cociente Mg/Na.

Como se aprecia en la figura 3.50 los valores estimados del cociente Mg/Na indican que la composición de los espectros se encuentra a medio camino entre las IDPs y las partículas del cometa 1P/Halley. Aún así si se tuviese en cuenta la posible sobreestimación del Na, la figura 3.50 cambiaría ligeramente al incrementarse los

cocientes Mg/Na. En tal caso los valores se acercarian todavía más a la composición típica de las IDPs o los meteoritos condriticos CI.

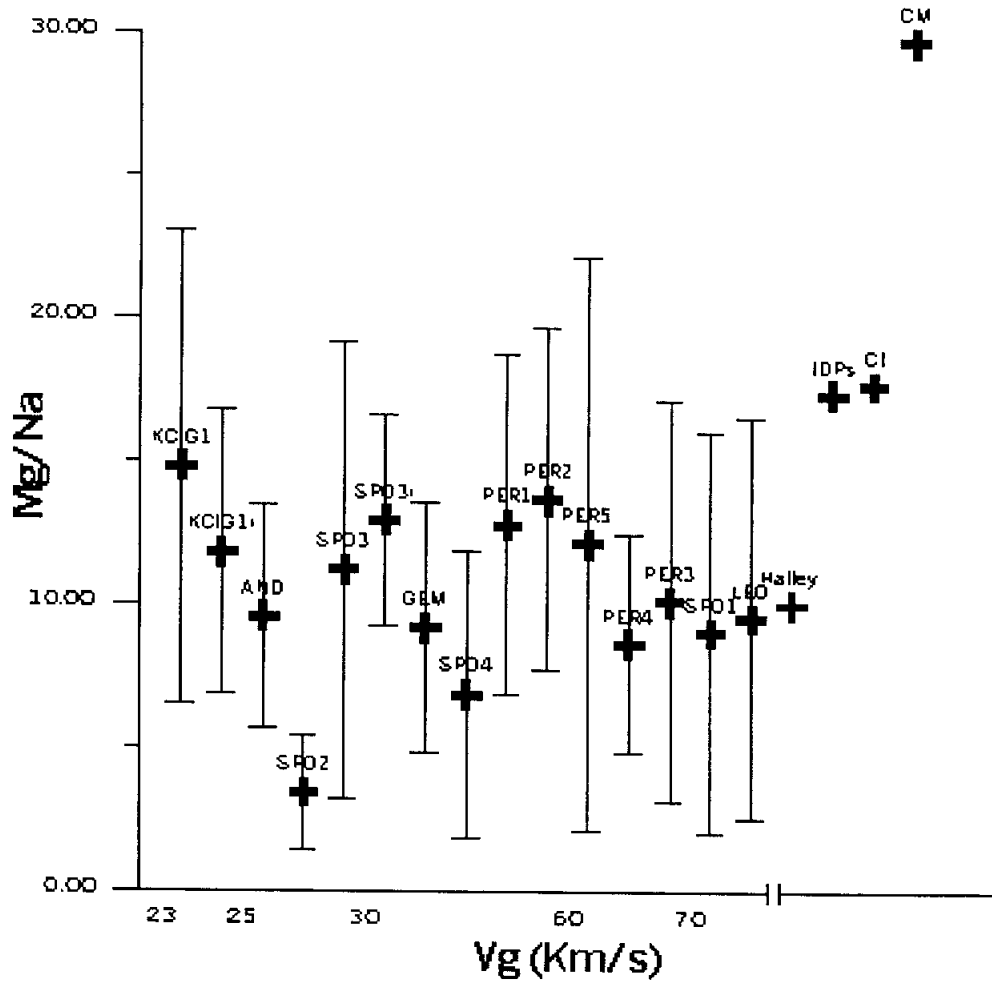


Figura 3.50. Cociente Mg/Na para los espectros analizados como función de la velocidad geocéntrica del meteoróide incidente.

Existen dos espectros (SPO2 y SPO4) que presentan valores anormalmente bajos debido a su escasez de Mg. La baja luminosidad de ambos bólidos descrita en las secciones 3.4.1.2 y 3.4.1.4 indica que fueron producidas por meteoroides de pequeñas dimensiones que además debían poseer una composición química anómala, pobre en fases minerales de Mg. En el apartado 3.5.3.2 se mencionó que este tipo de composición anómala se observa también en el polvo desprendido del cometa 1P/Halley (Jessberger, 1988).

3.5.4.3. EL COCIENTE Fe/Na.

Este cociente evidencia nuevamente el parentesco entre los espectros analizados. Todos presentan valores muy similares en torno a $[Fe/Na] \approx 10$, ligeramente por debajo de los esperados para IDPs ó para meteoritos condriticos tipo CI.

Quizás el hecho más destacable de la figura 3.51 es la gran diferencia mostrada entre los valores deducidos de los espectros y la composición del cometa 1P/Halley y la correspondientes a condritas carbonáceas del tipo CM. Aunque los errores de dispersión son grandes, los valores medios observados oscilan en un margen que podría ser explicado por la heterogeneidad de las partículas. En cualquier caso parece obvio que ese margen se encuentra íntimamente vinculado a la composición de las IDPs.

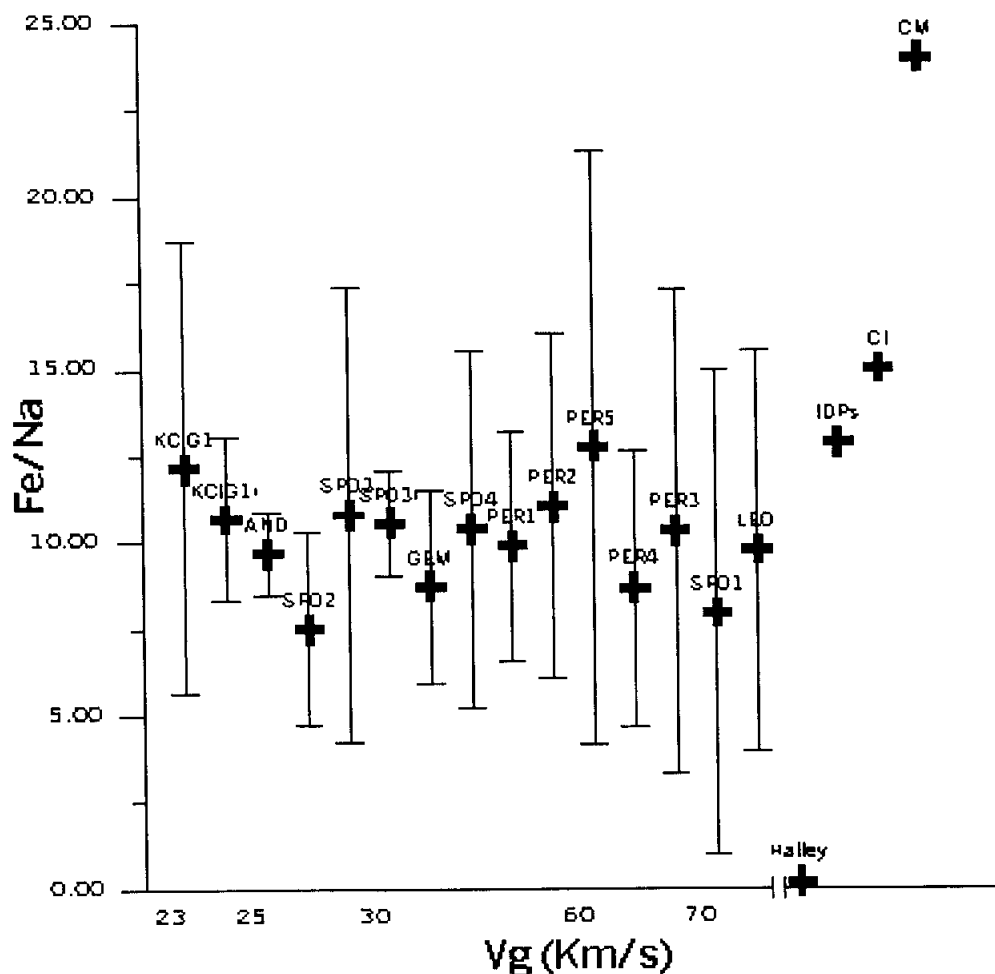


Figura 3.51. Cociente Fe/Na para los espectros analizados como función de la velocidad geocéntrica del meteoroides incidente.

3.5.4.4. EL COCIENTE Mg/Fe.

De nuevo este cociente evidencia el parentesco existente entre la composición de los meteoroides progenitores de los espectros analizados y la composición de las IDPs y las condritas carbonáceas del tipo CI y CM. Como se aprecia en la figura 3.52 los valores típicos oscilan en torno a $[Mg/Fe] \approx 1.2$.

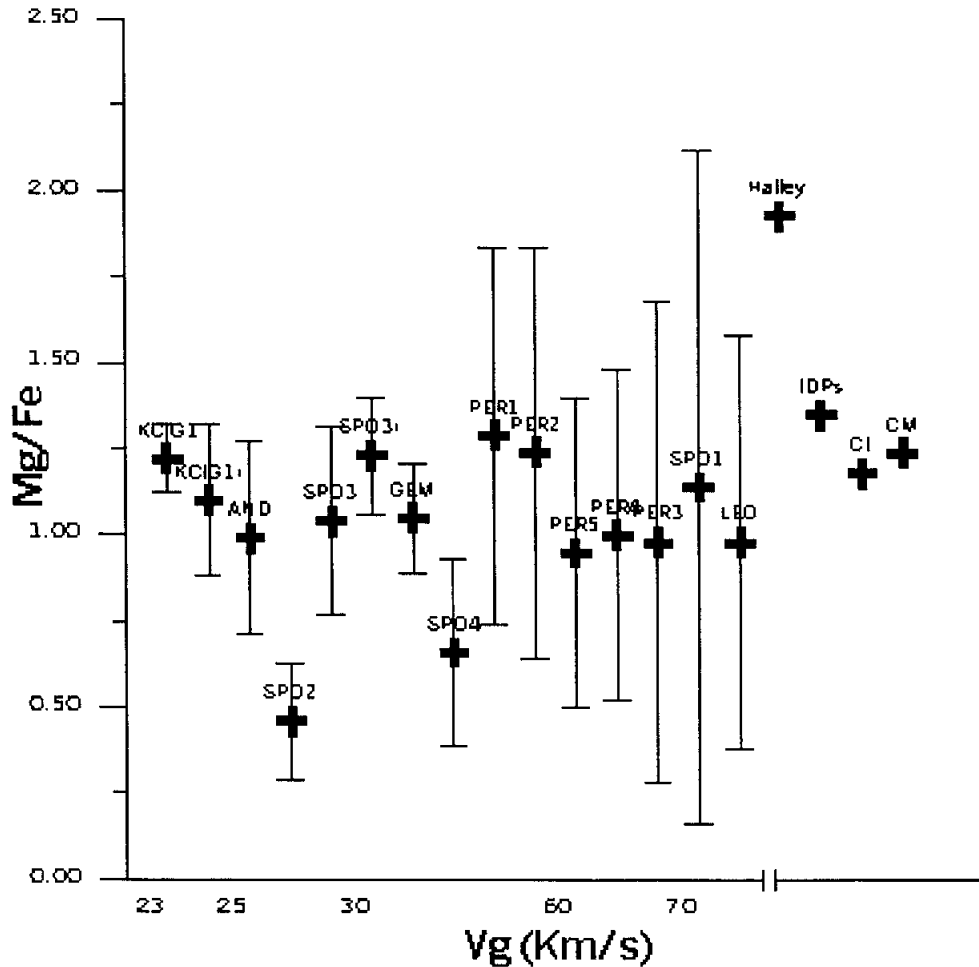


Figura 3.52. Cociente Mg/Fe para los espectros analizados como función de la velocidad geocéntrica del meteoroides incidente.

De nuevo la figura 3.52 evidencia una composición anómala para los bólidos SPO2 y SPO4 debido a su pobreza en Mg. El resto de espectros poseen valores muy similares que, considerando los errores absolutos, caen dentro de los valores esperados para las IDPs y los meteoritos condriticos CI y CM.

3.5.4.5. EL COCIENTE Fe/Ni.

El Ni es un elemento cuya abundancia es difícil de estimar en los espectros. La figura 3.53 nos muestra los valores de este cociente para los espectros en que ha sido posible identificar inequívocamente la presencia de Ni. Curiosamente los valores obtenidos muestran que el Ni podría sufrir un efecto de volatilización incompleta similar al que presenta el Ca. De este modo se explicaría que los espectros producidos por meteoroides de bajas velocidades geocéntricas presenten valores de Fe/Ni anormalmente altos.

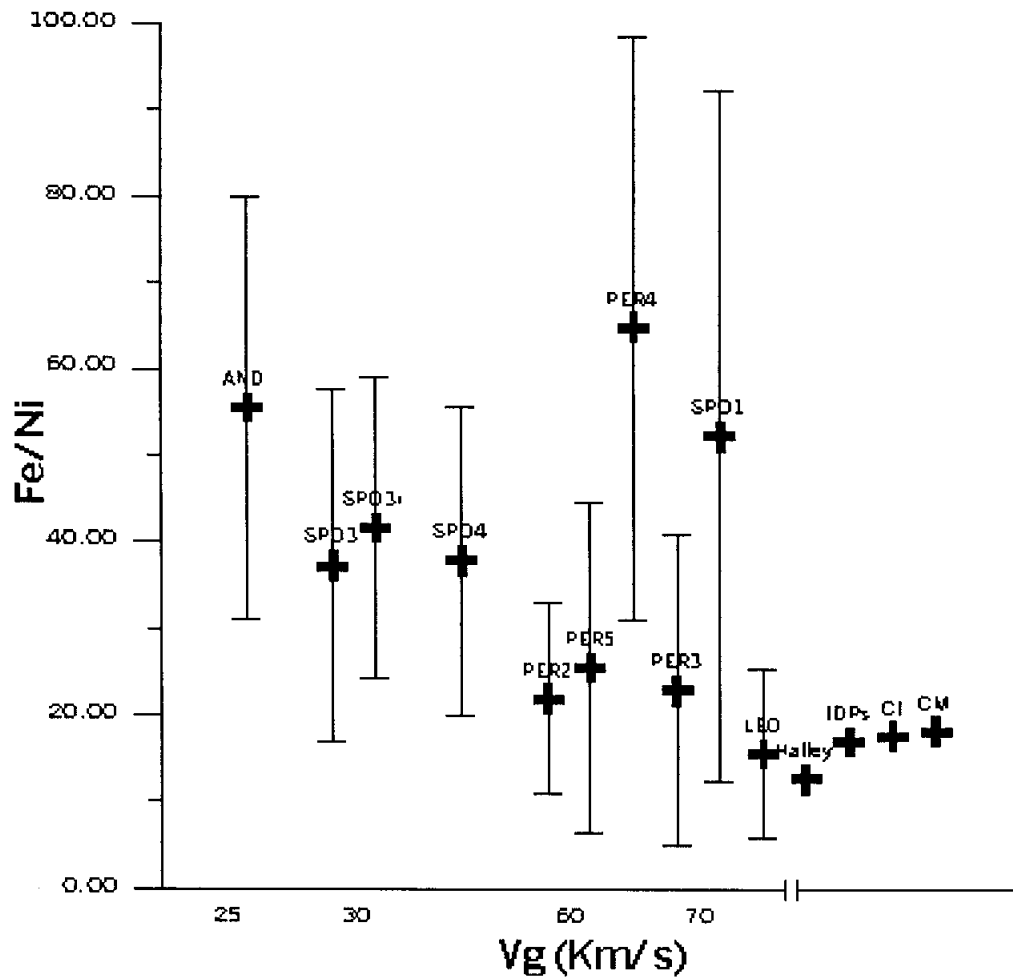


Figura 3.53. Cociente Fe/Ni para los espectros analizados como función de la velocidad geocéntrica del meteoroides incidente.

3.5.5. ABUNDANCIAS Y TEMPERATURA VS. ALTURA.

Resulta especialmente interesante analizar las abundancias de cada elemento según los meteoroides profundizan en la atmósfera. Anteriormente se explicó que la ablación meteórica se produce en diferentes regiones de la atmósfera superior dependiendo de la velocidad geocéntrica del meteoroides.

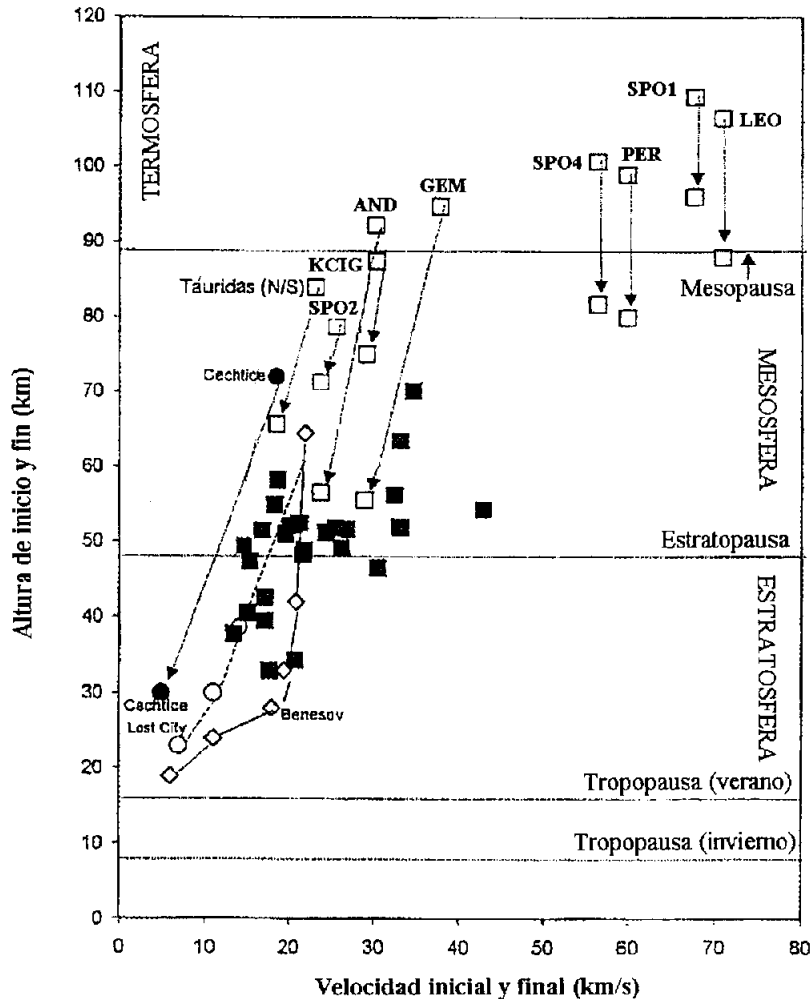


Figura 3.54. Altura de inicio y fin de la ablación meteórica frente a la velocidad inicial y final del meteoroides para los bólidos de diferentes enjambres analizados en esta tesis. Como comparación se muestra la evolución de tres grandes bólidos registrados por la European y Prairie Fireball Networks (Cechtica, Lost City y Benesov). Los cuadrados negros indican el lugar de desintegración de diversos bólidos fotografiados por el Meteorite Observation and Recovery Project (MORP). Como se aprecia la desintegración ocurre usualmente en regiones próximas a la estratopausa. Adaptada de Rietmeijer y Nuth (2000).

En términos generales se observa en los bólidos aquí analizados que existe una emisión diferenciada de elementos químicos a lo largo de la trayectoria. Este fenómeno

ya fue observado por McNeil et al. (1998) que propuso la ablación diferencial como responsable de la distribución en la atmósfera terrestre de capas de diferentes metales. Este autor también explica a partir del proceso de volatilización incompleta la sobreabundancia de Na frente a Ca en la atmósfera superior. Según los meteoroides profundizan en la atmósfera encuentran mayor presión con lo que el número de choques aumenta y con ello lo hace la temperatura, que comporta un aumento de la ablación e incluso conlleva a la progresiva fragmentación y la definitiva desintegración del meteoroides en los tramos finales.

Pueden realizarse interesantes deducciones sobre la estructura de los meteoroides estudiando la evolución temporal de las curvas de luz meteóricas. Especialmente interesante resulta la diferente evolución de elementos mayoritarios, especialmente Mg y Na. Tal y como relatan Borovicka et al. (1999) las curvas de luz de estos elementos son bastante diferentes siendo el Na mucho más abundante en los tramos iniciales de los meteoros. En este sentido los máximos de luminosidad de Na suelen ocurrir bastante antes de los asociados al Mg. Esto resulta lógico al ser el Na el más volátil de todos los elementos observados. Su ausencia en la parte final de la trayectoria se observa en la mayoría de espectros analizados en esta tesis y es incluso más evidente para meteoroides de menores dimensiones (Borovicka et al., 1999). Esto sugiere que este elemento se volatiliza casi por completo en los primeros tramos, siendo casi inexistente en los tramos finales a no ser que reaparezca tras desintegrarse el meteoroides. El estudio de las líneas de otros elementos muestran que este efecto de volatilización preferente del Na es real sin dejar alternativa de poder explicarlo por cambios en la temperatura o la ionización en la columna ionizada. La heterogeneidad en los meteoroides también es evidente pues existen meteoroides ricos en Na que muestran un destello de Na en la parte superior de la trayectoria (Borovicka et al., 1999). Estos autores proponen que tal tipo de meteoroides pueden interpretarse en el modelo de bola de polvo (en inglés *dustball*) propuesto por Hawkes y Jones (1975). En ese modelo los meteoroides están compuestos por granos minerales compactados por un material con bajo punto de evaporación. Cuando el punto de ese material es alcanzado los granos se desprenden. De hecho, Borovicka et al. (1999) proponen que el Na pudiese formar parte de ese material volátil explicando que de ese modo su evaporación ocurra mucho más rápidamente que la del resto de elementos. En esta tesis la mayoría de meteoroides poseen unas dimensiones suficientes para que parte del Na sea emitido en la parte final de la trayectoria durante la fragmentación de la partícula. Sin embargo algunos espectros muestran una pobreza significativa en los tramos finales de sus trayectorias como por ejemplo PER2. Posiblemente los meteoroides de origen más reciente posean mayor proporción de esa componente volátil rica en Na que sería menos abundante en meteoroides más antiguos. Esto apunta de nuevo a procesos de degradación significativos en el medio interplanetario, diferentes según el período de exposición de cada partícula.

Posiblemente sería de gran interés verificar este aspecto analizando los espectros de Leonidas o Perseidas de reciente eyección.

Para varios bólidos la trayectoria en la atmósfera se conocía con suficiente precisión como para hacer posible un análisis de la evolución de la temperatura y las abundancias químicas a lo largo de la trayectoria. Todos estos bólidos son estudiados en detalle a continuación.

3.5.5.1. EVOLUCIÓN EN FUNCIÓN DE LA ALTURA DEL BÓLIDO SPO1.

Este bólido esporádico presumiblemente tiene un origen cometario como se deduce de los elementos orbitales calculados (véase tabla 3.4). Su alta velocidad geocéntrica produjo su volatilización a gran altura, entre 112 y 94 km. sobre la superficie terrestre. Cabe destacar que la temperatura se mantuvo alrededor de 4.300 ± 200 K por encima de los 99 kms de altura. A unos 98 km la temperatura sube bruscamente hasta unos 5.000 ± 100 K en los tramos B y C lo que trae consigo una mayor emisión de Na, Mg y Ca. Esa temperatura conlleva la aparición de la componente de alta temperatura con intensas líneas de Ca II y Mg II. La presencia de Ca viene determEn el tramo A se alcanza una temperatura de 5.800 ± 100 K que posiblemente conlleva la completa volatilización del meteoroides pues poco más tarde el meteorito desaparece.

Respecto a la evolución de los principales elementos cabe destacar que la abundancia en Na, Mg y Ca aumenta significativamente en los primeros tramos, conforme el meteoroides profundiza y aumenta la temperatura del gas. El Mg inicialmente es muy poco abundante pero al alcanzar la temperatura valores superiores a 4.500 K en torno al tramo J las abundancias relativas de este elemento se mantendrán oscilando alrededor de los valores típicos $Mg/Si=1$. Por el contrario la curva de luz del Na es muy diferente posiblemente debido a su mayor eficiencia para evaporarse. De hecho, tras un incremento progresivo en los primeros tramos la luminosidad de esta línea decrece casi un orden de magnitud entre los tramos G y D. Posteriormente en los tramos finales reaparece el Na, justo cuando el meteoroides sufre una brillante fulguración que denota su completa desintegración en la atmósfera. En ese brillante destello final el Ca, Mg, Na, Fe y Si contribuyen especialmente. Cabe destacar sin embargo que la abundancia de Ca no aumenta significativamente sino que lo que aparece es una mayor contribución de Ca ionizado a la componente de alta temperatura. De hecho en el tramo A aparecen brillantes líneas de Ca II-1, Mg II-4 y Si II-2 relacionadas con la componente de alta temperatura que habían sido inexistentes en los primeros tramos. Para explicar la aparición de esta componente de alta temperatura en el último tramo cabría pensar en la desintegración del meteoroides en un conjunto de fragmentos microscópicos que en ese tramo se dispersarían a lo largo de un mayor volumen. Debido

a ello el frente de choque aumenta su superficie e involucra un mayor número de átomos de metal que alcanzan un mayor grado de excitación para contribuir en mayor medida a la componente de alta temperatura. En el apéndice 1 aparecen identificadas en detalle las principales líneas presentes en esta interesante fulguración final.

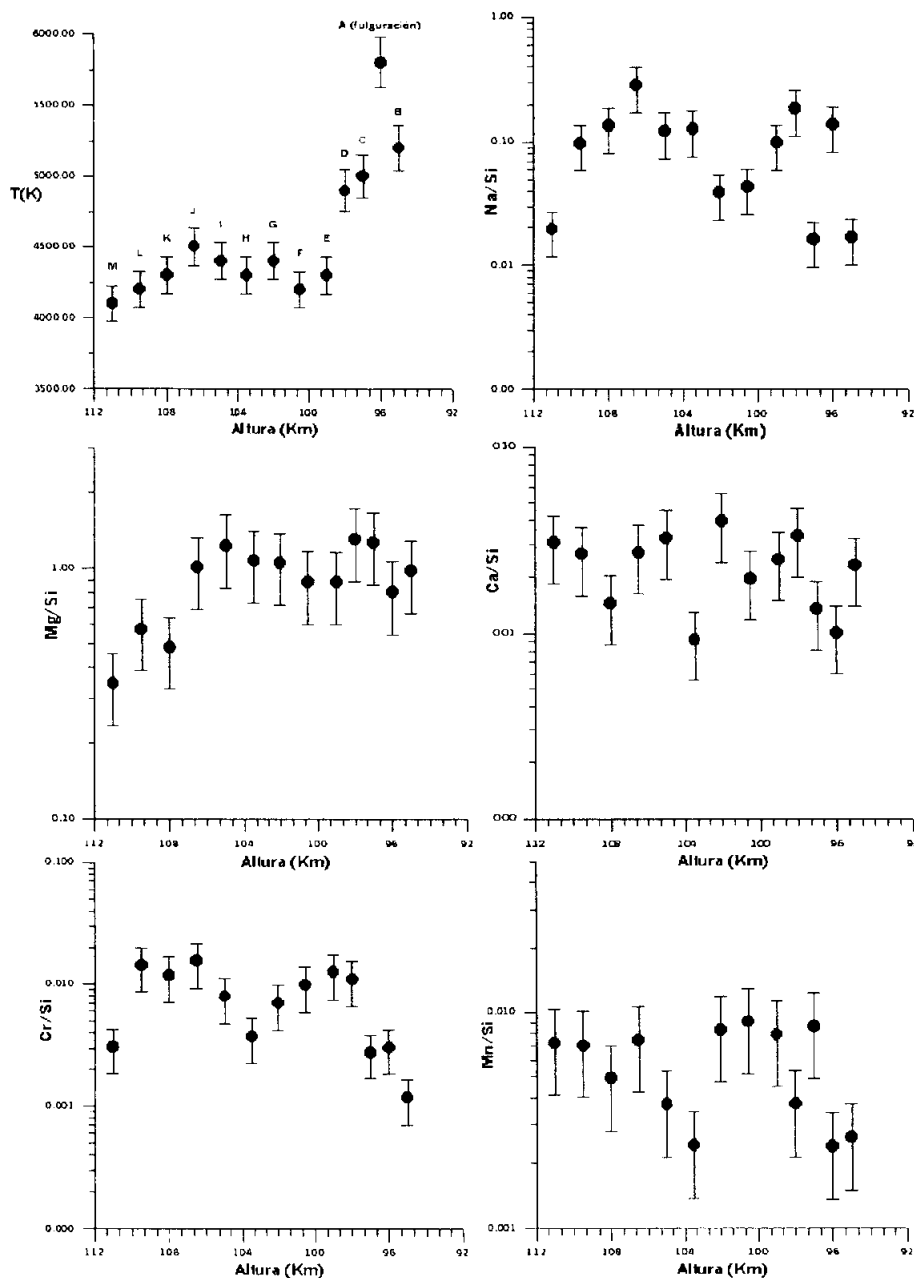


Figura 3.55. Temperatura y abundancias relativas en función de la altura para el espectro SPO1.

Respecto a la presencia de elementos minoritarios como Cr y Mn cabe mencionar que se aprecia una disminución significativa en los tramos finales. Cabe destacar

también que dada la velocidad geocéntrica elevada del meteoróide la abundancia de Ca se mantiene bastante uniforme en toda la columna meteórica.

3.5.5.2. EVOLUCIÓN EN FUNCIÓN DE LA ALTURA DEL BÓLIDO SPO4.

La evolución de la temperatura y abundancias químicas en función de la altura para este bólido se muestra en la figura 3.56. Resulta de especial interés el hecho de que presente una abundancia en Mg muy por debajo de la observada para otros espectros.

Del análisis visual del espectro (figura 3.28) y la figura 3.55 puede interpretarse algunos de los procesos que tienen lugar a lo largo de la trayectoria ionizada del bólido. Como se aprecia SPO4 presentó dos fulguraciones a lo largo de su trayectoria que se corresponden con los tramos (H y A) donde la temperatura fue mayor. Por encima de los 90 kms de altura la temperatura del gas se mantiene en torno a los 4.100 ± 100 K sin que aparezcan variaciones significativas. En esos tramos se detectan las menores abundancias de los elementos analizados aunque es significativamente importante para el Na y el Ca que parecen seguir una evolución ascendente. El primer evento digno de destacar ocurre en el tramo G en donde la temperatura sube bruscamente hasta los 4.500 ± 100 K. Curiosamente en ese tramo las abundancias de los principales elementos aumentan considerablemente excepto para el Cr y el Mn que alcanzan un mínimo. El ligero aumento de temperatura del tramo interior (H) sugiere que está teniendo lugar en esos instantes una fragmentación parcial del meteoróide con una consiguiente emisión de elementos que súbitamente se volatilizan en el tramo G. Cinco elementos contribuyen significativamente a esta primera fulguración: Na, Mg, Ca, Si y Fe. Esto indica que posiblemente ésta se produzca por la fragmentación parcial del meteoróide incidente que conlleva una brusca exposición a altas temperaturas de una fase mineral rica en estos elementos, posiblemente silicatos ricos en Ca y Na. Posteriormente baja la temperatura pero continúa la ablación del meteoróide que vuelve a calentarse a niveles similares a los de la primera fulguración en los tramos C y B. Tras ellos en el tramo A se alcanza la temperatura máxima (4.800 ± 100 K) en una intensa fulguración final tras la cual el meteoro pierde luminosidad y desaparece. De nuevo esa fulguración sugiere que en ese tramo tuviese lugar la volatilización prácticamente completa del meteoróide incidente. De nuevo Na y Mg contribuyen especialmente a la luminosidad del bólido en ese tramo final, alcanzando las mayores abundancias relativas en el tramo A.

Cabe mencionar que la cantidad de Na y Ca disminuye significativamente en el tramo final del bólido como si las fases minerales ricas en esos elementos se hubiesen reducido significativamente. Por el contrario parece aumentar la abundancia en esas regiones de elementos minoritarios como Cr y Mn.

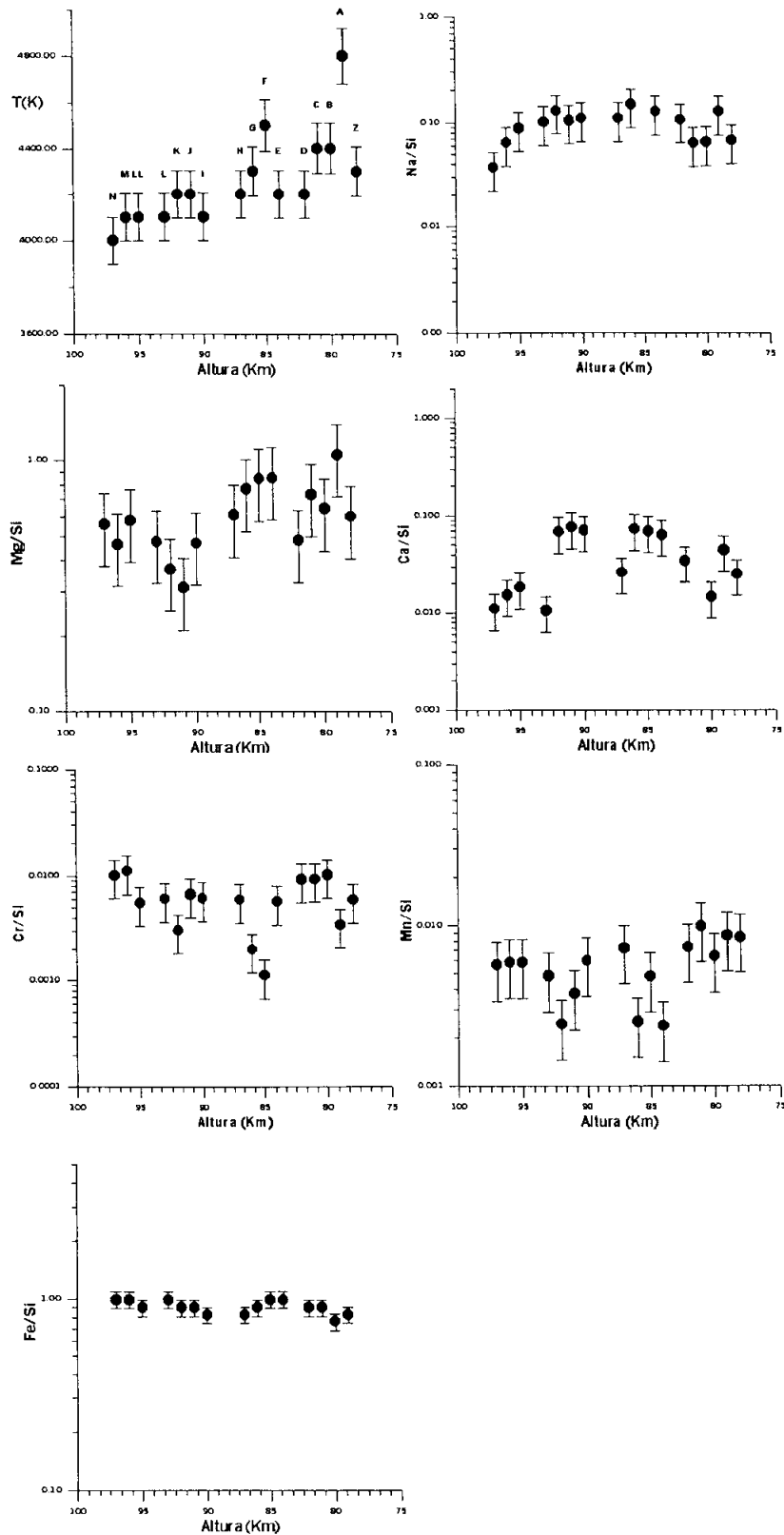


Figura 3.56. Temperatura y abundancias relativas en función de la altura para el espectro SPO4.

3.5.5.3. EVOLUCIÓN EN FUNCIÓN DE LA ALTURA DEL BÓLIDO AND.

En el caso del espectro de la Andromedida (AND) se aprecia en la figura 3.57 como las brillantes fulguraciones que tienen lugar en la trayectoria del bólido están claramente asociadas a la volatilización de una mayor cantidad de material meteórico, probablemente debido a procesos de fragmentación del meteoróide.

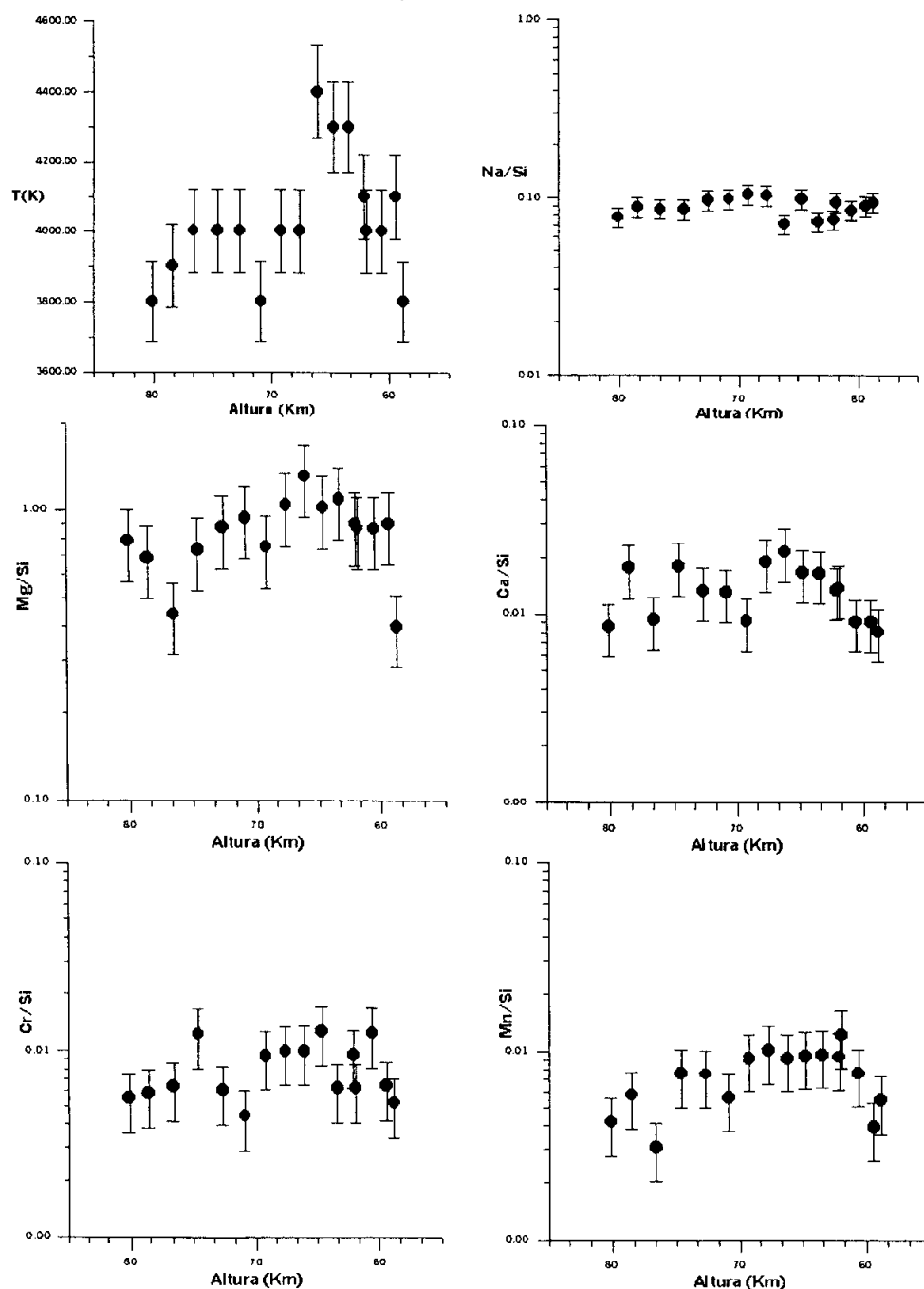


Figura 3.57. Temperatura y abundancias relativas en función de la altura para el espectro AND.

Llama especialmente la atención una brillante fulguración ocurrida en el tramo A que tuvo lugar a 66 km de altura. En ella se aprecia un incremento significativo de las abundancias de los diferentes elementos analizados en la columna ionizada. Sin embargo, para esa altura las curvas de Ca y Na no muestran apenas variación. En los últimos tramos se aprecia que conforme disminuye la temperatura lo va haciendo también la abundancia en la columna meteórica de todos los elementos, excepto quizás el Na. Una explicación de porqué el Ca parece más abundante en la fulguración debe estar relacionada con la mayor eficiencia de evaporación de este elemento refractario en regiones donde la temperatura es mayor. También resulta destacable que en el tramo final el Na es prácticamente inexistente, posiblemente al haberse volatilizado súbitamente en la tercera fulguración. Del análisis realizado del espectro AND puede corroborarse que tal y como apunta Borovicka (1993) las fulguraciones suelen ocurrir poco después de producirse una fragmentación, evidenciada por un súbito incremento en la temperatura del gas.

3.5.5.4. EVOLUCIÓN EN FUNCIÓN DE LA ALTURA DEL BÓLIDO LEO.

La temperatura del bólido LEO aumenta progresivamente desde 4.400 ± 100 K en su tramo inicial hasta su brillante fulguración final donde ronda los 5.800 ± 100 K. Esta gran variación en la temperatura determina la evolución de las abundancias químicas detectadas en la columna meteórica.

Respecto a la evolución de las abundancias cabe destacar primeramente como el Na, un elemento muy volátil va disminuyendo conforme el meteoroides profundiza. Después de la brillante fulguración en la que presumiblemente la partícula se desintegra por completo puede apreciarse que la abundancia de Na alcanza un mínimo. La emisión de este elemento es incluso menor entonces que en los primeros tramos de la trayectoria ionizada. Un efecto similar se observa también para elementos como Mn y Ti que parecen ser mucho menos abundantes en la columna ionizada tras la desintegración del meteoroides.

El resto de elementos analizados (Fe, Mg, Ca y Cr) parecen ser tanto más abundantes cuanto más profundiza el meteoroides y aumenta la temperatura. Dada la gran diferencia de temperatura entre el inicio y el fin de la columna meteórica este efecto era de esperar que fuese muy importante en especial para elementos refractarios que sufren volatilización incompleta como el Ca. En efecto el Ca vemos que a temperaturas mayores parece abundar mucho más en el gas meteórico.

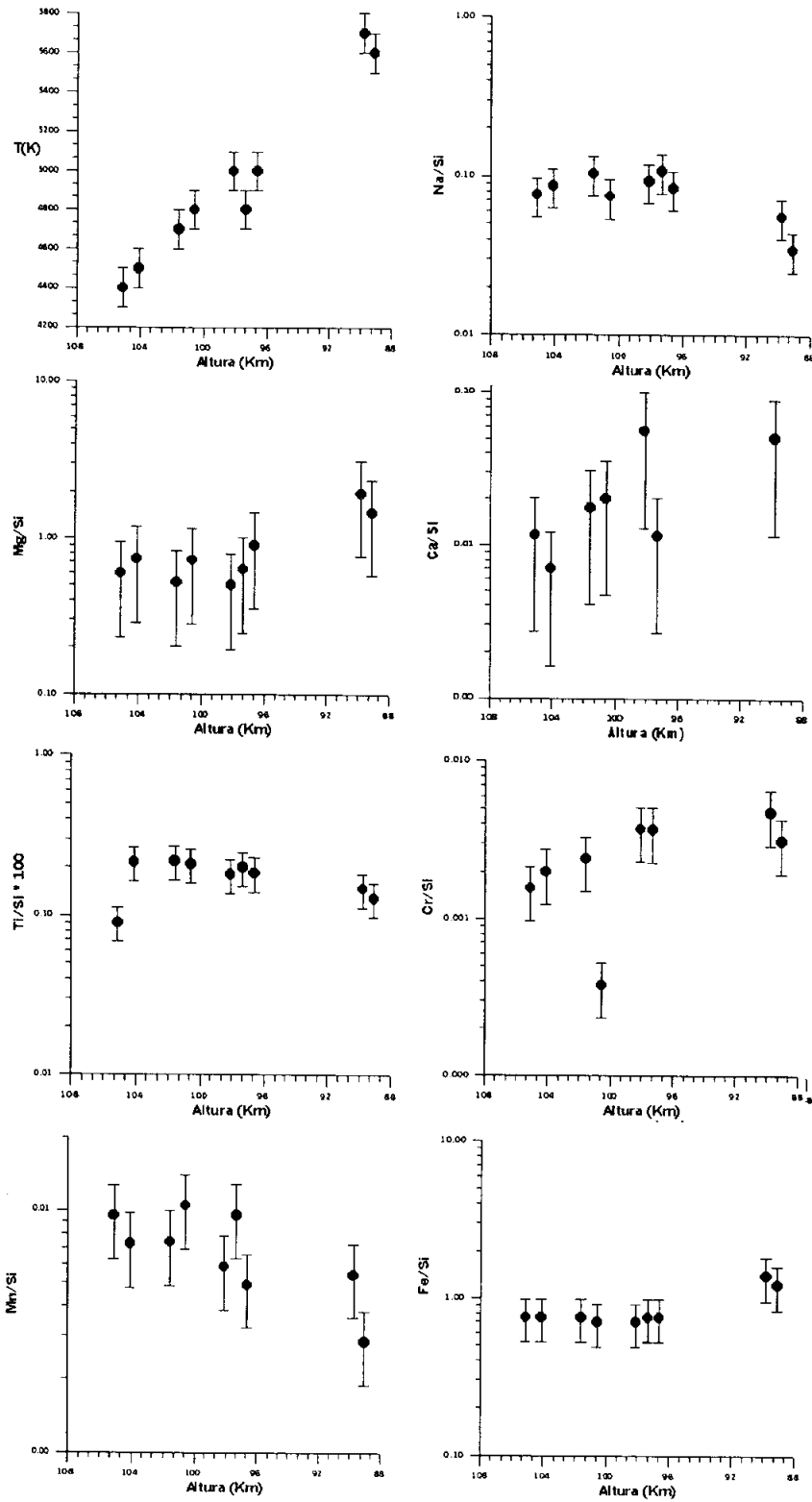


Figura 3.58. Abundancias relativas como función de la altura sobre la superficie terrestre para ocho elementos químicos analizados en el espectro LEO.

En la fulguración donde LEO alcanza magnitud -12 se hacen muy intensas las líneas de la componente de alta temperatura (Ca II-1, Mg II-4 y Si II-2) que junto a la presencia de un continuo térmico contribuyen saturando la imagen. Sin embargo cabe mencionar aquí un fenómeno que puede haber contribuido adicionalmente a la saturación del espectro en la brillante fulguración presente en los tramos finales de la trayectoria. Como ya se mencionó tal fulguración esté relacionada con la desintegración del meteoroides que se habría convertido en un enjambre de fragmentos microscópicos en el momento de máximo brillo. Al ocupar estos fragmentos un mayor volumen la superficie efectiva del frente de choque aumentaría evidenciándose un aumento significativo en la temperatura del gas y, en consecuencia, una mayor contribución del componente de alta temperatura.

Finalmente mencionar que además del continuo térmico que se puede apreciar aparece la contribución de la banda molecular de N_2 que aparece extendida y superpuesta a la línea de Si II-2. La presencia de esta banda suele ser evidente en meteoroides de altas velocidades egocéntricas tales como PER3 y PER4.

3.5.5.5. EVOLUCIÓN EN FUNCIÓN DE LA ALTURA DEL BÓLIDO PER3.

Este bólido presenta varias fulguraciones a lo largo de su trayectoria que deben estar relacionadas con la progresiva fragmentación del meteoroides conforme profundiza. A diferencia de otras Perseidas analizadas aquí no se aprecia una brusca fragmentación final sino un proceso de desintegración progresiva, mucho más dilatado en el tiempo y quizás relacionado con una mayor solidez del meteoroides.

En los tramos iniciales se aprecia que la temperatura es de unos 4.200 ± 100 K pero rápidamente aumenta hasta alcanzar 4.700 ± 100 K en la fulguración más brillante del tramo A que ocurre a unos 87 km de altura sobre la superficie terrestre. En ese instante las abundancias relativas de Na y Mg aumentan bruscamente mientras que las de Fe y Si parecen mantenerse más estables. Las abundancias relativas de elementos minoritarios como Ca y Mn aumentan ligeramente en las fulguraciones. Además resulta curioso como la abundancia relativa del Cr disminuye posteriormente para volver a aumentar en el tramo final en torno a la fragmentación ocurrida en el tramo F. Ello podría denotar que este elemento estuviese contenido en una fase mineral volatilizada por completo en el tramo A que, reaparece tras la desintegración del meteoroides en los tramos finales.

La componente de alta temperatura está presente principalmente en los tramos más brillantes cuando la cantidad de material meteórico desprendido aumenta considerablemente. Las líneas de Ca II-1, Mg II-4 y Si II-2 siguen esta tendencia. Cabe

destacar como se aprecia en la figura 3.35 que alrededor de la línea de Si II-2 aparece una contribución difusa producida por la banda molecular de N₂ típica de meteoros de altas velocidades geocéntricas. Su presencia es evidente en toda la trayectoria aunque se hace más evidente tras la brillante fulguración del tramo A.

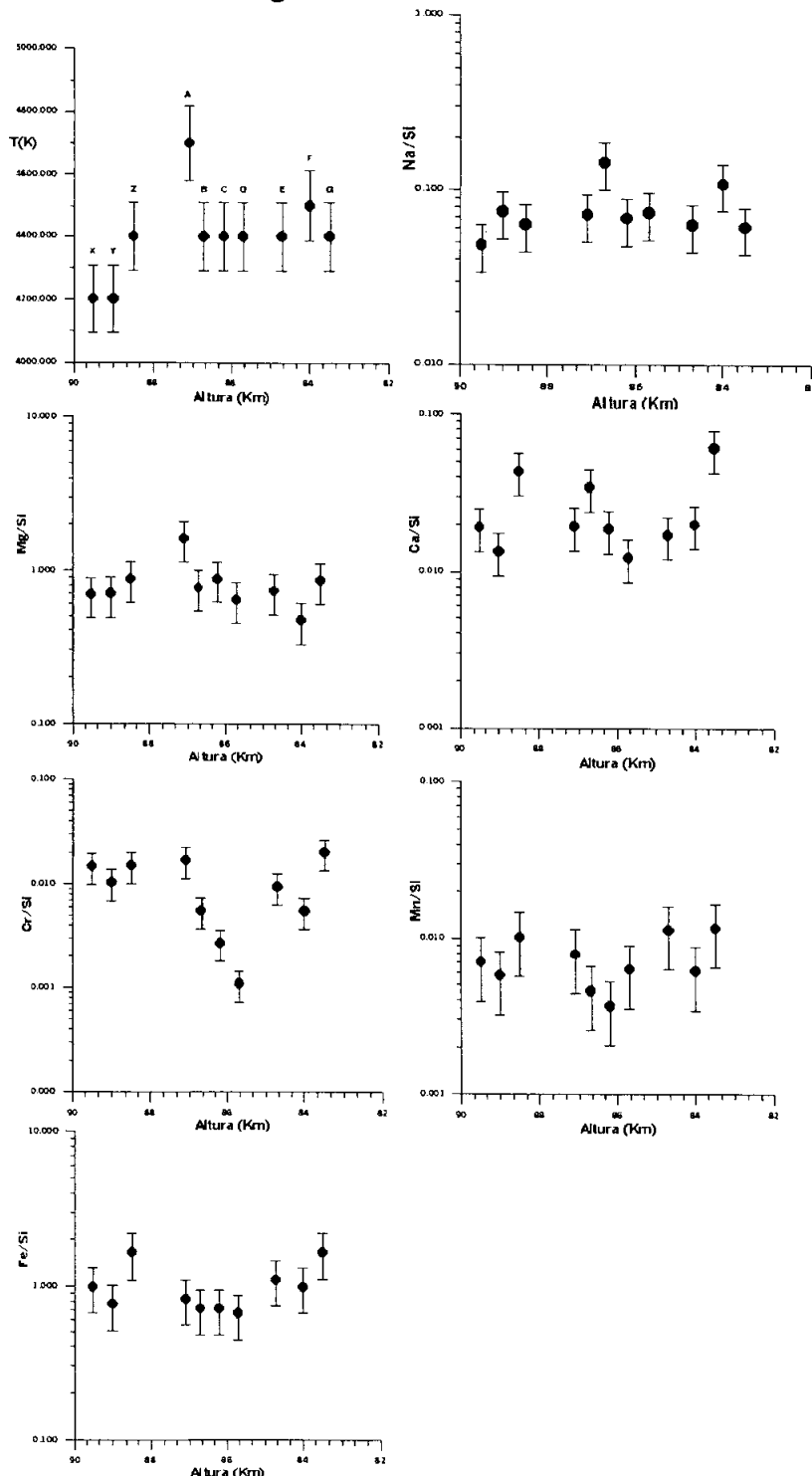


Figura 3.59. Abundancias relativas como función de la altura sobre la superficie terrestre para seis elementos químicos analizados en el espectro PER3.

3.5.5.6. EVOLUCIÓN EN FUNCIÓN DE LA ALTURA DEL BÓLIDO PER4.

Este bólido de las Perseidas posee unas características similares a PER3 como se aprecia en la figura 3.36.

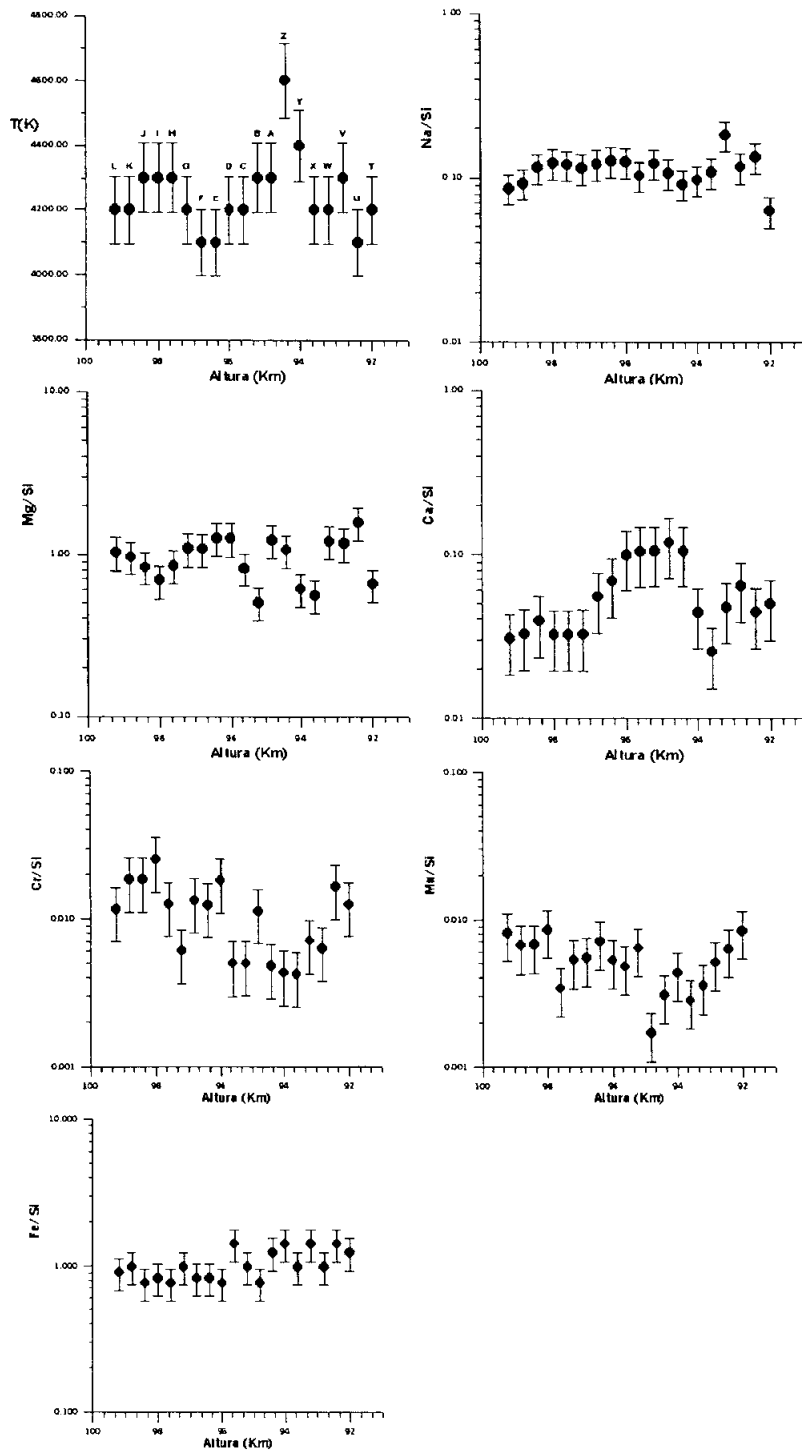


Figura 3.60. Abundancias relativas como función de la altura sobre la superficie terrestre para ocho elementos químicos analizados en el espectro PER4.

A lo largo de toda la trayectoria analizada la temperatura se mantiene en torno a 4.300 ± 100 K aumentando tan sólo a 4.600 ± 100 K en torno al segmento Z que ocurre a unos 94 km de altura sobre la superficie terrestre. Las abundancias de los principales elementos (Na, Mg y Fe) se mantienen en torno a los valores esperados sin demasiadas variaciones. Tan sólo se aprecia una mayor emisión de Na antes de las dos brillantes fulguraciones que se suceden en los tramos A y W. Asimismo la abundancia de Fe deducida de la presencia de Si II-2 aumenta significativamente a partir de los tramos finales.

En el Ca se aprecia un importante efecto de volatilización incompleta siendo las abundancias relativas de este elemento mucho mayores alrededor de la brillante fulguración ocurrida en el tramo A. Más tarde se aprecia una disminución evidente del Ca presente en la columna meteórica que, sin embargo, vuelve a aumentar cuando acontece la segunda fulguración. Algo similar se observa para el Cr y el Mn que parecen disminuir como si se hubiesen volatilizado casi por completo en el tramo A aunque más tarde reaparecen aumentando su presencia en los tramos finales coincidiendo con la segunda fulguración.

La segunda componente se hace muy intensa a partir del tramo G. Desde ese momento las líneas de Ca II-1, Mg II-4 y Si II-2 son omnipresentes contribuyendo al aumento de luminosidad del bólido. Asimismo se hace evidente la contribución luminosa de la banda molecular de N₂ en toda la trayectoria y muy especialmente entre los tramos G y V.

3.5.6. LOS ELEMENTOS REFRACTARIOS: EVIDENCIAS DE VOLATILIZACIÓN INCOMPLETA.

Entendemos por elementos refractarios aquellos que se funden o vaporizan a temperaturas relativamente altas. Entre estos podríamos destacar Ca, Mn, Al y Ti que sufren especialmente el fenómeno de volatilización incompleta y, en consecuencia, sus abundancias detectadas desde espectros meteóricos es intrínsecamente menor de la esperada (Borovicka, 1993).

En este apartado se pretende analizar la influencia de la temperatura en la volatilización incompleta puesto que es de esperar que la abundancia detectada en los espectros aquí analizados aumente conforme lo haga la temperatura.

La temperatura depende a su vez de la velocidad geocéntrica de entrada de los meteoroides. Por supuesto también depende de la profundidad de penetración puesto que aquellos meteoroides que profundicen más en la atmósfera sufrirán una mayor

resistencia al movimiento y de la eficiencia térmica del material volatilizado que puede variar significativamente de un meteoroides a otro. Sin embargo, a efectos comparativos vamos a referirnos únicamente a la velocidad. En términos generales se deduce de las observaciones que, tal y como era de esperar, los meteoroides más veloces alcanzarán temperaturas mayores como se aprecia en la figura 3.61.

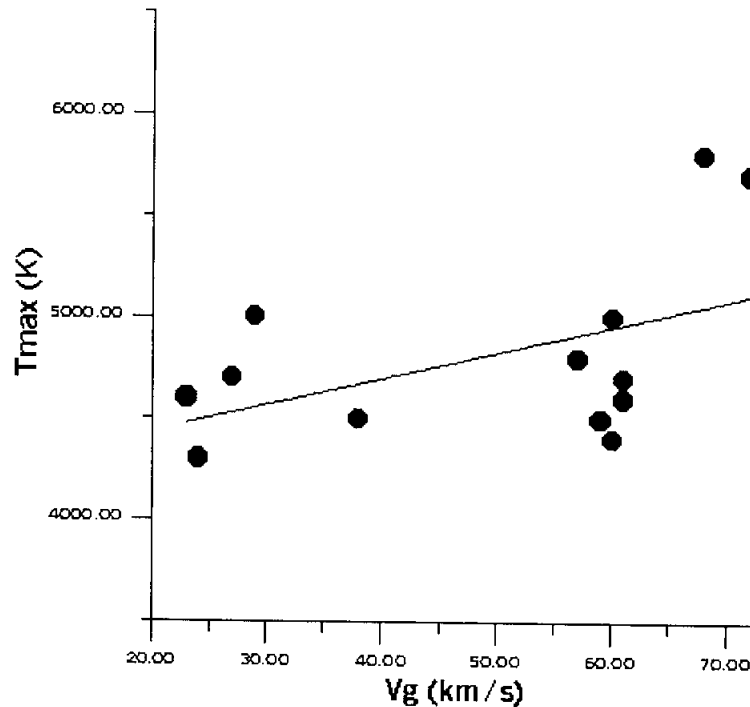


Figura 3.61. Temperatura máxima alcanzada por la componente principal en función de la velocidad geocéntrica del meteoroides incidente. Comparada con la figura 3.42 se observa que la abundancia media de Ca estimada es mayor para los bólidos producidos por meteoroides de alta velocidad geocéntrica.

Asumiendo que todos los meteoroides analizados tuviesen una composición condritica (tal y como se deduce para la mayoría de elementos de la tabla 3.48) se puede deducir de la figura 3.61 que el fenómeno de volatilización incompleta que sufren Ca o Ti es menor para meteoroides con mayor velocidad geocéntrica. La explicación parece obvia dada la correlación existente con la temperatura. Meteoroides más veloces alcanzan mayores temperaturas con lo que aumenta la eficiencia de la volatilización de los elementos refractarios como Ca ó Ti, generalmente presentes en el interior de estructuras minerales que pueden desprenderse en forma de pequeños granos minerales que son preservados de la volatilización. De hecho, muchos de los minerales presentes en meteoritos poseen elementos refractarios (Ca, Al, Ti, etc...) en su composición (véase tabla 3.53).

3.5.7. DIAGRAMAS TERNARIOS.

Los elementos más abundantes que pueden ser estimados con precisión en los espectros meteóricos son el Fe, Si, Mg, Na, Ni y Ca. En el medio interplanetario estos elementos se encuentran mayoritariamente en forma de silicatos (Fe, Si, Mg, Na y Ca) y metal libre (Fe y Ni). Dado que en las columnas meteóricas las temperaturas alcanzadas rondan los 5.000 K, siendo incluso superiores en el frente de choque como indica la segunda componente espectral, es de esperar que la mayoría de fases minerales se evaporen y desprendan para formar la columna de gas alrededor del meteoróide (véase tabla 3.45).

Temperatura (K)	Mineral
1758	Corindón (Al_2O_3)
1647	Perovskita (CaTiO_3)
1625	Melilita: $\text{Ca}_2\text{Al}_2\text{SiO}_7$ - $\text{Ca}_2\text{MgSi}_2\text{O}_7$
1513	Espinela: MgAl_2O_4
1471	Fe, Ni metal
1450	Diópsido: $\text{CaMgSi}_2\text{O}_6$
1444	Forsterita: Mg_2SiO_4
1362	Anortita: $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$
1349	Enstatita: MgSiO_3
<1000	Feldespatos: $(\text{Na,K})\text{AlSi}_3\text{O}_8$ - $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$
<1000	Piroxenos: $(\text{Mg,Fe})_2\text{SiO}_4$, $(\text{Mg,Fe})\text{SiO}_3$
700	Troilita: FeS
405	Magnetita: Fe_3O_4

Tabla 3.52. Secuencia de evaporación (también llamada de condensación) en el equilibrio de las principales especies minerales. La temperatura indicada muestra el momento en que el mineral comienza a evaporarse. (Wood, 1988).

La evaporación de las especies minerales es un campo estudiado en gran detalle pues constituye uno de los procesos responsables de las diferencias químicas e isotópicas de los cuerpos formados en la nebulosa solar, con importantes implicaciones en las composiciones características de meteoritos, asteroides, cometas e incluso de los propios planetas. Entre todos los elementos presentes en las regiones internas del Sistema Solar fueron Si, Mg y Fe los elementos metálicos más abundantes cuya diferente respuesta a altas temperaturas pudo ser responsable de las diferentes abundancias en los cuerpos posteriormente consolidados (Ozawa y Nagahara, 2000). Por ello no es de extrañar que para caracterizar la estructura mineral de meteoritos y otros objetos se analicen las proporciones presentes de estos tres elementos (Rietmeijer, 2000).

Una manera de comparar las composiciones elementales de los espectros meteóricos con la de otros componentes del sistema solar como las partículas de polvo interplanetario, las partículas del cometa 1P/Halley y las condritas carbonáceas primitivas (tipos CI y CM) es a través de diagramas ternarios. Este tipo de análisis complementa la discusión de abundancias químicas desarrollada en los apartados anteriores al discutir relaciones atómicas entre dos elementos. En la figura 3.62 se muestra el diagrama ternario Fe-Mg-Si y en la figura 3.63 el diagrama Fe-Mg-Ca.

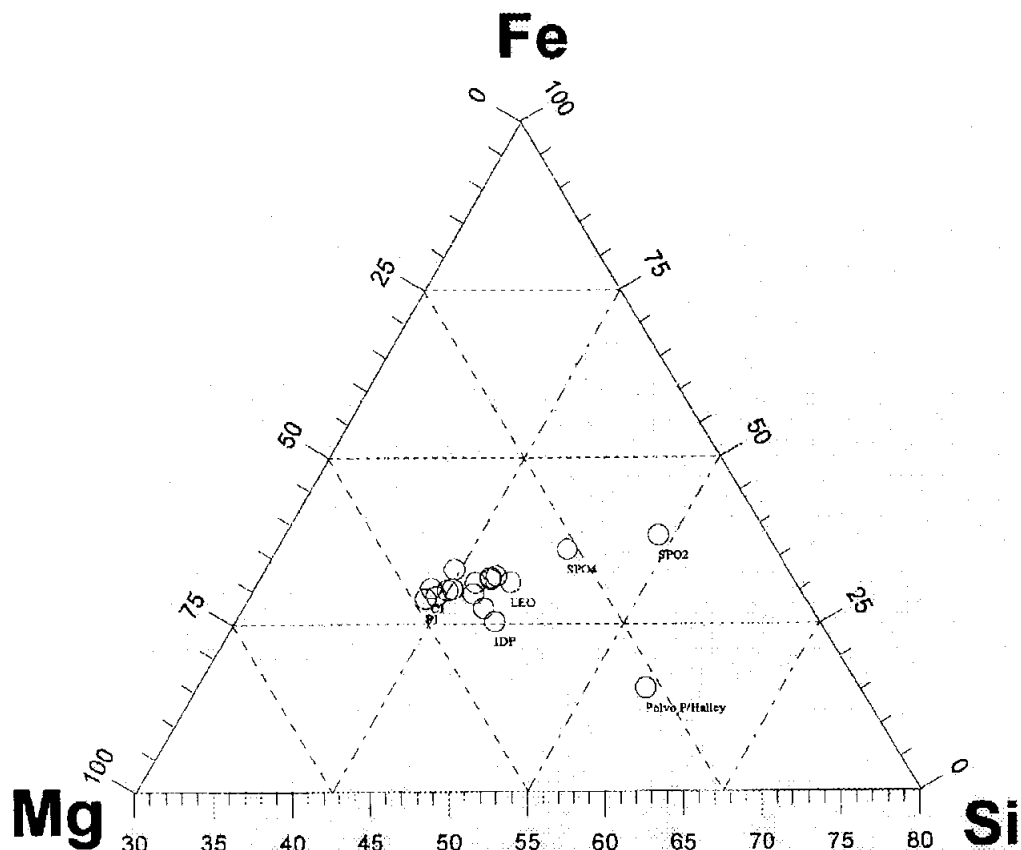


Figura 3.62. Diagrama Mg-Fe-Si donde aparecen las composiciones de los espectros analizados comparados con los IDPs, la presente en el polvo del cometa 1P/Halley, los meteoritos condriticos de tipos CI y CM.

El diagrama ternario Mg-Fe-Si usualmente se emplea para comparar las abundancias de estos tres elementos mayoritarios presentes tanto en partículas de polvo interplanetario (IDPs) como en las matrices minerales de meteoritos condriticos. Estos tres elementos forman los componentes mayoritarios de estos objetos pues de hecho se piensa que se formaron de la condensación de un vapor rico en Mg-Fe-SiO-H₂-O₂ presente en la nebulosa protoplanetaria donde también se encontraban pequeñas partículas de silicatos (Rietmeijer y Nuth, 2000). Así pues la importancia del diagrama de la figura 3.46 radica en comparar directamente los valores típicos presentes en esos cuerpos y los obtenidos del análisis de espectros meteóricos analizados aquí. En el

apartado 3.5.3 se ha visto el parentesco de las IDPs y los meteoritos condriticos con las abundancias presentes en los espectros analizados aquí. El diagrama Mg-Fe-Si reafirma todavía más esa similitud ya que muestra que los meteoroides progenitores de esos espectros presentan fases minerales con unas proporciones de estos elementos mayoritarios muy similares a las IDPs y a los meteoritos condriticos de tipos CI y CM. De hecho destaca la relativa poca dispersión en los espectros analizados a excepción de los bólidos de origen esporádico (SPO2 y SPO4) que parecen alejarse de los valores típicos de esos objetos. Su distanciamiento del resto de espectros subraya que los meteoroides progenitores debieron ser más pobres en Mg pero más ricos en Fe y Ca como ya se discutió en el apartado 3.5.3.2. Estos dos meteoroides son los únicos que se acercan a las abundancias de Mg presentes en el polvo del cometa 1P/Halley si bien debieron poseer una abundancia de Si significativamente mayor lo que hace que queden distanciados de esa fuente en el diagrama. El distanciamiento de las partículas del 1P/Halley refleja de nuevo que las proporciones de los componentes mayoritarios quedan muy lejos de las abundancias típicas de los meteoroides que pueblan el medio interplanetario. Quizás esto muestre que este cometa posee una composición química particular y que, como ya se mencionó anteriormente, que las condiciones en que fueron determinadas esas abundancias por la sonda Giotto no permiten que sean consideradas representativas de los meteoroides de origen cometario que llegan constantemente a la Tierra. El diagrama Fe-Mg-Si muestra que las partículas del 1P/Halley son mucho más pobres en Fe y Mg que el resto de objetos representados aunque son mucho más ricas en Si (Jessberger et al., 1988). En este sentido cabe mencionar que Fomenkova et al. (1992) combinando la masa y la composición de cada partícula detectada por la sonda Giotto concluyó que el polvo emitido por ese cometa estaba constituido por tres tipos de partículas:

- a) Las llamadas partículas CHON, cuya denominación nace del acrónimo de sus principales componentes: carbono, hidrógeno-oxígeno y nitrógeno.
- b) Partículas ricas en una mezcla de compuestos de carbono y silicatos.
- c) Partículas minerales cuyos principales componentes son Fe-Mg-Si.

Resulta remarcable destacar que las partículas CHON no han podido ser todavía recuperadas en la atmósfera terrestre quizás por su fragilidad a la radiación solar durante su permanencia en órbita solar o bien como sugiere Rietmeijer (2000) debido a fundirse a su entrada en la atmósfera. De hecho el cometa 1P/Halley era extraordinariamente rico en carbono ($C/Si=4,4$) si bien la abundancia relativa de este elemento es menor en IDPs. Por el contrario algunas IDPs recogidas en la estratosfera son similares a los tipos b y c. Este tipo de partículas poseen temperaturas de volatilización más elevadas y pueden sobrevivir parcial o totalmente a su encuentro con la atmósfera terrestre

(Rietmeijer y Nuth, 2000). El hecho que Jessberger et al. (1988) promediase las abundancias de estos tres tipos de partículas posiblemente introdujo las marcadas diferencias del polvo de este cometa comparado a los meteoroides estudiados aquí.

El diagrama Mg-Fe-Ca de la figura 3.47 vuelve a mostrar el parentesco presente entre las IDPs y los meteoritos condriticos con los meteoroides productores de los bólidos analizados aquí. De hecho todos ellos se concentran entre los valores esperados para las IDPs y las condritas tipo CI y CM a excepción de una menor proporción relativa de calcio ya discutida para este elemento en particular. Dado que los elementos orbitales de la mayoría de ellos apunta a un origen claramente cometario es significativo que se encuentren lejos de los obtenidos para el polvo del cometa 1P/Halley, mucho más rico en silicio y magnesio. Una vez más se pone de manifiesto que la composición química del cometa 1P/Halley no puede tomarse como representativa del conjunto de los cometas a falta de más datos obtenidos directamente de éstos. El polvo de este cometa en particular parece estar constituido de manera importante por silicatos de magnesio. Por último destacar en el diagrama Mg-Fe-Ca los meteoroides progenitores de los bólidos SPO2 y SPO4 vuelven a alejarse de la composición de los demás objetos, esta vez por su mayor riqueza en Ca.

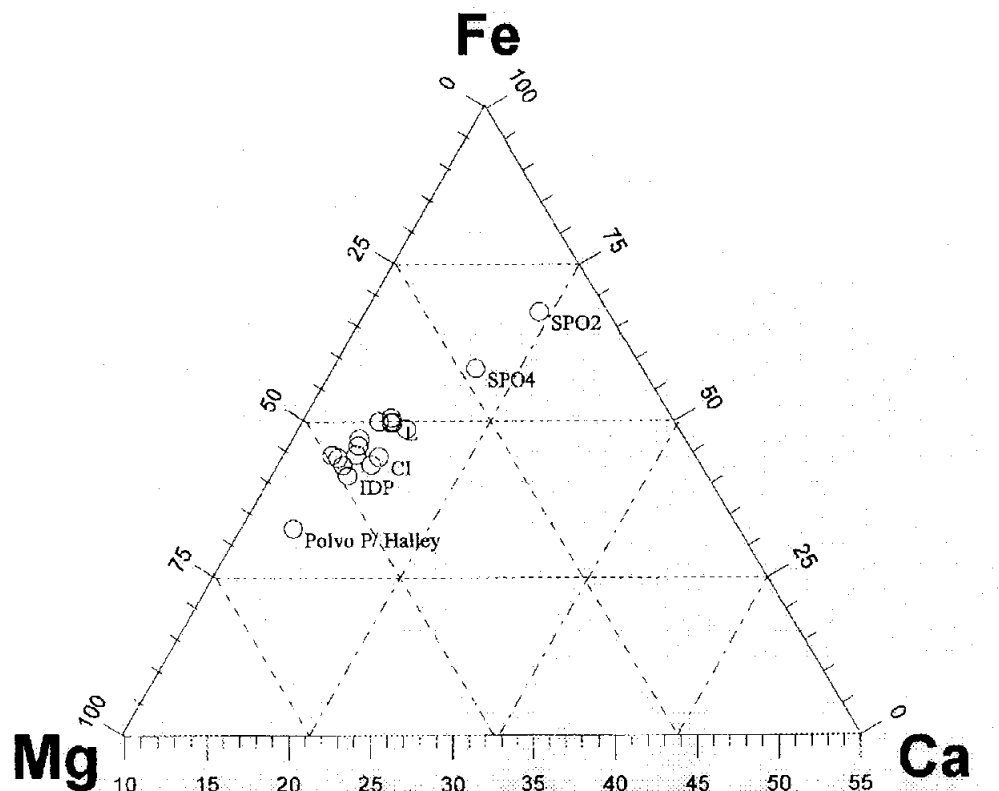


Figura 3.63. Diagrama Mg-Fe-Ca donde aparecen las composiciones de los espectros analizados comparados con los IDPs, la presente en el polvo del cometa 1P/Halley y los meteoritos condriticos de tipos CI y CM.

Como un ejemplo de la similitud condritica que caracteriza a los espectros analizados se ha realizado un promediado de las abundancias de meteoroides de las Perseidas relacionadas con el cometa 109P/Swift-Tuttle. En la figura 3.64 se compara precisamente esa composición respecto a la que presentan las IDPs y los meteoritos condriticos de tipo CI.

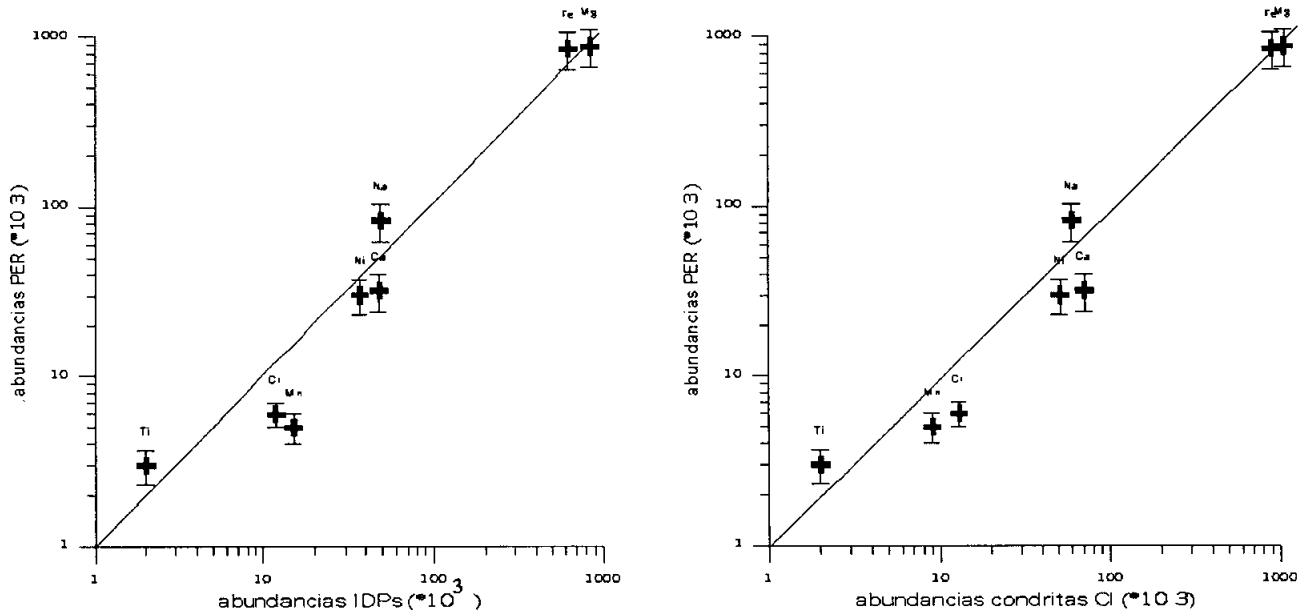


Figura 3.64. Comparación entre la abundancia promediada para los meteoroides de las Perseidas en comparación a la típica de condritas CI (derecha) y de IDPs (izquierda).

3.5.8. PRESENCIA DE MATERIA ORGÁNICA.

Un aspecto de gran interés cosmoquímico que cabe discutir con especial detalle es la posibilidad de detectar compuestos orgánicos a partir de los espectros analizados. La identificación de numerosos compuestos orgánicos en condritas carbonáceas, en cometas y en partículas de polvo interplanetario (IDPs) ha atraído la atención de muchos científicos en las últimas décadas (Cronin y Chang, 1993; Kissel y Krueger, 1987; Clemmet et al., 1993). Los mecanismos de formación de tales compuestos son todavía parcialmente desconocidos aunque se están investigando tanto desde perspectivas teóricas (Ehrenfreund et al., 1997) como experimentales (Llorca, 1999; Llorca y Casanova, 2000).

Una interesante aplicación del presente trabajo es responder a si es posible detectar la presencia de compuestos orgánicos a partir de espectros de bólidos con la resolución espectral descrita (entre 50 y 150 Å/mm, dependiendo si fueron obtenidos

con redes de difracción o prismas). De hecho, los compuestos orgánicos se presumen abundantes en meteoroides de origen cometario como los aquí analizados, siendo presente en forma de partículas llamadas genéricamente CHON por el hecho de que carbono, hidrógeno, oxígeno y nitrógeno sean la base de su composición (Kissel y Krueger, 1987; Jessberger et al., 1988b; Despois, 1992). Cabe mencionar que a priori, dada la abundancia de N y O en la atmósfera terrestre, se hace realmente difícil separar la contribución atmosférica de la propia del meteoróide en ambos casos (Borovicka, 1997). Por ello no aporta nada en este sentido la presencia de la línea de nitrógeno atómico a 6563Å detectada por ejemplo en algunos espectros por Cook et al. (1971). En los bólidos analizados generalmente esta línea cae en el límite de sensibilidad de la placa fotográfica, en una región donde los espectros no suelen estar bien enfocados.

Ha resultado imposible de confirmar la presencia de carbono en los espectros analizados. De hecho todas las líneas de C en el visible tienen un muy alto potencial de excitación y son muy débiles, por debajo del límite de sensibilidad de los espectrógrafos empleados. Tanto en el espectro principal como en el de alta temperatura se necesitan altas concentraciones para hacerlas visibles. Borovicka (1994b) estimó que los cocientes mínimos para su detección en el bólido EN151068, registrado con una red de difracción con una dispersión de 45 Å/mm en primer orden, deberían rondar $C I/Fe I=5 \cdot 10^4$ en el espectro principal y $C I/Fe II=100$ en la componente de alta temperatura. Ambos valores fueron sumamente altos para hacer viable su detección en el espectro EN151068, tanto más en los aquí analizados que presentaban menor resolución espacial.

A pesar de ello una especie ya detectada en espectros de bólidos es el C_2 (Borovicka, 1994b). Su presencia inequívoca viene caracterizada por la presencia de las denominadas bandas de Swan. En este sentido la componente más brillante de estas bandas se encuentra en 4737 Å y cuando es visible también suelen aparecer en el espectro otras dos cabezas en 4715 y 4698 Å. Ninguno de los espectros analizados parece mostrar las bandas de Swan aunque en los espectros de prisma la resolución suele ser demasiado baja para revelarlas.

Además el cianógeno (CN) ha sido detectado recientemente por Rairden et al. (2000) en el análisis de varios meteoros de las Leónidas. Su detección requiere espectros de alta resolución puesto que la región más brillante de su banda se encuentra en 3883 Å. En los espectros aquí analizados esa zona está dominada por la presencia de líneas brillantes de Fe ligeramente desenfocadas, donde además la baja resolución hace imposible detectar tal banda ya que se solapa con las adyacentes. En cualquier caso el cociente de abundancias estimado por Rairden et al. (2000) en algunas Leónidas fue de $[CN]/[Fe] \approx 5 \cdot 10^{-5}$. Tal abundancia es ínfima para su detección inequívoca sobre el ruido intrínseco a los espectros aquí analizados.

3.5.9. DETECCIÓN DE ESPECIES MOLECULARES EN LOS ESPECTROS.

Los espectros aquí analizados no poseen una dispersión superior a 50 Å/mm por lo que es complicado detectar la presencia de bandas moleculares. Aún así en algunos espectros puede detectarse la contribución de algunas bandas moleculares en regiones donde el espectro sintético no puede ajustarse bien al observado. No cabe confundir la radiación proveniente de moléculas en la columna ionizada con la radiación procedente del continuo que es mucho más extendida aunque por lo general solo en meteoros de alta velocidad geocéntrica como LEO.

En espectros de meteoros no solo puede deducirse la presencia de una molécula por su contribución luminosa a una determinada zona del espectro. De hecho, cuando una molécula es abundante su banda correspondiente puede sufrir un ensanchamiento y destacar en el espectro de manera similar a una línea atómica. Generalmente tales bandas resultan más fáciles de detectar en bólidos muy brillantes. Hasta la fecha las únicas detecciones inequívocas de bandas moleculares corresponden a la presencia de FeO y C₂ (Borovicka, 1993; Borovicka, 1994) ó de CaO y AlO (Spurný et al., 1991). El óxido de hierro (FeO) suele contribuir a un continuo prominente en las regiones amarillas y naranjas de algunos espectros. Además puede aparecer la cabeza de la banda en torno a 5790 Å tal y como detectó Borovicka (1993, 1994b).

El óxido de magnesio (MgO) ha sido sospechoso en diversos bólidos registrados aunque nunca confirmado definitivamente (Borovicka, 1994b). En el tramo A del espectro PER4 que corresponde a uno de los destellos más brillantes, es posible la presencia de una banda molecular de MgO alrededor de 5.000 Å donde aparece una contribución luminosa muy difusa y expandida para provenir únicamente del Fe (véase figura 3.65)

Las bandas del nitrógeno molecular (N₂) son generalmente intensas en muchos espectros producidos por meteoroides de alta velocidad geocéntrica. En el espectro PER3 se puede observar la presencia de una banda prominente de N₂ solapada con la línea de Si II en torno a 6350 Å. De igual manera es evidente en el espectro LEO aunque allí aparece superpuesta a luz dispersada por otras líneas y a un continuo térmico. Es de esperar que estas bandas de nitrógeno molecular provengan mayoritariamente de la brusca interacción del meteoroide con el nitrógeno molecular presente en la atmósfera terrestre dado que su mayor potencial de ionización le permite mantenerse mayoritariamente en forma molecular incluso hasta alturas superiores a los 500 km sobre la superficie, en la tenue termosfera (Retallack, 1974). Resulta difícil de imaginar que parte de ese N₂ provenga del meteoroide ya que, aunque es común en los

hielos cometarios, su baja temperatura de sublimación lo convierte en una especie que difícilmente pueda sobrevivir en pequeños meteoroides sometidos durante múltiples revoluciones en torno al Sol a las temperaturas presentes en el Sistema Solar interior (Despois, 1992).

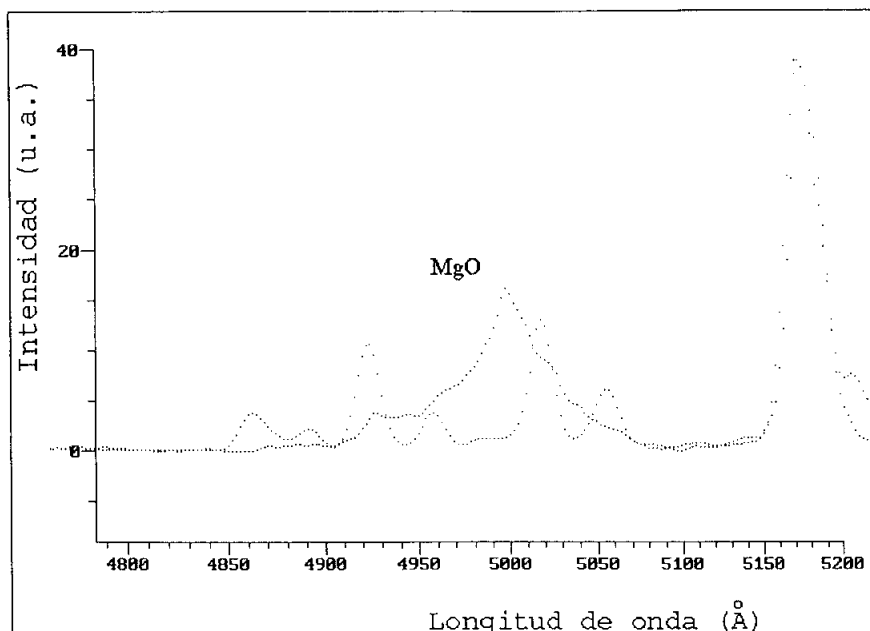


Figura 3.65.- Posible presencia de MgO en el espectro PER4. Como se aprecia, aparece una banda en la región esperada entre 4980 y 5007 Å.

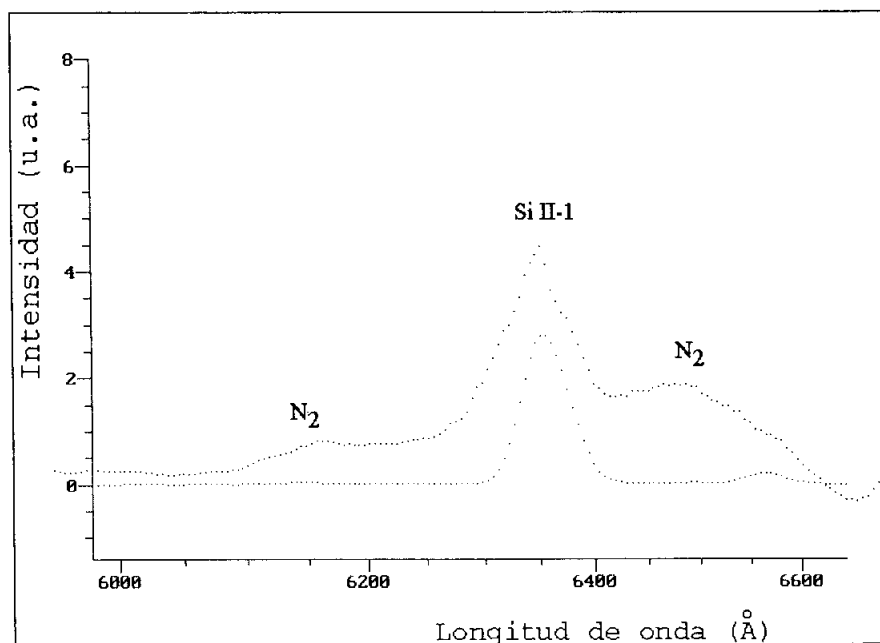


Figura 3.66.- Detalle del tramo C del espectro PER3 alrededor de 6.350 Å. Se aprecia como la línea de Si II-1 aparece superpuesta a una componente extendida que corresponde a N₂. El espectro sintético se muestra por comparación para evidenciar la forma del espectro sin considerar la contribución de la banda molecular de N₂.

Para detectar de manera inequívoca algunas de estas bandas moleculares sería necesario un espectrógrafo con una resolución en torno a 20Å. En la actualidad se están empleando intensificadores de imágenes acoplados a cámaras de vídeo que proporcionan una resolución de ese orden de magnitud o incluso ligeramente mayor en primer orden (Rairden et al., 2000; Jenniskens y Rairden, 2000).

3.5.10. LÍNEAS FUERA DE EQUILIBRIO.

Como se aprecia en los diferentes tramos del apéndice 2 las diferencias entre los espectros observados y ajustados son pequeñas para la mayoría de líneas y pueden ser explicadas por pequeños errores observacionales o de calibración. Esto da idea de que la temperatura y otros parámetros físicos estimados son realistas dentro de un margen aceptable. Aun así existen algunas líneas que presentan desviaciones significativas en algunos tramos. Las razones de estas discrepancias pueden ser varias, desde una calibración o identificación errónea hasta errores intrínsecos en las amplitudes de oscilación usadas para ajustar con FYSP las intensidades relativas. Sin embargo las diferencias observadas en algunas líneas posiblemente denoten también pequeñas desviaciones de las asunciones físicas tales como el equilibrio térmico y la homogeneidad química en la columna de gas meteórico.

Mayoritariamente las líneas espectrales analizadas se generan en torno a la región de ablación presente en la cabeza del meteoróide. Sin embargo en contadas ocasiones se han detectado líneas anómalas, más brillantes de lo esperado que en ocasiones pueden explicarse por estar fuera de equilibrio térmico. Algunas de ellas corresponden a transiciones atómicas de larga vida que proceden de la estela dejada tras de sí por la cabeza del meteoróide, pero otras no. A continuación se detallan las líneas anómalas intentando explicar la razón de su difícil ajuste.

Las principales líneas en donde se aprecian desviaciones significativas son:

- a) El doblete de Na I-1 suele aparecer mucho más intenso en los espectros observados que en los sintéticos. La razón atribuible más probable es la calibración incierta de las líneas extremadamente brillantes. Algo parecido ocurre para el Ca II y el Si II en espectros de altas velocidades geocéntricas.
- b) En algunos espectros se observa que la línea de Mg I situada en 4.703 Å es intrínsecamente más brillante de lo esperado. El mismo efecto fue observado por Borovicka (1993). Tal y como propone este autor quizás exista alguna otra contribución elemental que no se haya considerado.

- c) Sistemáticamente se observa que las líneas de Mg I (multiplete 3) son muchas veces más brillantes de lo esperado especialmente en brillantes fulguraciones. Véase por ejemplo el espectro SPO4 en el apéndice 1. Algo parecido le ocurre al Mn I (multiplete 2) que al estar aparentemente correlacionado podría indicar que es un efecto real. La invariabilidad de las otras líneas de Mg y Mn identificadas en los espectros parecen indicar que este efecto no es causado por cambios en las abundancias de estos elementos.
- d) La línea resonante de Ca I presente en 4.227 Å suele ser más débil siempre de lo que predice la teoría, especialmente en los tramos más brillantes. Un ejemplo aparece en la figura A.2.2 correspondiente al espectro SPO1. Dado que es una línea ópticamente gruesa, un cambio de los parámetros físicos no permite eliminar esa discrepancia. Cabría investigar cual puede ser la causa principal.
- e) También en algunos espectros (por ejemplo SPO3r) se aprecia que algunas líneas de Fe I son más brillantes de lo esperado. Un ejemplo lo constituye la línea de 5.227 Å correspondiente al multiplete 37 (véase figura A.1.5), varias del multiplete 15 (figura A.1.6) y otras que forman parte del multiplete 2 (figura A.1.3). Todas estas líneas poseen en común un tiempo de vida largo del nivel superior (Borovicka, 1993) que puede explicar un mayor tiempo de radiación.

3.6. CONCLUSIONES.

3.6.1. DETERMINACIÓN DE ABUNDANCIAS QUÍMICAS A PARTIR DE ESPECTROS METEÓRICOS.

A partir de los espectros meteóricos analizados siguiendo la técnica del equilibrio termodinámico desarrollada por Borovicka (1993) puede llegarse a las siguientes conclusiones.

La ablación del meteoroides durante su vuelo atmosférico produce la formación de la columna de gas meteórica. La radiación estudiada proviene de una pequeña región existente en la cabeza del meteorito en donde se produce la volatilización del material contenido en el meteoroides. Los espectros consisten de líneas de emisión atómicas y bandas moleculares originadas en el material evaporado y en los componentes de la atmósfera terrestre. En todos los espectros analizados pueden distinguirse dos componentes que producen la emisión meteórica: la componente principal y la de alta temperatura. La suma de ambas componentes espectrales permite obtener unos espectros sintéticos que ajustan muy bien los espectros observados (véase apéndice 1).

a) Características de la componente principal:

- Una componente principal producida en un gas parcialmente ionizado con una temperatura típica entre 4.500 ± 500 K. Es remarcable que la temperatura alcanzada en esta componente parece ser independiente de la velocidad geocéntrica del meteoróide incidente. Se han obtenido claras evidencias de que una mayor emisión de elementos volátiles debido a fenómenos de disgregación del meteoróide produce aumentos súbitos en la temperatura del gas.
- La densidad de átomos de Fe en la columna suele ser del orden de 10^{14} cm⁻³. Partiendo de este valor puede ajustarse la componente principal de la mayoría de espectros con sólo ligeras variaciones en los parámetros físicos y las abundancias relativas presentes en la columna.
- La componente principal viene caracterizada por líneas la presencia de líneas de Fe I, Mg I, Ca I y Ca II, Mn I, Cr I y Na I. Espectros con una mayor resolución a la aquí analizada pueden distinguir también líneas de Si I y Al I (Borovicka, 1994) que aquí aparecen superpuestas a otras líneas intensas de Fe I, Mg I y Ca II.
- La baja temperatura de la componente principal la hace estar relacionada íntimamente con el material desprendido del meteoróide. No existen líneas producidas por componentes atmosféricos como N y O ya que estos átomos no poseen transiciones de baja excitación a tan bajas temperaturas. Esto indica que la radiación de esta componente probablemente se origine en una región gaseosa próxima a la cabeza del meteoróide por donde fluye constantemente el material meteórico evaporado debido a la ablación.
- La componente principal puede ajustarse bien asumiendo condiciones próximas al equilibrio térmico. Posiblemente esto se deba a que la emisión luminosa se produzca, como se apuntó anteriormente, en torno al meteoróide en una región donde son frecuentes las colisiones entre átomos.
- Tan solo unas pocas líneas espectrales son difíciles de ajustar asumiendo el equilibrio químico. Principalmente cabe destacar el Fe I (multipletes 1 y 2) y el multiplete 1 de Mg I. Estas líneas suelen ser más intensas de lo que predice el equilibrio térmico muy posiblemente debido a procesos de intercombinación que se producen en la estela del meteoró, en unas regiones donde las colisiones atómicas son menos frecuentes.

b) Características de la componente de alta temperatura:

- La temperatura de esta segunda componente alcanza unos 10.000 K. Esta temperatura parece ser independiente de la velocidad de los meteoroides.
- Esta componente viene caracterizada por líneas producidas por la excitación de elementos presentes en la atmósfera terrestre (como N II y O II) y otras provinientes de una región del meteoroides donde se alcanza un alto grado de excitación (produciendo líneas de Mg II, Ca II y Si II). Cabe notar que aquí no se han podido estudiar las líneas atmosféricas de N II y O II por aparecer en el rango infrarrojo que no era cubierto por los espectrógrafos empleados (Ceplecha et al., 1998). Presumiblemente esa componente tiene su origen en una región situada en el frente de choque del meteoroides donde es más eficiente la excitación.
- Existe una clara diferenciación de la componente de alta temperatura para meteoroides de alta y baja velocidad geocéntrica. En general esta componente es más intensa para meteoros rápidos, apareciendo líneas de Ca II, Mg II, Si II y Fe II. En meteoros lentos las líneas de Ca II, Mg II y Fe II también suelen aparecer aunque su intensidad es varios órdenes de magnitud inferior. La explicación de esta dualidad pese a que la temperatura media parece ser similar podría estar en la formación para altas velocidades geocéntricas de un frente de choque de mayores dimensiones en donde fuese más eficiente la excitación de las especies meteóricas.
- La segunda componente también puede ajustarse razonablemente bien asumiendo que se cumple el equilibrio térmico. A pesar de ello el limitado número de líneas presente en los espectros para realizar el ajuste impide verificar esta posibilidad.

Cabe destacar que todavía no se han realizado análisis teóricos ni simulaciones precisas de los procesos de emisión de la radiación que acontecen en los meteoros. Tan sólo Nemtchinov et al. (1994, 1995) basándose en una aproximación hidrodinámica concluyó que la radiación del aire comprimido y calentado en la onda de choque es la fuente principal de la luminosidad de los meteoros. En ese modelo posteriormente incorporaron un vapor meteórico para simular espectros meteóricos que muestra importantes diferencias con espectros reales. La radiación del aire generada en la onda de choque aparecía en ese modelo absorbida y reirradiada por los vapores, produciendo un espectro continuo muy intenso sobre el que aparecían superpuestas las líneas de los

diversos elementos. Borovicka y Spurný (1996) compararon ese modelo con el espectro observado en el gran bólido Benesov, llegando a la conclusión de que el nivel de continuo observado era mucho más bajo que el predicho por en las simulaciones, existiendo además importantes diferencias en la intensidad de las líneas de diversos elementos. En este sentido los espectros aquí analizados sugieren también que el volumen de vapor es mucho mayor y la densidad mucho menor a la predicha por los modelos (Nemtchinov et al., 1995). El continuo de radiación que se observa en algunos espectros ha sido interpretado por Borovicka y Spurný (1996) como producido por colisiones térmicas en la región del vapor. Dado el rango espectral limitado analizado aquí es imposible concluir nada sobre si, tal y como predicen esos modelos, la radiación UV del frente de choque es la responsable de inducir la ablación del meteoroide.

A la necesidad de análisis teóricos sobre la formación de espectros meteóricos se suma la detección de un nuevo tipo de proceso radiativo asociada a la entrada de meteoroides en la atmosfera terrestre. A partir de imágenes vídeo obtenidas de bólidos de Leónidas 1998 se ha evidenciado la aparición de destellos luminosos y chorros de luz a alturas entre 200 y 130 kms (Spurný et al, 2000). Cabe mencionar que tal proceso posiblemente esté conectado con procesos electromagnéticos que tienen lugar en la termosfera inferior y que actúan sobre los compuestos volátiles de estos meteoroides de origen cometario (Spurný et al, 2000b). La evaporación súbita de compuestos volátiles podría explicar los chorros observados en esos bólidos desprendiéndose a gran velocidad del meteoroide. En cualquier caso, el estudio de los fenómenos de pérdida de volátiles que sufren los meteoroides en esas regiones de la termosfera inferior puede aportar información totalmente nueva sobre los procesos de deposición de materia orgánica que acontecen continuamente y que, incluso, han podido contribuir significativamente en el enriquecimiento químico de la Tierra (Jenniskens, 2001).

Un aspecto analizado aquí en mayor detalle es la posibilidad de determinar las abundancias químicas del meteoroide incidente a partir del análisis de ambos espectros de emisión. En esta tesis se ha obtenido un interesante resultado. Aunque la calibración absoluta de los espectros sólo ha sido posible en algunos de ellos (SPO1, LEO y AND) y se han realizado aproximaciones al ángulo de incidencia en los demás, ha sido posible obtener cocientes de abundancias relativos al Si muy próximos entre sí. Ello da muestra que los errores introducidos por estas aproximaciones son inferiores a los que ya de por sí presenta el análisis de abundancias. De hecho, los cocientes de abundancias relativos obtenidos en los apartados 3.5.3 y 3.5.4 muestran valores típicos similares a los esperados para las partículas de polvo interplanetario o los meteoritos. Si bien los márgenes de error son intrínsecamente mayores a los que se obtienen del análisis *in situ* de este tipo de materiales en laboratorio, proporcionan interesante información sobre los meteoroides en un rango de masas que generalmente no sobrevive a su interacción con

la atmósfera terrestre y que, por tanto, no puede analizarse directamente. Especialmente interesante es el análisis diferenciado de meteoroides de diferentes enjambres que pueden denotar significativas diferencias químicas en sus cuerpos progenitores, principalmente cometas.

Este análisis de un conjunto amplio de espectros meteóricos permite concluir también que las características presentes en éstos no sólo vienen determinadas por la composición química de los meteoroides que los producen. La intensidad de las líneas espectrales depende de muchos factores, siendo la composición química solo uno de ellos. Pueden enumerarse los factores principales que determinan la intensidad de las líneas espectrales:

- La temperatura del gas radiante. Ésta suele oscilar entre 4.000 y 5.500 K para los espectros aquí analizados, rango típico para la mayoría de espectros (Borovicka, 1994).
- La masa total del gas radiante. Cabe tener en cuenta que, desde un punto de vista estricto, lo que determina la intensidad de las líneas es la densidad lineal de átomos en la columna radiante (es decir el número de átomos a lo largo de la línea de visión, en cm^{-2}). Cuando tales densidades lineales son elevadas (superiores a $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$) las líneas más brillantes pueden comportarse como ópticamente gruesas.
- La densidad atómica (medida en cm^{-3}) también influye en el espectro puesto que el grado de ionización de un átomo depende no sólo de la temperatura sino también de la densidad.
- Los efectos de ausencia de equilibrio químico son también apreciables en algunas líneas espectrales. Esto ocurre en particular para líneas con un bajo potencial de excitación y pequeña probabilidad de transición. Tales líneas son típicas para la radiación emitida en la estela del meteoro.
- La composición química particular del meteoroides influye también claramente en los espectros. Una mayor abundancia de un elemento u otro es perfectamente detectable a partir del análisis espectral y conlleva a diferencias apreciables, incluso para meteoroides procedentes de un mismo cometa.
- Los efectos de evaporación incompleta tienen lugar para algunos elementos químicos como el Ca, Al ó el Ti. Este efecto se evidencia sistemáticamente en todos los espectros de meteoroides de bajas velocidades geocéntricas donde las abundancias en Ca y Ti estimadas son sistemáticamente inferiores a las esperadas. Respecto del Al es difícilmente detectable en los espectros analizados, principalmente por el solapamiento de sus líneas con las de Ca II. Estos componentes refractarios resisten mucho más la evaporación y para ellos es de esperar que la composición estimada del gas radiante se desvíe de la

composición real del meteoroide. Sin embargo en meteoroides más veloces este efecto parece ser mucho menos importante, permitiendo obtener abundancias mucho más reales de estos elementos.

- La radiación emitida por los componentes de la atmósfera terrestre (con líneas de O, N y N₂) suele ser intensa en algunos espectros, tanto más importante cuanto mayor energía cinética posee el meteoroide al penetrar en la atmósfera.

A la hora de determinar las abundancias químicas de la columna de gas meteórica cabe considerar varios aspectos importantes:

- La radiación del aire y de la onda de choque puede ser eliminada puesto que concierne solo a líneas especiales. También las líneas de la estela pueden ser excluidas porque corresponden a una región donde no se puede asumir el equilibrio termodinámico.
- La temperatura y la densidad de átomos en la columna puede ser determinada para aquellos espectros que posean un número de líneas suficiente. Como son las líneas de Fe I las más numerosas serán las más importante a la hora de deducir ambos parámetros. Más tarde por comparación con un espectro sintético se pueden ajustar las abundancias relativas de los demás elementos.
- No existe un modelo teórico que tenga en cuenta los efectos de evaporación incompleta. Sería de gran interés ampliar este estudio en el futuro para comparar la influencia de este efecto para meteoroides de diferentes velocidades geocéntricas. Una aproximación mineralógica a este problema analizando las fases minerales principales, sus temperaturas medias de volatilización y las alcanzadas para meteoroides de diferente velocidad geocéntrica podría ayudar a desarrollar una corrección a este efecto que dependiese, como se observa, de la velocidad geocéntrica del meteoroide incidente.

En definitiva los resultados obtenidos en esta tesis apoyan la necesidad de potenciar la obtención de espectros de meteoros, especialmente durante las lluvias de meteoros más intensas. Se ha comprobado que el análisis de los espectros permite, dentro de un rango de error aceptable, profundizar en la composición química de los meteoroides y, por ende, de sus cuerpos progenitores. Aunque aquí sólo se han analizado espectros en el rango visible (3.800-6.100 Å) futuros espectros que cubran por ejemplo el infrarrojo permitirán estudiar los procesos de ablación de materia orgánica y de interacción del meteoroide con los componentes gaseosos de la atmósfera terrestre (Jenniskens, 2001).

3.6.2. ABUNDANCIAS QUÍMICAS DE METEOROIDES COMPARADAS A OTROS OBJETOS DEL SISTEMA SOLAR.

El rango de masa de los meteoroides progenitores de los espectros aquí analizados se encuentra entre unos kilogramos (SPO3 y AND) hasta poco menos de un gramo (PER1). Se encuentran por tanto a medio camino entre las partículas de polvo interplanetario (IDPs) de mayor tamaño y los meteoritos condriticos más pequeños. Las abundancias químicas de estos fragmentos puede ser deducida, dentro de un rango de error aceptable, del análisis espectroscópico de los bólidos que producen al entrar en la atmósfera. Para ese fin un buen método consiste en promediar las abundancias relativas elementales en los diversos tramos a lo largo de toda la trayectoria. Este método tiene también sus limitaciones ya que, por ejemplo, la determinación de abundancias de los elementos refractarios (Ca, Al y Ti) sometida al fenómeno de volatilización incompleta debe tomarse con cautela, especialmente para meteoroides de bajas velocidades geocéntricas.

Otro interesante resultado es que la composición química del gas radiante varía bastante a lo largo de la trayectoria del meteoro. En general se observa que los cambios en las abundancias son significativos para los elementos mayoritarios, generalmente mayores que el error de las medidas. Esta variación ya fue constatada por Borovicka (1993) aunque las variaciones más pronunciadas que este autor señala para el Ca y Ti están relacionadas con el fenómeno de volatilización incompleta. Debido a él las abundancias de estos elementos refractarios son mucho mayores en las fulguraciones más intensas, asociadas a súbitos incrementos de la temperatura que inducen una mayor volatilización de estos elementos. Puede resultar más objetivo en el futuro determinar las abundancias químicas de los elementos refractarios en las regiones donde se alcanza mayor temperatura aunque también en ellas la abundancia aparece subestimada.

Los meteoroides llegados hasta la Tierra provienen mayoritariamente de cometas y asteroides, objetos con grandes diferencias en composición y estructura. Las abundancias relativas obtenidas en esta tesis muestran que existe una gran heterogeneidad química cuando llegan en forma de partículas de pocos gramos si bien puede hablarse de unas composiciones típicas similares para la mayoría de ellas. Las interacciones físico-químicas que tienen lugar sobre estas partículas en el medio interplanetario y en la atmósfera terrestre resultan parcialmente desconocidas. La espectroscopia de meteoros es un campo que permite profundizar en esos procesos y determinar las abundancias y anomalías químicas de estos objetos si bien con una precisión mucho menor que la obtenida del análisis *in situ* en laboratorio. A pesar de ello posee la ventaja de permitir determinar las abundancias químicas dentro de un rango de error aceptable aun cuando las partículas se desintegren por completo en la atmósfera y

no puedan ser por tanto recuperadas para su posterior análisis. Cabe tener en cuenta que la volatilización en la atmósfera es posiblemente el final de la inmensa mayoría de fragmentos cometarios que llega a la Tierra (Ceplecha et al., 1998).

Es importante destacar que también puede profundizarse en los procesos que acontecen sobre estas partículas en el medio interplanetario. Para ello, dado que es posible estimar los tiempos para algunos enjambres meteóricos en que los meteoroides fueron emitidos desde sus correspondientes núcleos cometarios (Asher & McNaught, 1999), su estudio proporciona una magnífica oportunidad de conocer los procesos degradativos sufridos por estas partículas en el medio interplanetario. Estudiar meteoroides más recientes y otros más antiguos, estos últimos dispersos en la corriente anual, para un mismo enjambre puede permitir profundizar en los procesos degradativos que sufren en el medio interplanetario, principalmente sometidos a la radiación solar.

Posiblemente las partículas de polvo interplanetario (IDPs) que se recogen en la estratosfera sean partículas cometarias llegadas desde la nube zodiacal (Rietmeijer, 2002). Tales partículas para ser dispersadas y perder todo parentesco orbital con sus respectivos enjambres deben haber sido desprendidas de sus cuerpos progenitores hace decenas de miles de años (Hughes, 1996; Jenniskens, 1998). Estos meteoroides pertenecientes a la nube Zodiacal son denominados genéricamente esporádicos y pueden mostrar anomalías químicas importantes como por ejemplo un empobrecimiento apreciable en Na y Mg observado aquí en dos espectros. En concreto la mayor parte de Mg contenido en meteoroides debe estar, de manera similar a los IDPs, en forma de pequeños granos minerales de olivino y piroxeno que no están contenidos en la matriz (Rietmeijer, 2002b). Por ello meteoroides con bajos cocientes Mg/Si (SPO2 y SPO4) pueden explicarse por escasear en su composición de estos pequeños componentes minerales. Por otra parte la degradación de elementos volátiles como el Na puede estar condicionada por la órbita particular de cada meteoroides, especialmente en aquellos casos en que la distancia al perihelio sea muy pequeña. De hecho un intervalo de tiempo de varios miles de años es suficiente para degradar significativamente su contenido químico, especialmente en aquellos elementos menos resistentes al calentamiento en órbita solar (Cremonese y Fulle, 1997; Rietmeijer, 2002).

Las diferentes abundancias químicas observadas entre las partículas de polvo interplanetario recogidas en la estratosfera y los meteoroides que produjeron los bólidos aquí analizados deben estar relacionadas con la antigüedad de las partículas del polvo zodiacal que genera las IDPs como ya sugirió Rietmeijer (2002). La heterogeneidad química observada entre los diversos meteoroides está de acuerdo con la estructura observada de las partículas de polvo interplanetario (IDPs). En ellas ni las fases principales ni otros constituyentes como los granos minerales tienen una composición

condrítica pero si que lo tiene el conjunto. De igual manera es de esperar que cuanto más pequeños sean los meteoroides analizados mayor heterogeneidad pueda observarse. Esta idea viene corroborada por las observaciones de meteoros mediante técnicas de vídeo que capta un rango de masa inferior al aquí analizado (Borovicka et al., 1999).

Resulta importante destacar que un estudio conjunto de espectros de bólidos por esta técnica y de las partículas de polvo interplanetario (IDPs) en el laboratorio puede ser complementaria y aportar valiosa información sobre los procesos degradativos sufridos por la materia interplanetaria. En especial resulta de interés corroborar la íntima relación entre las IDPs y los meteoroides que se desprende de este trabajo. Asimismo se puede analizar la degradación sufrida por compuestos orgánicos cometarios durante los procesos térmicos e irradiativos que sufren al entrar en la atmósfera. Los espectros aquí analizados no poseen una resolución y un rango espectral demasiado limitado para hacer viable detectar compuestos orgánicos si bien en los últimos tiempos se han desarrollado programas de análisis de materia orgánica con equipos fotográficos y vídeo más sofisticados (Jenniskens y Butow, 1999; Borovicka y Jenniskens, 2000).

La similitud química entre algunos espectros con meteoritos condríticos de tipo I (CI) indica también que posiblemente una buena parte de ese tipo de meteoritos provenga de cometas. Cabe destacar que esta hipótesis viene refrendada también por la detección de meteoroides con composiciones condríticas en órbitas de alta inclinación, típicamente cometarias (Borovicka, 1998).

Cabe destacar también que las grandes diferencias observadas en la composición de los bólidos analizados muestra una gran heterogeneidad:

-Por una parte existen importantes diferencias entre partículas procedentes de un mismo enjambre que revela una gran heterogeneidad entre las partículas desprendidas de un mismo cometa.

-Existen diferencias químicas todavía mayores entre partículas de diferentes cometas que se alejan enormemente de la composición hasta ahora considerada "típica" del polvo del cometa 1P/Halley. Los resultados muestran que no es lógico considerar el polvo de este cometa como patrón típico del polvo cometario presente en el medio interplanetario. En este sentido cabe mencionar que la sonda Giotto analizó las abundancias químicas del material desprendido del cometa 1P/Halley cuando atravesaba la coma del cometa en una región repleta de partículas recién salidas del núcleo. Es de esperar que tales partículas apenas hubiesen sufrido degradación por su corta estancia en el medio interplanetario por lo que no pueden ser representativas del material cometario que orbita el Sol durante miles de años hasta alcanzar la Tierra. Otro importante punto a

destacar es que dadas las características instrumentales del espectrómetro de masas de la misión Giotto no puede descartarse un fenómeno de especiación durante los análisis de modo que sólo las partículas más pequeñas hubieran sido analizadas.

El análisis de espectros meteóricos puede convertirse en una herramienta de gran valor en el estudio de la composición química de la materia interplanetaria que alcanza la Tierra. Este tipo de estudios unidos al análisis en el laboratorio de partículas de polvo interplanetario (IDPs) pueden complementar muy bien misiones mucho más costosas de recogida de materia cometaria in situ, como pueden ser las misiones Stardust o Rosetta de la NASA y la ESA.

3.6. BIBLIOGRAFÍA.

Abe S., H. Yano, N. Ebizuka, J-I. Watanabe (2000) "First results of high-definition TV spectroscopic observations of the 1999 Leonid shower", *Earth, Moon & Planets* 82-83, pág.369-377.

Anders E. y N. Grevesse (1989) "Abundances of the elements: meteoritic and solar", *Geochim. Cosmochim. Acta* 53, págs. 197-214.

Andrievsky S.M., V.V. Kovtyukh y I.A.Usenko (1994), "The chemical composition of the s-Cepheids. I Alpha Ursae Minoris (Polaris) and HR 7308 (V473 Lyrae): Unique Cepheids of the Galaxy", *Astronomy & Astrophysics* 281, págs. 465-470.

Allen C.W. (1973) "Astrophysical Quantities", Athlone Press, London.

Asher D.J. y R. McNaught (1999) "Leonid dust trails and meteor storms", *WGN journal of the International Meteor Organization* vol.27:2, págs. 85-102.

Baggaley W. y J. Cummack (1979) "The duration of log-lived meteor trains", *Bulletin Astronomical Institute Czechoslovaquia* 30, págs. 180-183.

Belyaev N.A., L. Kresak, E.M. Pittich y A.N. Pushkarev (1986), "Catalogue of short-period comets", Edited by Astronomical Institute of the Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Eslovaquia.

Borovicka J. (1993) "A fireball spectrum analysis", *Astronomy & Astrophysics* 279, págs.627-645.

Borovicka J. (1994) "Two components in meteor spectra", *Planetary & Space Science* 42, págs.145-150.

Borovicka J. (1994b), "Line identifications in a fireball spectrum", *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* 103, págs. 83-96.

Borovicka J. y J. Zamorano (1995), "The spectrum of fireball light taken with a 2-m telescope", *Earth, Moon and Planets* 68, págs.217-222.

Borovicka J. y P. Spurný (1996), "Radiation study of two very bright terrestrial bolides and an application to the comet S-L 9 collision with Jupiter", *Icarus* 121, págs. 484-510.

Borovicka J., P. Zimnikoval, J. Skvarka, J. Rajchl y P. Spurný (1996) "The identification of nebular lines in spectra of meteor trains", *Astronomy & Astrophysics* 306, págs.995-998.

Borovicka J. y H. Betlem (1997) "Spectral analysis of two Perseid meteors", *Planetary & Space Science* 45, págs.563-575.

Borovicka J., (1998) "Meteor spectra: possible link between meteorite classes and asteroid families", in Proceedings of the Congress Seventy-Five Years of Hirayama Asteroid Families, ASP Conference Series, vol.63, pp.186-191.

Borovicka J. (1999) "Meteoroids properties from meteor spectroscopy", in Meteoroids 1998 (eds.W.J.Baggaley y V. Porubcan), págs.355-362, Slovak Academy Sciences Bratislava, Eslovaquia.

Borovicka J., R.Stork y J. Bocek (1999) "First results from video spectroscopy of 1998 Leonid meteors", Meteoritics & Planetary Science 34, págs. 987-994.

Borovicka J. y P. Jenniskens (2000) "Time resolved spectroscopy of a Leonid fireball afterglow", Earth, Moon and Planets 82-83, págs.399-428.

Borovicka J., (2001), Comunicación personal.

Bowers R.L. y Deeming T. (1984) "Astrophysics I and II", Jones and Burtlett Publishers Inc., Boston, EUA.

Ceplecha Z. (1964), Bulletin Astronomical Institute Czechoslovaquia 15, pág. 102.

Ceplecha Z., (1971) "Spectral data on terminal flare and wake of double-station meteor n° 38421 (Ondrejov, April 21, 1963)", Bulletin Astronomical Institute Czechoslovaquia 22, págs. 219-304.

Ceplecha Z., (1977) "Fireballs photographed in Central Europe", Bulletin Astronomical Institute Czechoslovaquia 28, págs. 328-340.

Ceplecha Z., J. Borovicka, W. Graham Elford, Douglas O. Revelle, Robert L. Hawkes, V. Porubcan, M. Simek (1998); "Meteor Phenomena and bodies", Space Science Reviews 84, págs. 327-471.

Chu X., A.Z. Liu, G. Papen, C.S. Gardner, M. Kelley, J. Drummond y R. Fugate (2000), Geophysics Research Letters 27, págs. 1815-1818.

Clemmet S.J., C.R. Maechling, R. N. Zare, P. D. Swan & R.M. Walker (1993) "Identification of complex aromatic molecules in individual interplanetary dust particles", Science 262, págs. 721-725.

Cook A.F., I. Halliday y P.M. Millman (1971) "Photometric Analysis of spectrograms of two Perseid meteors", Canadian Journal of Physics 49, págs.1738-1749.

Cremonese G. y M. Fulle (1997), "Sodium in comets", Earth, Moon and Planets 79, págs. 209-220.

Cremonese G., H. Boehnhardt, J. Crovisier, H. Rauer, A. Fitzsimmons, M. Fulle, J. Licandro, D. Pollacco, G. P. Tozzi and R. M. West (1997), "Neutral sodium from comet Hale-Bopp: a third type of tail", The Astrophysical Journal 490, L199-202.

Cronin J.R. y S. Chang (1993) "Organic matter in meteorites: molecular and isotopic analyses of the Murchison meteorite", in The Chemistry of Life's Origins (eds.J.M. Greenberg et al.), págs.209-258. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, the Netherlands.

Despois D. (1992) "Solar System-Interstellar medium: A Chemical Memory of the Origins", en Astrochemistry of Cosmic Phenomena, Proceedings of the 150th Symposium of the International Astronomical Union, Kluwer Academic Publishers, págs.451-457.

Ehrenfreund P., D'Hendecourt L., E. Dartois, M. Jourdain de Muizon, M. Breitfellner, J.L. Puget, H.J. Habing (1997) "ISO Observations of Interstellar Ices and Implications for Comets", Icarus vol. 130, issue 1, págs. 1-15.

Fomenkova M.N., Kerridge J.F., Marti K. y L.A.McFadden (1992), Science 258, págs.266-269.

Greenberg J.M. (2000) "From comets to meteors", Earth, Moon and Planets 82-83, págs.313-324.

Halliday I. (1961) "A study of spectral line identifications in Perseid meteor spectra", Publ. Dominion Observatory Ottawa 25, págs.3-16.

- Halliday I. (1969) "A study of ultraviolet meteor spectra", Publ. Dominion Observatory Ottawa 25, págs.315-322.
- Harvey G.A. (1973) "Spectral analysis of four meteors", en *Evolutionary and Physical Properties of Meteoroids*, C.L.Hemenway, P.M.Millman and A.F.Cook (eds.), NASA SP 319, págs.103-129.
- Harvey G.A. (1973b) "Elemental abundance determinations for meteors by spectroscopy", *Journal of Geophysical Research* 78, págs.3.913-3.926.
- Harvey G.A. (1977) "Air radiation in photographic meteor spectra", *Journal of Geophysical Research* 82, págs.15-22.
- Hawkes R.L. y J. Jones (1975) "A quantitative model for the ablation of dustball meteors", *Monthly Notices Royal Astronomical Society* 173, págs. 339-356.
- Hecht E. y A. Zajac (1974) "Óptica", Addison-Wesley Iberoamericana, Delaware, EUA.
- Hoffleit D. y C. Jaschek (1982) "The bright star catalogue", Yale University, EUA.
- Houck W.W. Jr.(1971) *Smithsonian Astrophysical Observations*, Special Reprint 340.
- Howart I.D., J.Murray, D. Mills & D.S. Berry (1996) "Starlink User Note 50.19", Rutherford Appleton Laboratory.
- Hughes D. (1993) "Meteoroids: an overview", en *Meteoroids and their parent bodies*, Proceedings of the International Astronomical Symposium, J. Stohl and I.P.Williams eds., Astronomical Institute Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Eslovaquia.
- Hughes D. (1996), "The size, mass and evolution of the Solar System Dust Cloud", *Q. Journal of the Royal Astronomical Society* vol.37, págs.593-604.
- Jenniskens P. y S. Butow (1999) "The 1998 Leonid multi-instrument aircraft campaign: an early review", *Meteoritics & Planetary Science* 34, págs. 933-943.
- Jenniskens P. y R.L. Rairden (2000), *Earth, Moon & Planets* 82-83, págs. 457-470.
- Jenniskens P. (2001) "Ready for the storm", *Mercury*, November-December 2001, págs.14-22.
- Jessberger E.K., A. Christoforidis & A. Kissel (1988) "Aspects of the major element composition of Halley 's dust", *Nature* 322, págs. 691-695.
- Jessberger E.K., J. Kissel & J. Rahe (1988b) "The composition of comets", in *Origin and Evolution of Planetary and Satellite atmospheres*, págs.167-191, Univ. of Arizona Press, Tucson, EUA.
- Kissel J. y F.R. Krueger (1987), "The organic component in dust from comet Halley as measured by the PUMA mass spectrometer on board Vega 1", *Nature* 326, págs.755-760.
- Kronk G.W. (1988) "Meteor showers: a descriptive catalog", Enslow Publishers Inc., Hillside, New Jersey, EUA.
- Kurucz R.L. (1991) "Precision photometry: Astrophysics of the Galaxy", eds.David Philip, Uppgren & Janes, L. Davis Press, Schenectady, EUA.
- Llorca, J. (1995) "Els meteorits: Què són i per a què serveixen / Los meteoritos: Qué son i para qué sirven", Ed. Fund. Publ. Inst. Est. Ilerdencs, Lèrida.
- Llorca J. (1999) "Hydrocarbon Synthesis in Cometary Grains", *Phys. Chemical Earth (C)*, vol 24, nº 5, págs. 591-595.
- Llorca J. y I. Casanova (2000) "Reaction between H₂, CO and H₂S over Fe, Ni metal in the solar nebula: Experimental evidence for the formation of sulfur-bearing organic molecules and sulfides", *Meteoritics & Planetary Science* 35, págs. 841-848.
- McCrosky R.E., A. Posen, G. Schwartz, C-Y. Shao, (1971) "Lost City meteorite: its recovery and a comparison with other fireballs", *J. Geophysic Research* 76, págs. 4.090-4.108.
- McNeil W.J., S.T. Lai y E. Murad (1998) "Diferential ablation of cosmic dust and implications for the relative abundances of atmospheric metals", *Journal of Geophysical Research* 103, págs.10.899-10.911.

- Millman P.M. y I. Halliday (1961), "The Near-Infrared spectrum of meteors", *Planetary Space Science* 5, págs.137-140.
- Millman P.M. y D.W.R. McKinley (1963), "Meteors", in *The Moon, Meteorites and Comets. The Solar System*, vol. IV, The University of Chicago Press, págs. 674-773.
- Millman P.M., A.F.Cook y C.L. Hemenway (1971) "Spectroscopy of Perseid meteors with an image orthicon", *Canadian Journal of physics* 49, págs.1.365-1.373.
- Moore C.E. (1945) "A multiplet table of astrophysical interest", *Contributions Princeton University Observatory* 20.
- Nagasawa (1978) "Analysis of spectra of Leonid meteors", *Ann. Tokyo Astronomical Observatory*, 2ond. series 16, págs. 157-187.
- Nakano S. (1998) *Minor Planet Center Circular* n° 31070.
- Nemtchinov I.V., O.P. Popova, V.V. Shuvalov y V.V. Svetsov (1994) "Radiation emitted during the flight of asteroids and comets through the atmosphere", *Planetary & Space Science* 42, págs.491-506.
- Nemtchinov I.V., O.P. Popova, V.V. Svetsov y V.V. Shuvalov (1995) "On photometric masses and radiation sizes of large meteoroids", *Astronomy Vestnik* 29, págs.155-173.
- Öpik E. (1958) "Physics of meteor flight in the atmosphere", *Interscience Publishers Inc.*, New York, EUA.
- Ozawa K. y H. Nagahara (2000) "Kinetics of diffusion-controlled evaporation of Fe-Mg olivine: Experimental study and implication for stability of Fe-rich olivine in the solar nebula", *Geochimica et Cosmochimica Acta* vol.64, n° 5, págs.939-955.
- Plane J.M. (1991) "The chemistry of meteoric metals in the Earth's upper atmosphere", *International Reviews in Physical Chemistry* vol.10, n°1, págs. 55-106.
- Rairden R.L., P. Jenniskens & C.O. Laux (2000), "Search for organic matter in Leonid meteoroids", *Earth, Moon and Planets* 82-83, págs. 71-80.
- Rendtel J. (1993), "Handbook for photographic meteor observations", *International Meteor Organization monograph* n° 3, Potsdam, Germany.
- Retallack B.J. (1974) "Compendio de Meteorología", volumen I, parte 2, meteorología física, *Secretaría Organización Mundial de la Salud*, Ginebra, Suiza.
- Rietmeijer F. y J.A. Nuth III (2000) "Collected extraterrestrial materials: constraints on meteor and fireball compositions", *Earth, Moon & Planets* 82-83, págs. 325-350.
- Rietmeijer F. y P. Jenniskens (2000) "Recognizing Leonid meteoroids among the collected stratospheric dust", *Earth, Moon & Planets* 82-83, págs. 505-524.
- Rietmeijer F. (2001) "Identification of Fe-rich meteoric dust", *Planetary & Space Science* 49, págs. 71-77.
- Rietmeijer F., (2002) "Shower meteoroids: constraints from Interplanetary Dust Particles and Leonid meteors", *Earth, Moon & Planets* 88, págs. 35-58.
- Roggemans P. (1987), "Handbook visual meteor observations", *International Meteor Organization*, Bélgica.
- Salby M. L. (1996), "Fundamentals of Atmospheric Physics", *Academic Press*, Boston, EUA.
- Spurný P., J. Borovicka y Z.Ceplecha (1991) "Very bright fireball: Czechoslovakia, May 7, 1991", *WGN* 19-3, págs.99-100.
- Spurny P. (1997) "Exceptional fireballs photographed in central Europe during the period 1993-1996", *Planetary & Space Science* 45, págs. 541-555.
- Spurný P., H. Betlem, J.V. Leven y P. Jenniskens (2000) "Atmospheric behaviour and extreme beginning heights of the thirteen brightest photographic Leonid meteors from the ground-based expedition to China", *Meteoritics & Planetary Science* 35, págs.243-249.

Spurný P., H. Betlem, K. Jobse, P. Koten y J.V. Leven (2000b) "New type of radiation of bright Leonid meteors above 130 km", *Meteoritics & Planetary Science* 35, págs.1109-1115.

Thomas K.L., G.E. Blandford, S.J. Clemett, G. J. Flynn, L.P. Keller, W.Klück, C.R. Maechling, D.S. McKay, S. Messenger, A.O. Nier, D.J. Schlutter, S.R. Shutton, J.L.Warren y R.N. Zare (1995) *Geochimical Cosmochimical Acta* 57, págs. 1551-1566.

Trigo-Rodríguez J.M. (1992), "In favour of the presence of new material in the Perseids", *WGN journal of the International Meteor Organization* vol.20:3, págs. 105-106.

Unsöld A. (1977) "The new Cosmos", Springer-Verlag, New York, EUA.

Walker S., H. Straw, J.K. Brudett, D. Phillips, K. Salisbury, H. Walker, P.M.A. Sherwood (1976) "Spectroscopy", 3 volúmenes, Editados por B.P. Straughan and S. Walker, John Wiley & Sons, New York, EUA.

Wallace J.M. y P.V. Hobbs (1990) "Atmospheric Science: an introductory survey", Academic Press Inc., New York, EUA.

Wood J.A. (1988) "Chondritic meteorites and the solar nebula", *Annual Review Earth Planetary Science* 16, págs. 53-72.

Wyatt S.P.Jr y F.L.Whipple (1950) "The Poynting-Robertson effect on meteor orbits", *The Astrophysical Journal* vol.111, nº 1, págs. 558-565.



APÉNDICE 1:

EL AJUSTE DEL ESPECTRO SINTÉTICO

LA OBTENCIÓN DEL ESPECTRO SINTÉTICO.

En la sección 3.3.8 se describe el procedimiento de ajuste de los dos componentes (principal y de alta temperatura) de los espectros meteóricos. Con esa finalidad se emplea el programa *FYSP/P "Physical quantities from meteor spectrum"* que permite ver en pantalla el espectro calibrado e ir variando los diferentes parámetros físicos y las abundancias relativas de los diferentes elementos químicos para obtener un espectro sintético que se ajuste lo mejor posible al observado. Variando esos parámetros y ajustando la anchura Δ de las líneas espectrales, al sumarse las intensidades de las diferentes líneas se consiguen espectros sintéticos muy semejantes a los observados a partir de los cuales se obtienen las abundancias químicas elementales. Para ver en mayor detalle la bondad de ese ajuste e identificar en el espectro las principales líneas que intervienen en los espectros meteóricos se ha optado por incluir este apéndice. Por brevedad se han incluido un tramo de un espectro de prisma (SPO4) y otro de un espectro de red con mayor resolución (SPO3r). Ambos pueden considerarse representativos del resto de ajustes realizados. Para mayor detalle del ajuste realizado en cada tramo se incluyen en la tabla siguiente los parámetros físicos y abundancias químicas para las que se obtuvo el espectro sintético aquí mostrado.

Parámetros	SPO 3r (tramo E)		SPO4 (tramo A)	
	comp.principal	comp. alta T	comp.principal	comp. alta T
T (K)	4.800	9.500	4.900	10.000
Densidad Fe en columna (cm ⁻³)	1·10 ¹⁵	5·10 ¹⁴	5·10 ¹⁴	5·10 ¹⁴
Superficie radiante	9,9·10 ⁵	2,5·10 ⁴	3,4·10 ⁶	2,6·10 ⁴
Ca I	7·10 ⁻⁴	-	2·10 ⁻³	-
Mn I	2·10 ⁻⁴	-	1·10 ⁻³	-
Ti I	2·10 ⁻⁴	-	4·10 ⁻⁴	-
Mg I	0,7	-	0,7	-
Mg II	-	1,2	-	0,7
Na I	2·10 ⁻³	-	7·10 ⁻⁴	-
Cr I	1·10 ⁻³	-	2·10 ⁻³	-
Cr II	-	2·10 ⁻²	-	2·10 ⁻²
Ni I	5·10 ⁻²	-	3·10 ⁻²	-
Ca II	1·10 ⁻³	5·10 ⁻³	1·10 ⁻²	5·10 ⁻³
Si I	1,2	-	1	-
Si II	-	1	-	1,8
Co I	1·10 ⁻³	-	3·10 ⁻³	-
Ti II	2·10 ⁻³	2·10 ⁻³	2·10 ⁻³	5·10 ⁻⁴

Tabla A.1.1. Parámetros físicos y abundancias químicas relativas al Fe escogidos para el ajuste de los espectros sintéticos en los tramos analizados a continuación. En ambos casos se escogió un valor de la constante de amortiguamiento $\Gamma=0$.

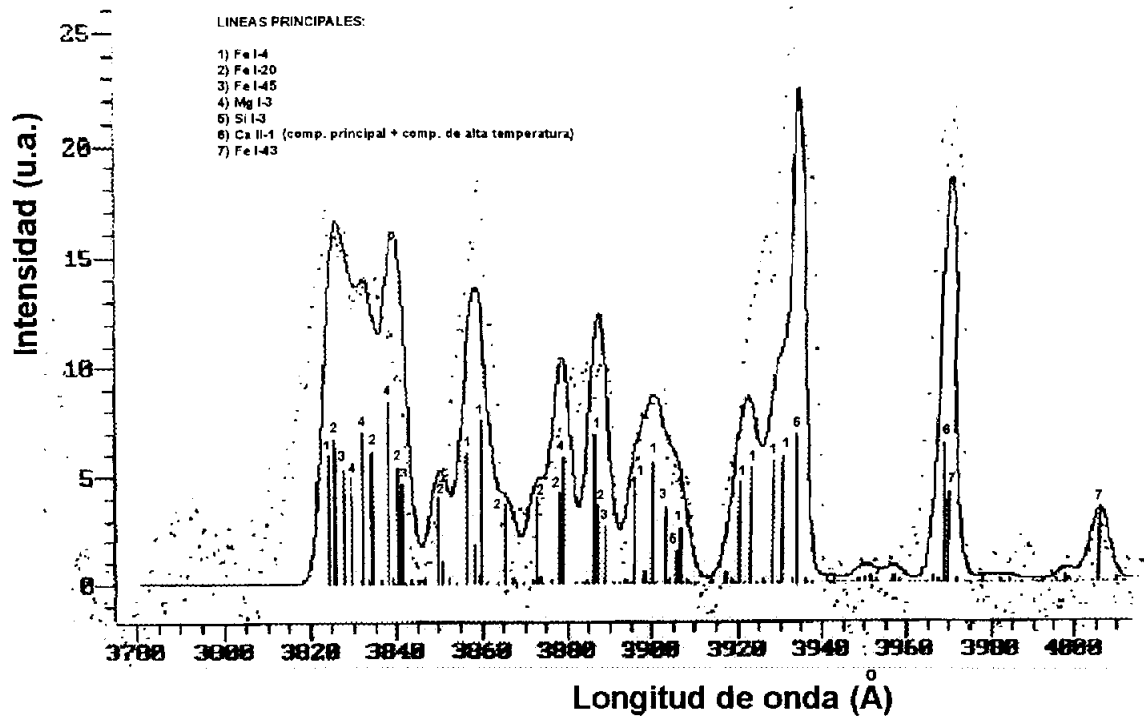


Figura A.1.1. Tramo E correspondiente al segundo orden del espectro SPO3r entre 3.800 y 4.000 Å.

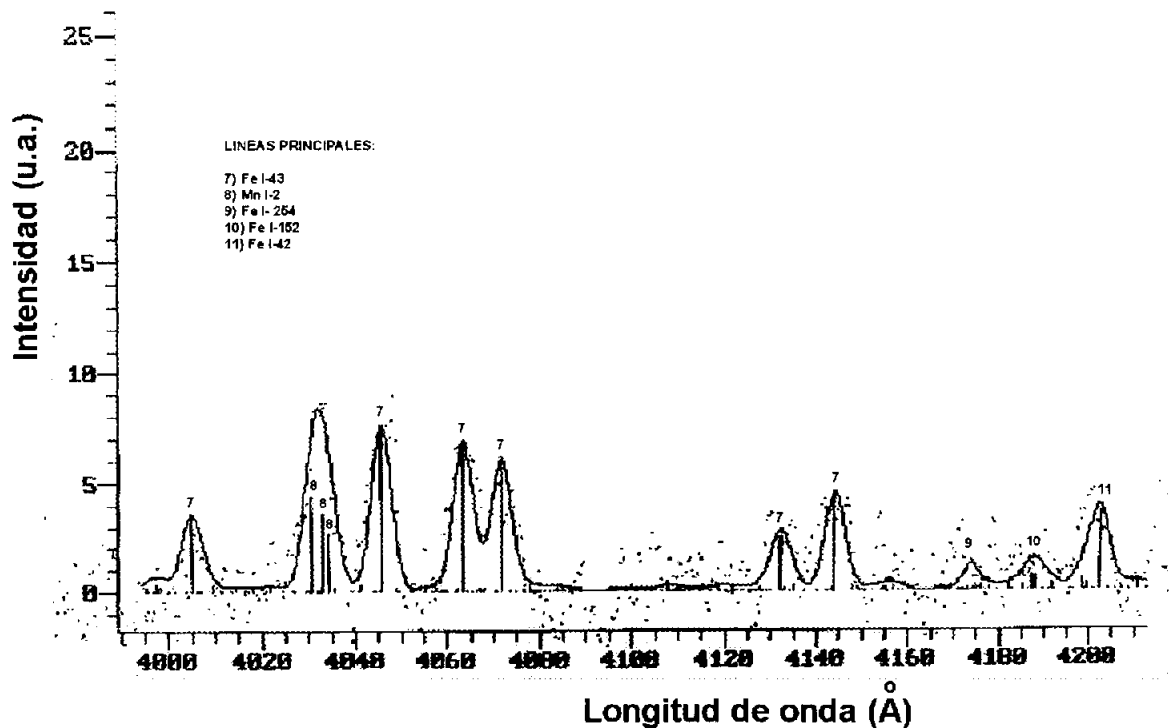


Figura A.1.2. Tramo E del espectro SPO3r en el segundo orden, entre 4.000 y 4.200 Å.

Apéndice 1. Ejemplos de ajuste del espectro sintético.

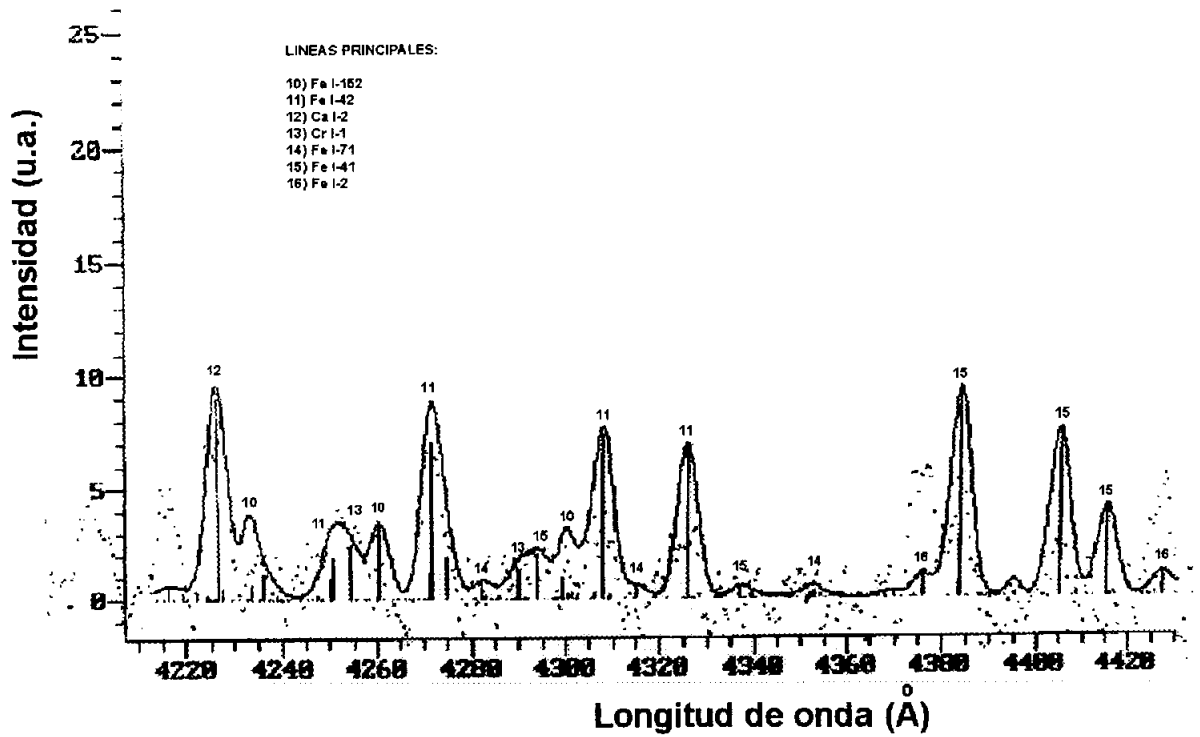


Figura A.1.3. Tramo E del espectro SPO3r en el segundo orden, entre 4.200 y 4.400 Å.

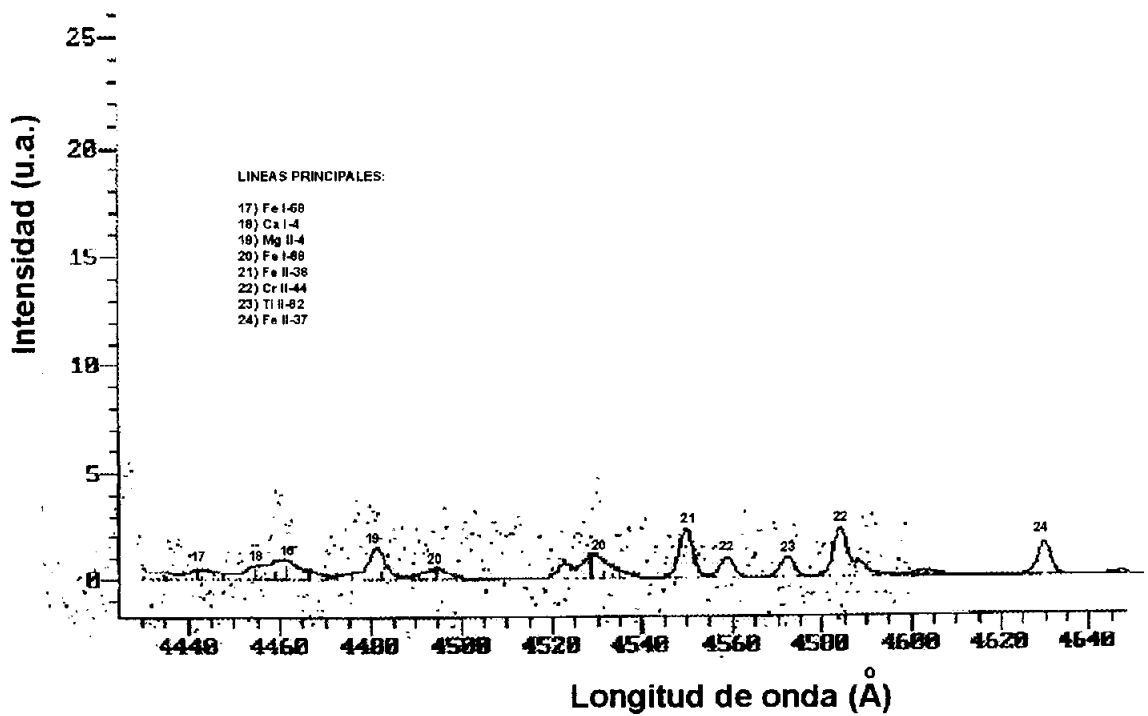


Figura A.1.4. Tramo E del espectro SPO3r en el segundo orden, entre 4.400 y 4.600 Å.

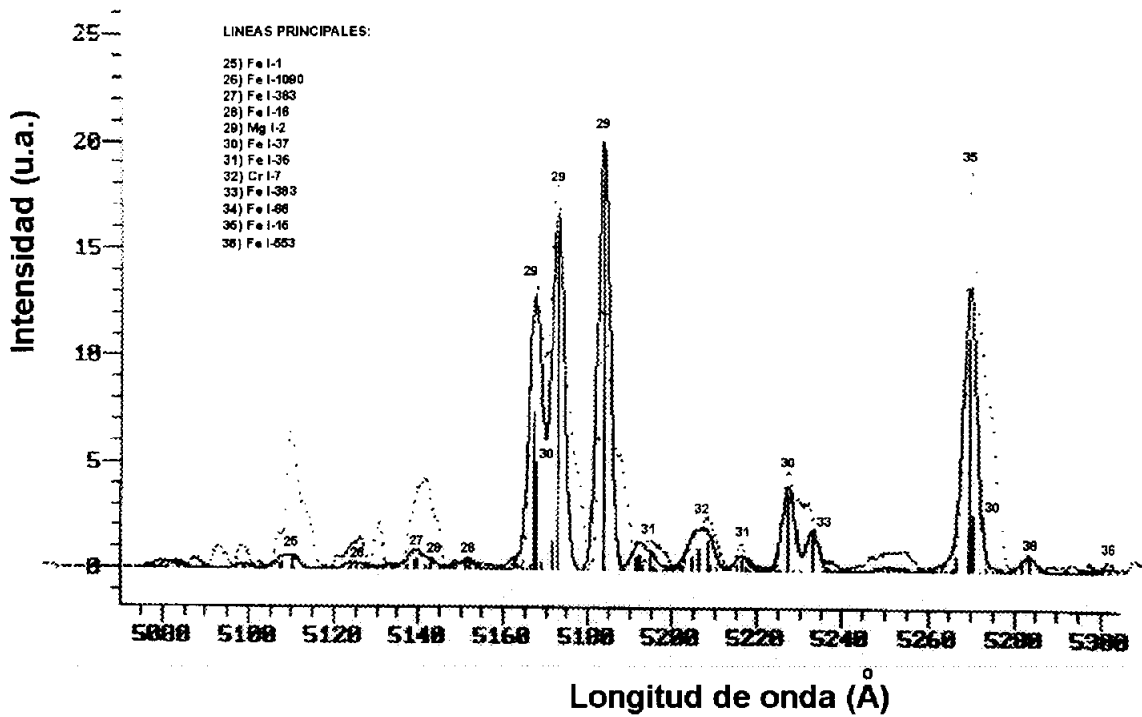


Figura A.1.5. Tramo E correspondiente al primer orden del espectro SPO3r entre 5.100 y 5.300 Å. Nótese que las principales líneas sufren un ensanchamiento a su derecha debido a que el espectro de un fragmento del meteoro se solapa en este tramo.

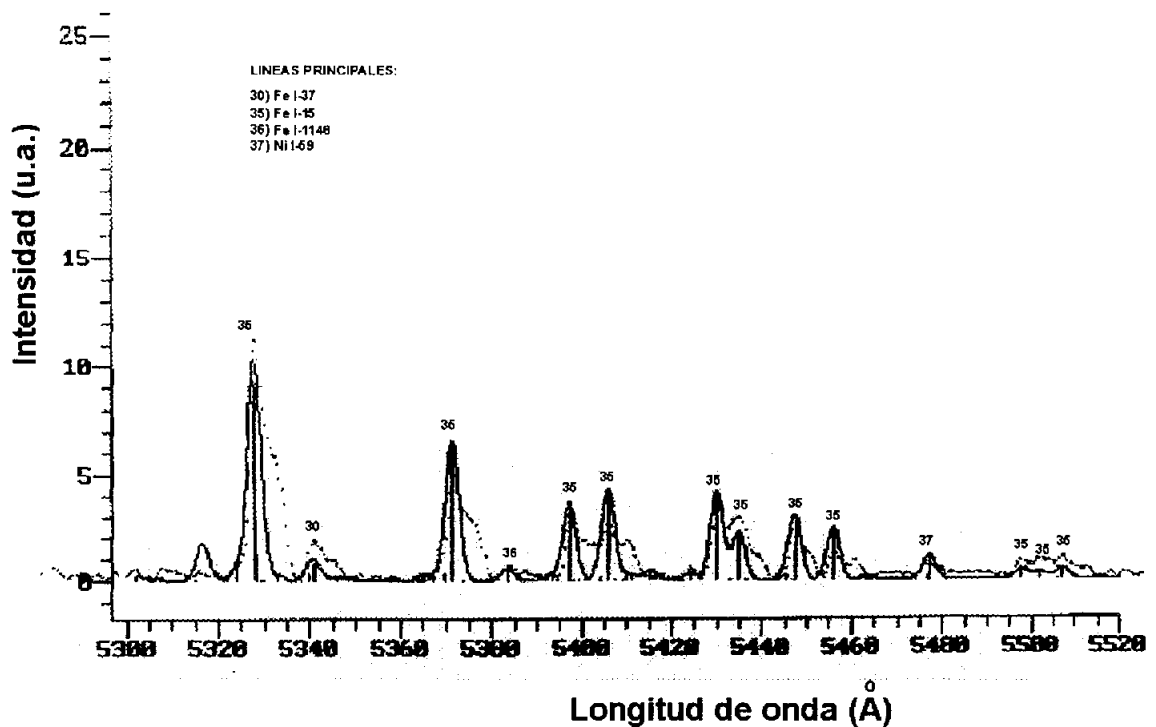


Figura A.1.6. Tramo E del espectro SPO3r en el primer orden, entre 5.300 y 5.500 Å.

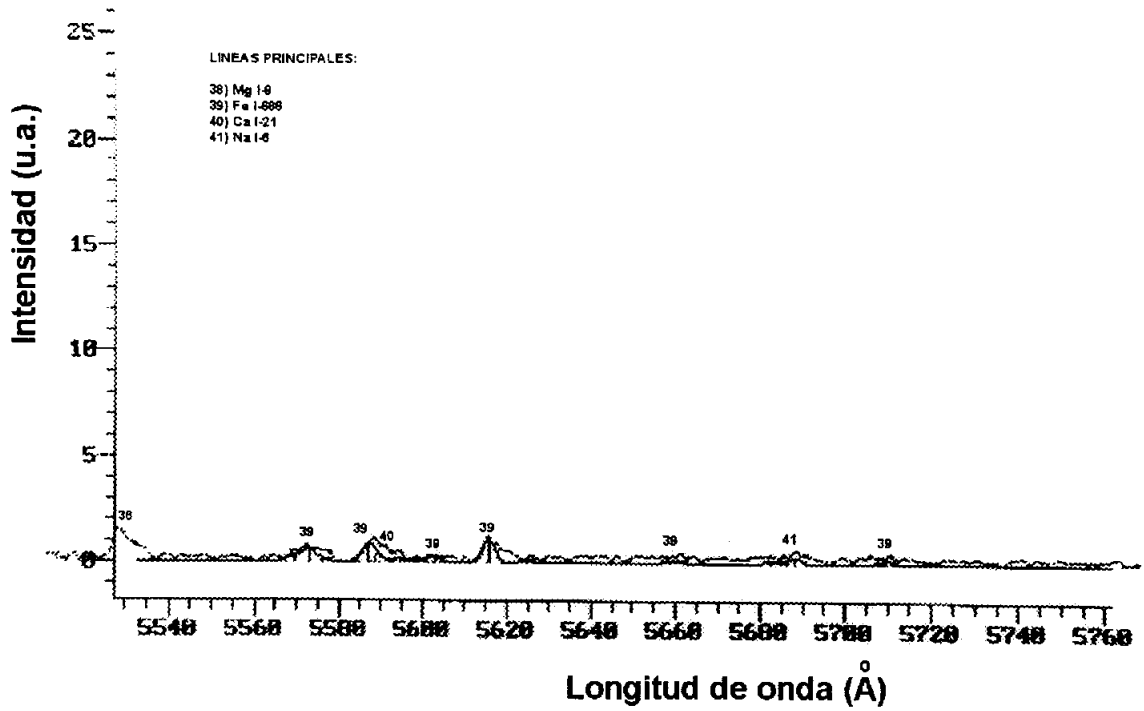


Figura A.1.7. Tramo E del espectro SPO3r en el primer orden, entre 5.500 y 5.700 Å.

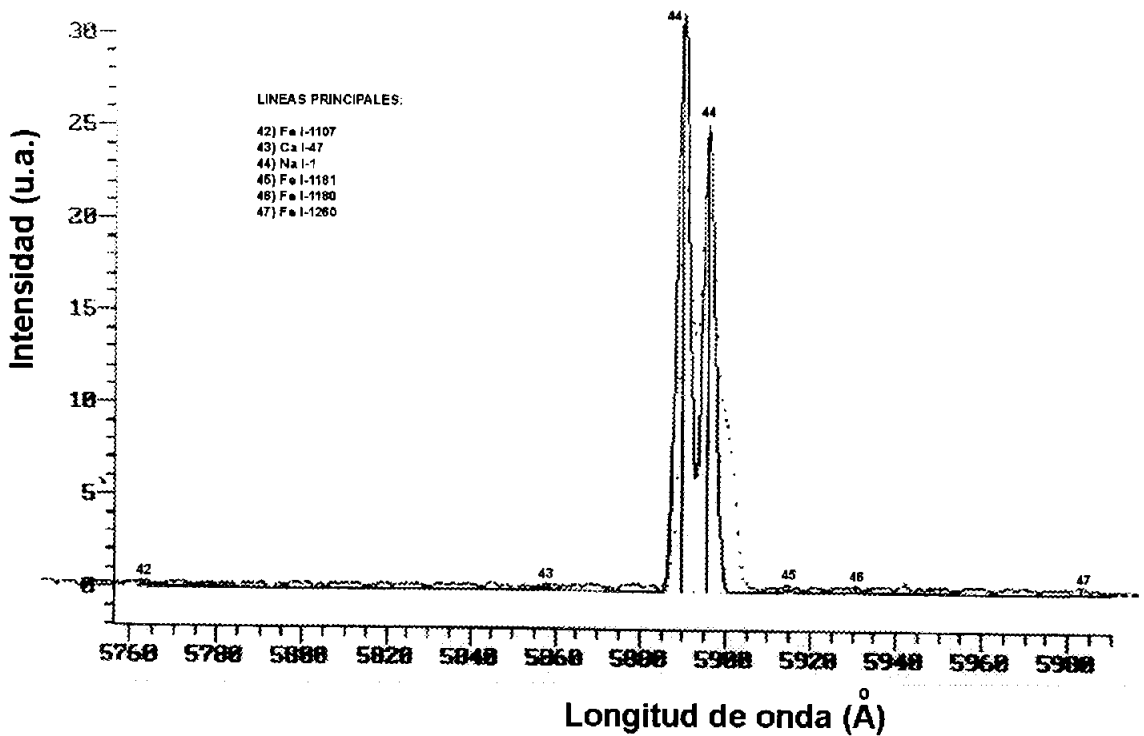


Figura A.1.8. Tramo E del espectro SPO3r en el primer orden, entre 5.700 y 5.900 Å.

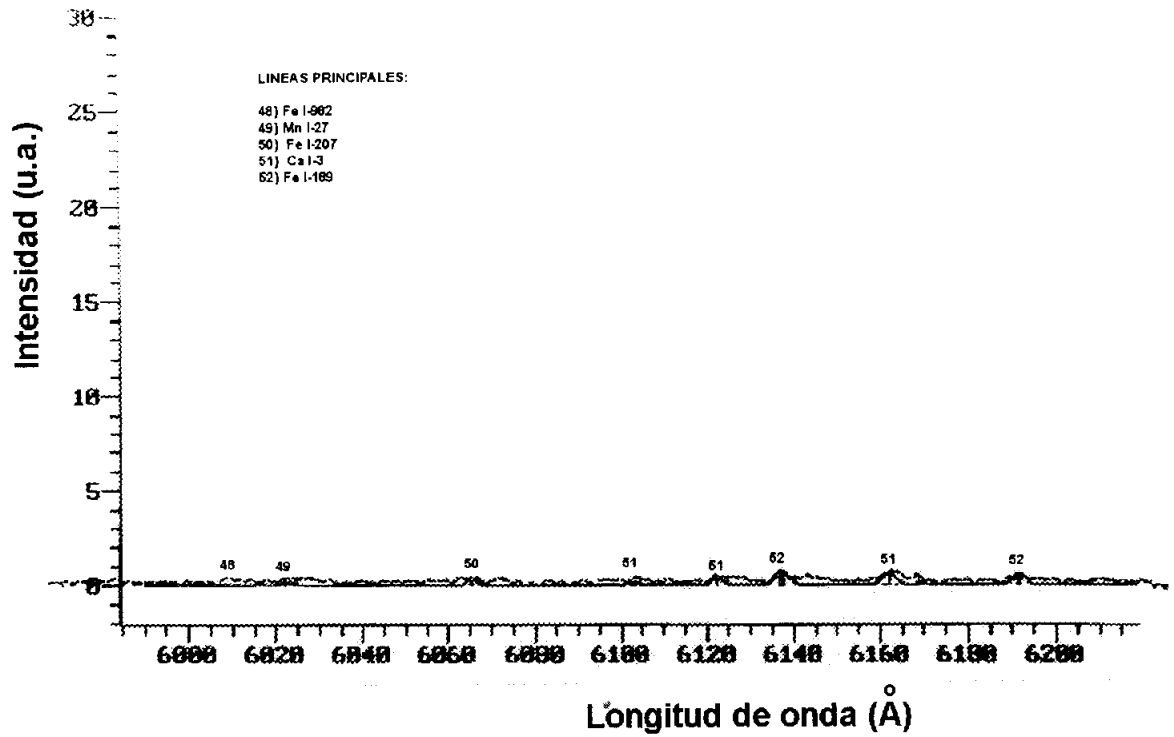


Figura A.1.9. Tramo E del espectro SPO3r en el primer orden, entre 5.900 y 6.200 Å.

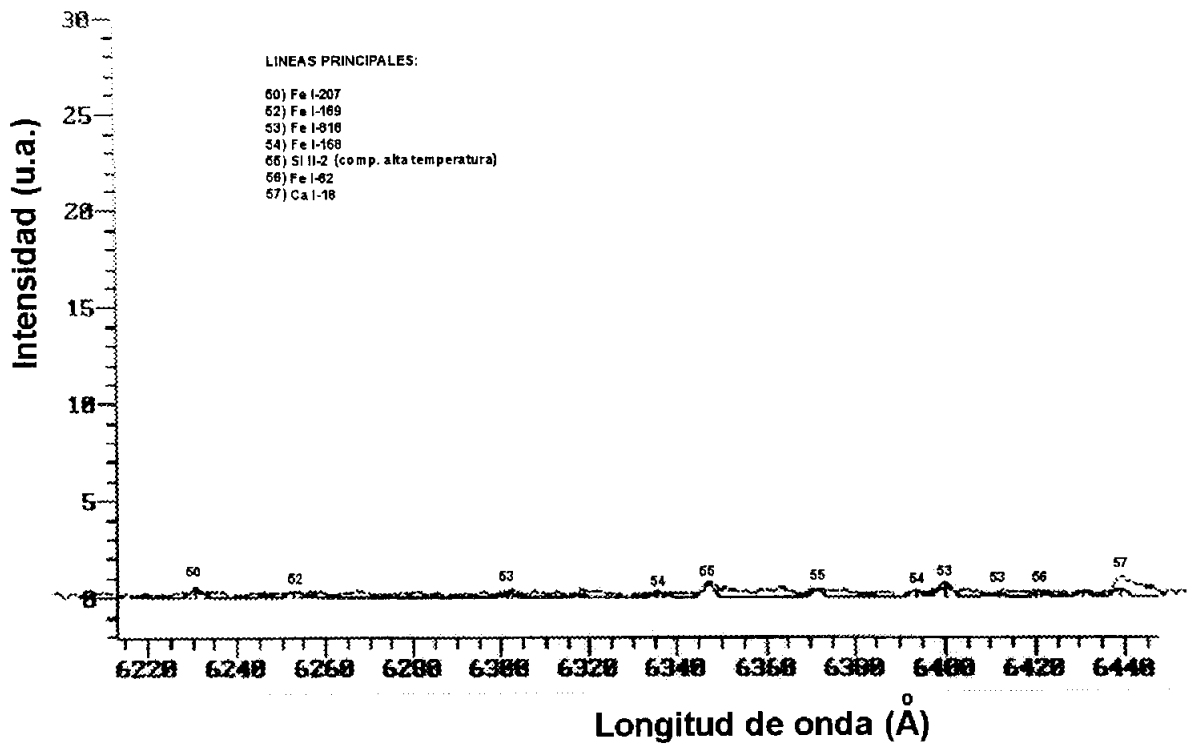


Figura A.1.10. Tramo E del espectro SPO3r en el primer orden, entre 6.200 y 6.500 Å.

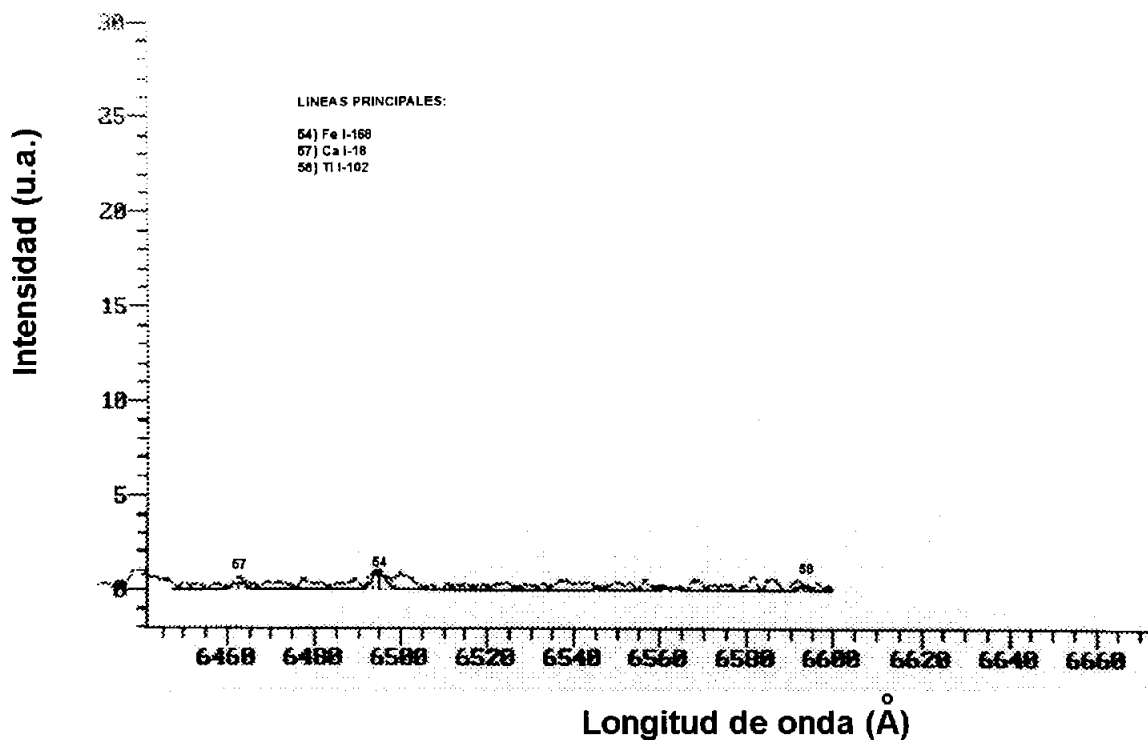


Figura A.1.11. Tramo E del espectro SPO3r en el primer orden, entre 6.500 y 6.600 Å.

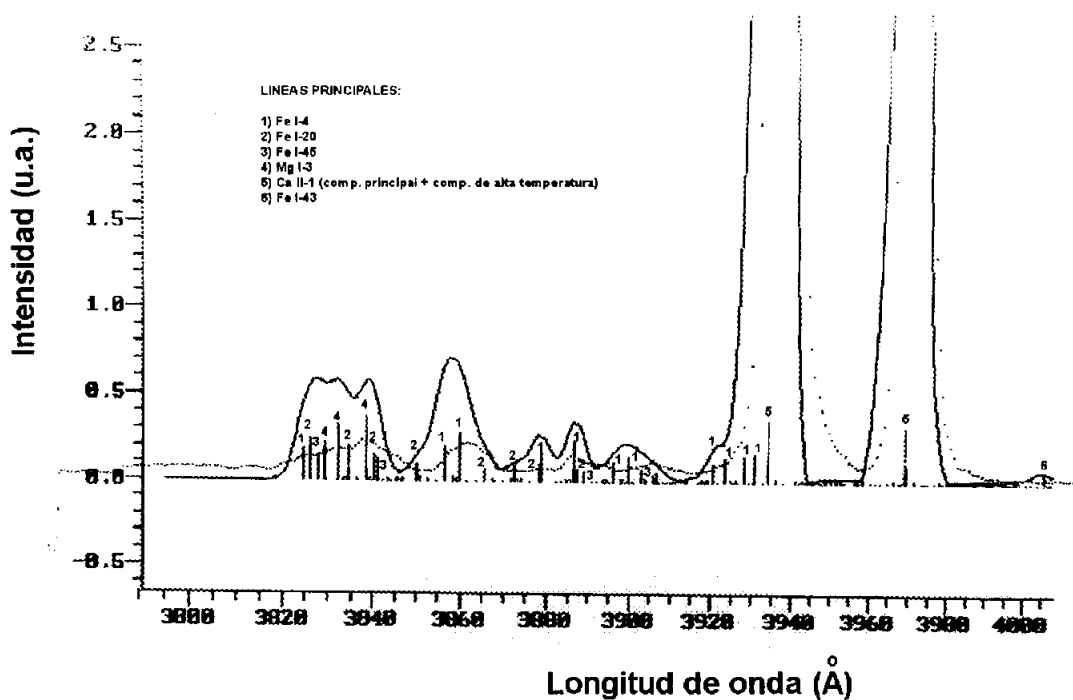


Figura A.1.12. Tramo A del espectro SPO4 entre 3.800 y 4.000 Å. Las líneas de Ca ionizado presentes en $\lambda=3.934$ y 3.968 Å quedan fuera de la ventana mostrada alcanzando respectivamente una intensidad relativa de 27 y 20.

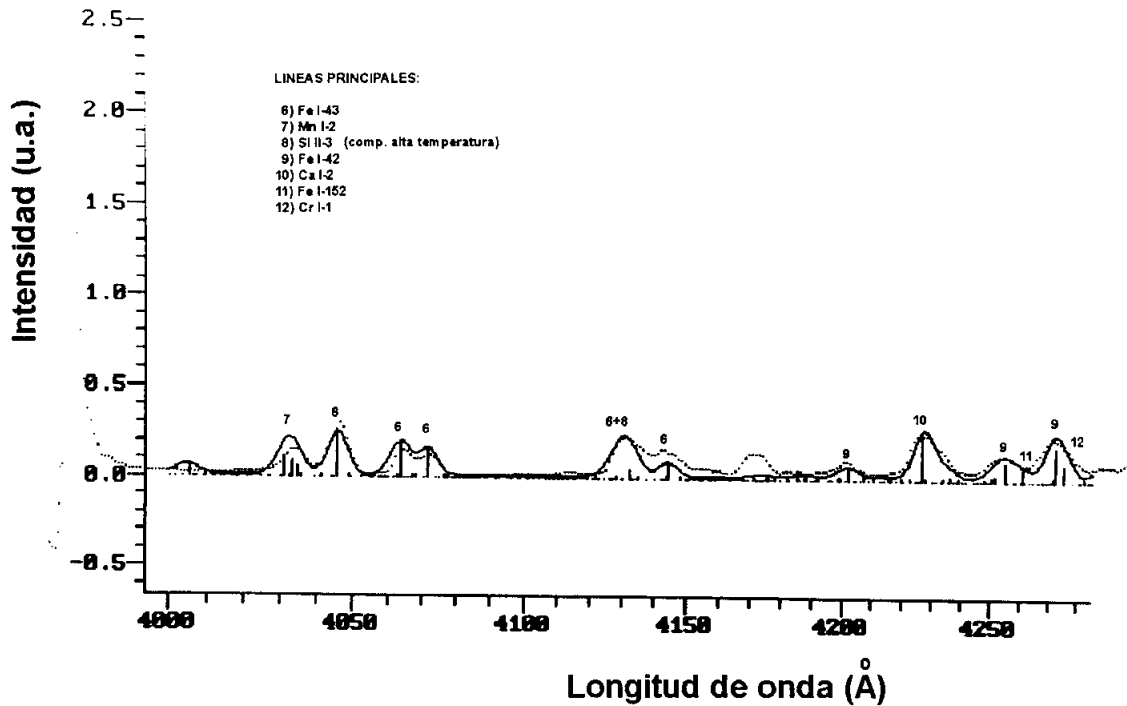


Figura A.1.13. Tramo A del espectro SPO4 entre 4.000 y 4.300 Å.

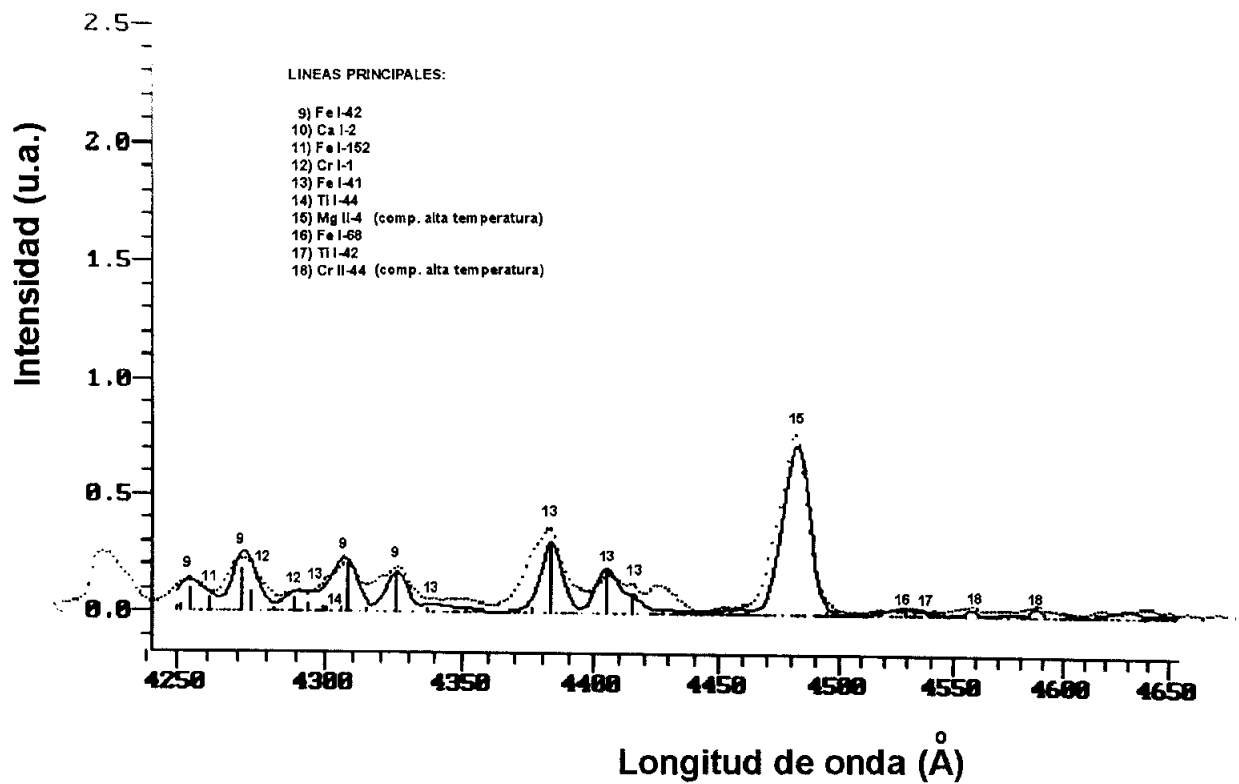


Figura A.1.14. Tramo A del espectro SPO4 entre 4.300 y 4.700 Å.

Apéndice 1. Ejemplos de ajuste del espectro sintético.

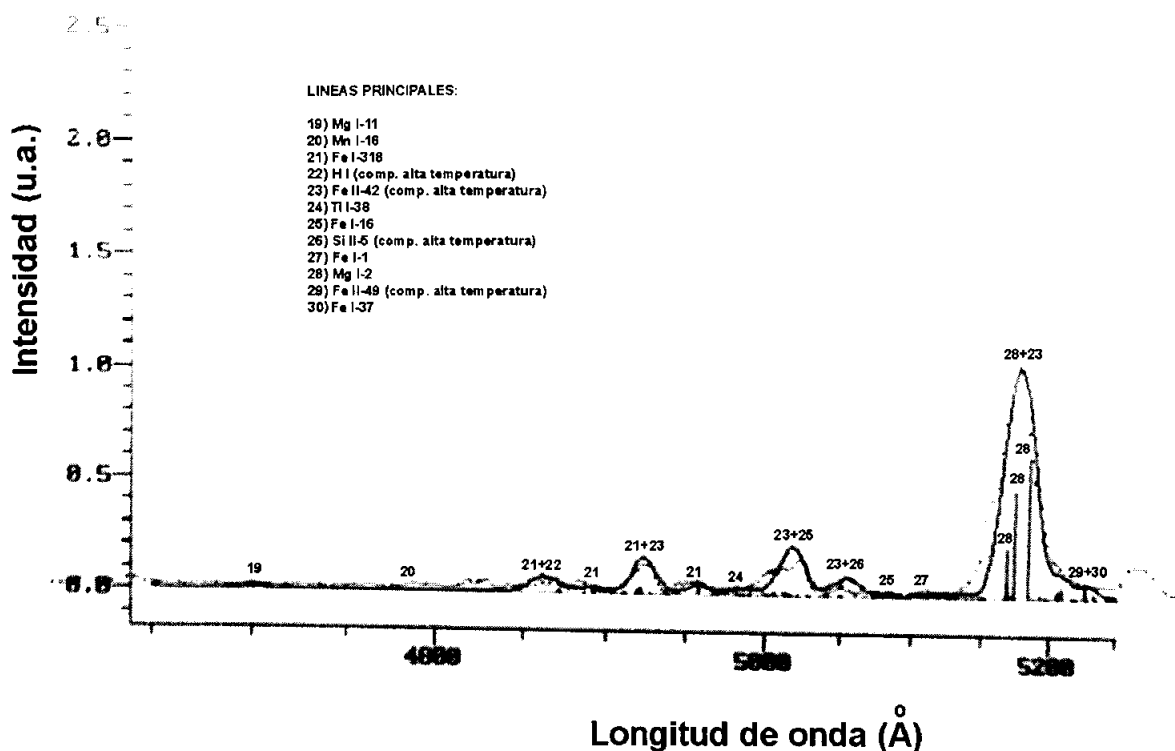


Figura A.1.15. Tramo A del espectro SPO4 entre 4.700 y 5.200 Å.

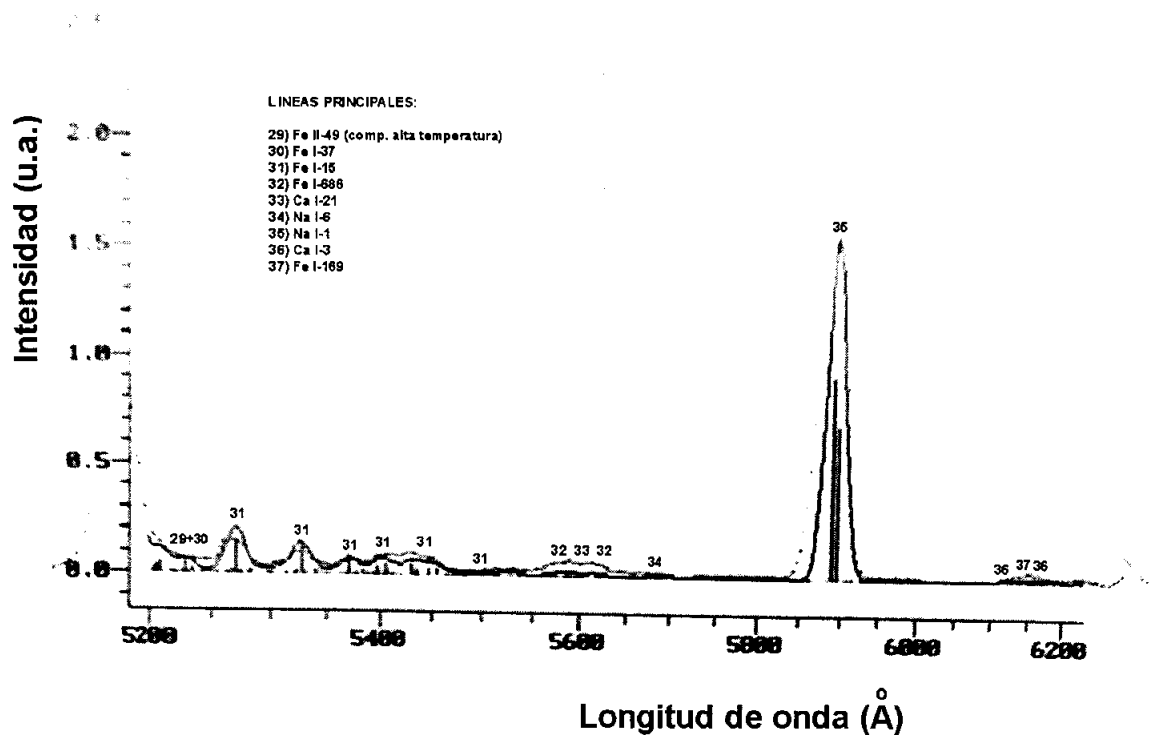


Figura A.1.16. Tramo A del espectro SPO4 entre 5.200 y 6.200 Å.

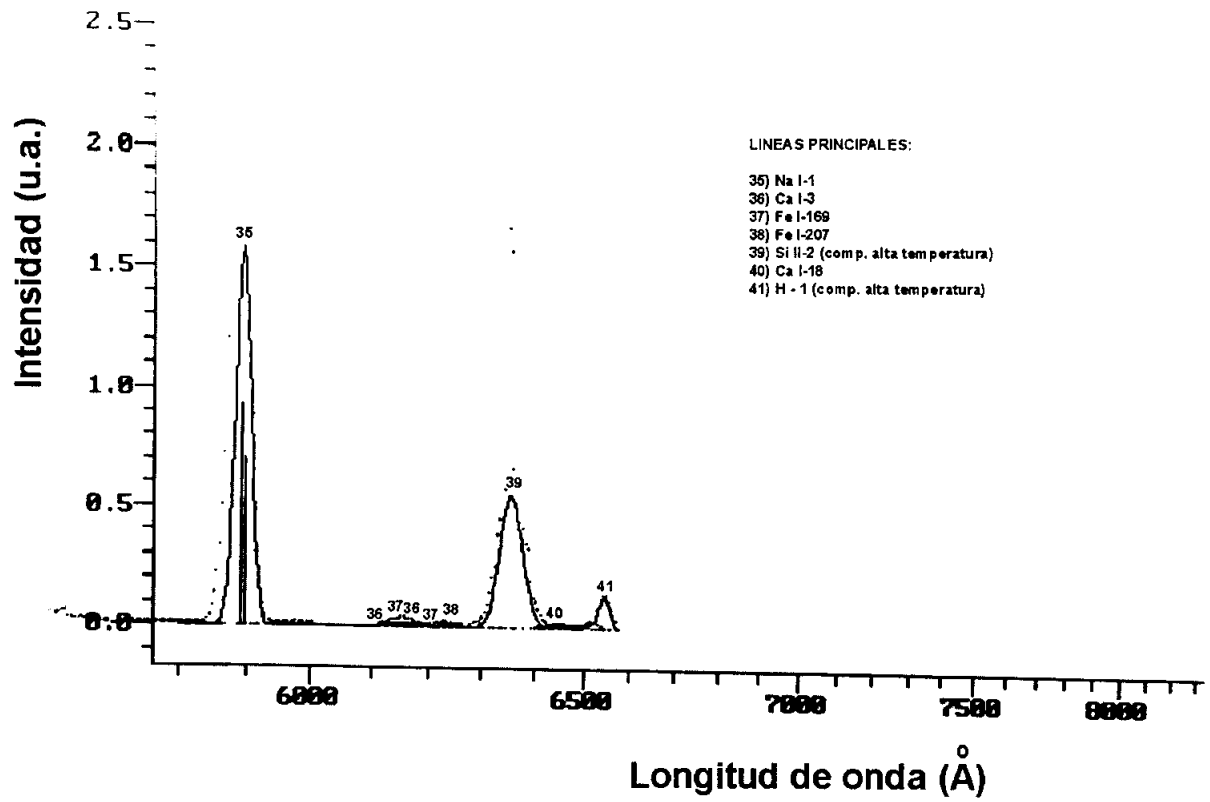


Figura A.1.17. Tramo A del espectro SPO4 entre 5.900 y 6.600 Å.

APÉNDICE 2:

**ESPECTROS CALIBRADOS
Y SINTÉTICOS EN LOS
TRAMOS MÁS BRILLANTES.**



PRESENTACIÓN DE RESULTADOS.

En este apéndice se recogen para futura consulta los tramos más brillantes de todos los bólidos analizados. La muestra incluye los segmentos más representativos indicando para cada tramo el espectro observado una vez calibrado y el espectro sintético ajustado de acuerdo a los parámetros recogidos en el capítulo 3 (sección 3.4). La densidad en la columna de átomos de Fe escogida para el ajuste varía ligeramente para los diferentes espectros pero suele ser del orden de 10^{14} cm^{-3} . En cada figura se muestra en la parte superior el espectro calibrado y en la parte inferior el espectro sintético. En el espectro sintético aparecen sumadas la componente principal y la de alta temperatura. El orden de presentación es idéntico al escogido en la sección 3.4 para facilitar su consulta. La escala de longitudes de onda fue determinada ajustando previamente las líneas conocidas en el espectro en bruto tal y como se detalla en la sección 3.3.2. Por lo que se refiere a las intensidades vienen expresadas en unidades arbitrarias (u.a.) y fueron obtenidas tras corregir las intensidades observadas a partir de las curvas de sensibilidad espectral deducidas para los espectros en la sección 3.3.3.

PRINCIPALES CARACTERÍSTICAS.

Las peculiaridades de cada espectro aparecen explicadas en el pie de figura del primer tramo de cada uno. En cualquier caso cabe destacar las apreciables diferencias entre los espectros producidos por meteoroides de alta y baja velocidad geocéntrica. La tabla siguiente facilita las características de los espectros y la página en la que se encuentra el primer tramo a efectos de facilitar su localización.

Código	Fecha registro	Enjambre	V_g (km/s)	Tipo espectro	Páginas
SPO1	17-18/9/1974	Esporádico	68	Prisma	255-258
SPO2	6-7/6/1970	Esporádico	26,4	Prisma	259-261
SPO3-3r	30-01/11-12/1989	Esporádico	25,6	Prisma y red	262-273
SPO4	19-20/5/1974	Esporádico	57,1	Prisma	274-287
GEM	14/12/1961	Gemínida	37,8	Red	288-291
LEO	17-18/11/1980	Leónida	72,4	Prisma	292-299
AND	8-9/10/1977	Andromedida	24,3	Prisma	300-312
PER1	2-3/8/1962	Perseida	59,9	Prisma	313-314
PER2	12-13/8/1967	Perseida	60	Prisma	315
PER3	11-12/8/1969	Perseida	60,9	Prisma	316-325
PER4	11-12/8/1969	Perseida	60,7	Prisma	326-336
PER5	12-13/8/1970	Perseida	60,6	Prisma	337-344
KCIG1-1r	18-19/8/1971	κ Cignida	25,6	Prisma y red	345-348

Tabla A.2.1. Principales características de los espectros y la página en la que se muestran los tramos escogidos.

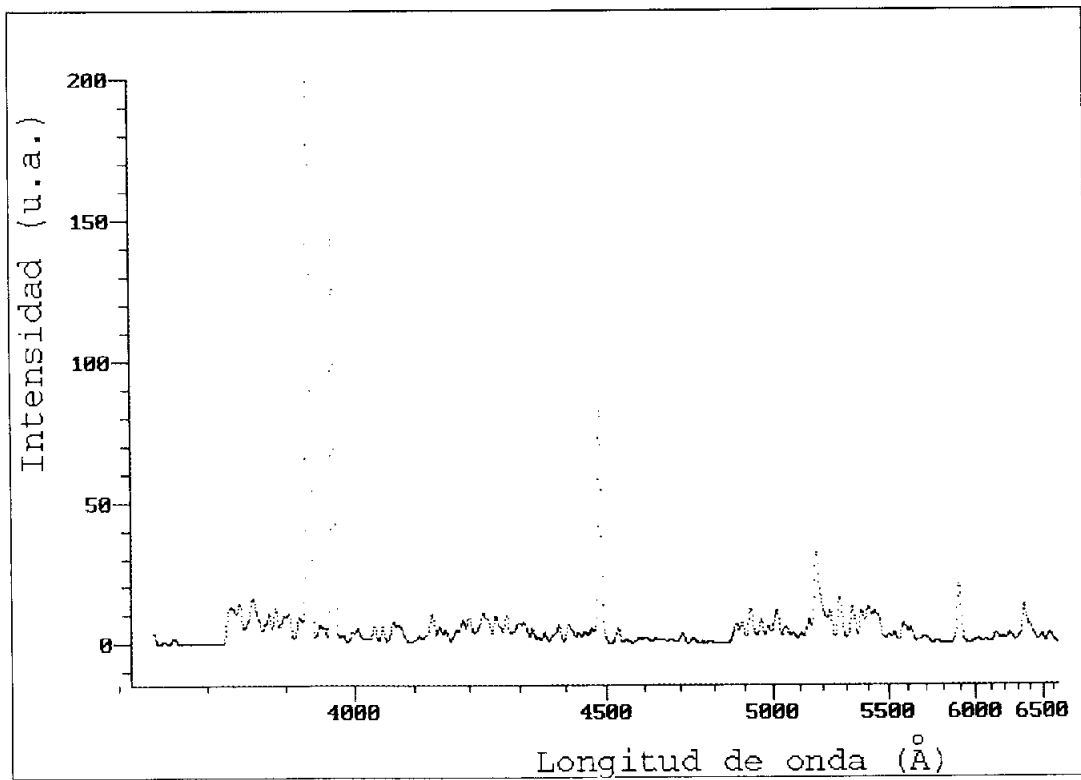
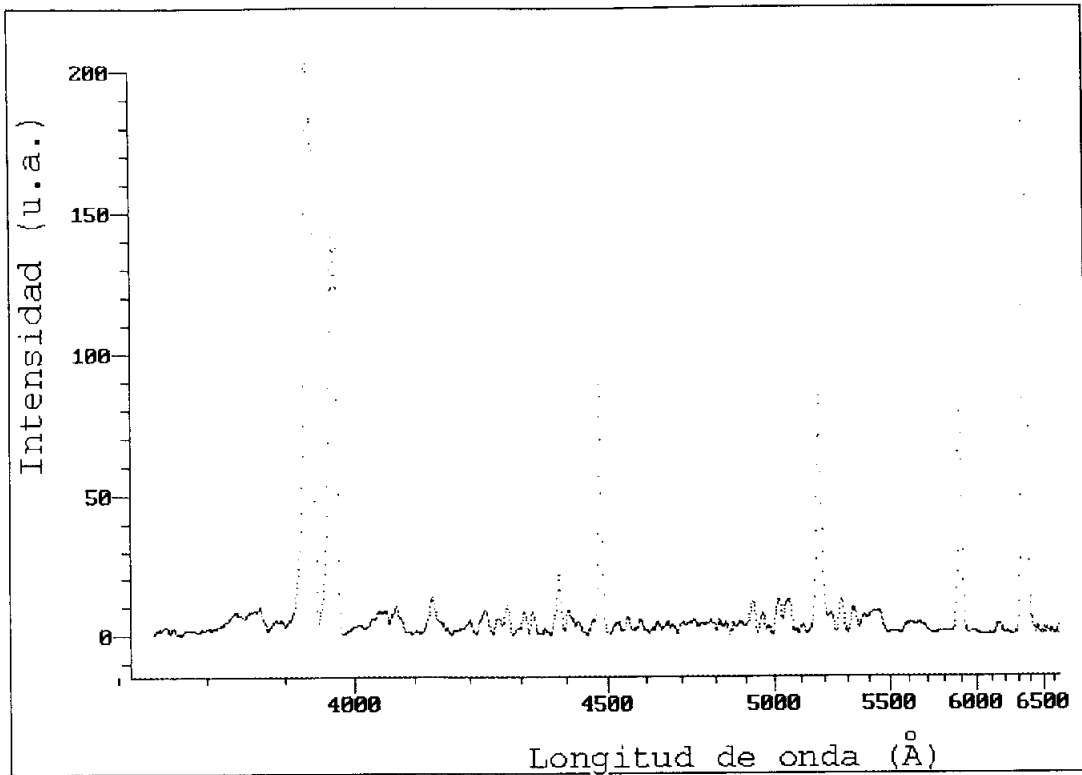


Figura A.2.1. Tramo A del espectro SPO1. Arriba se muestra el espectro calibrado y abajo el sintético. La alta velocidad geocéntrica del meteoroides incidente determina la presencia de líneas muy intensas en la componente de alta temperatura.

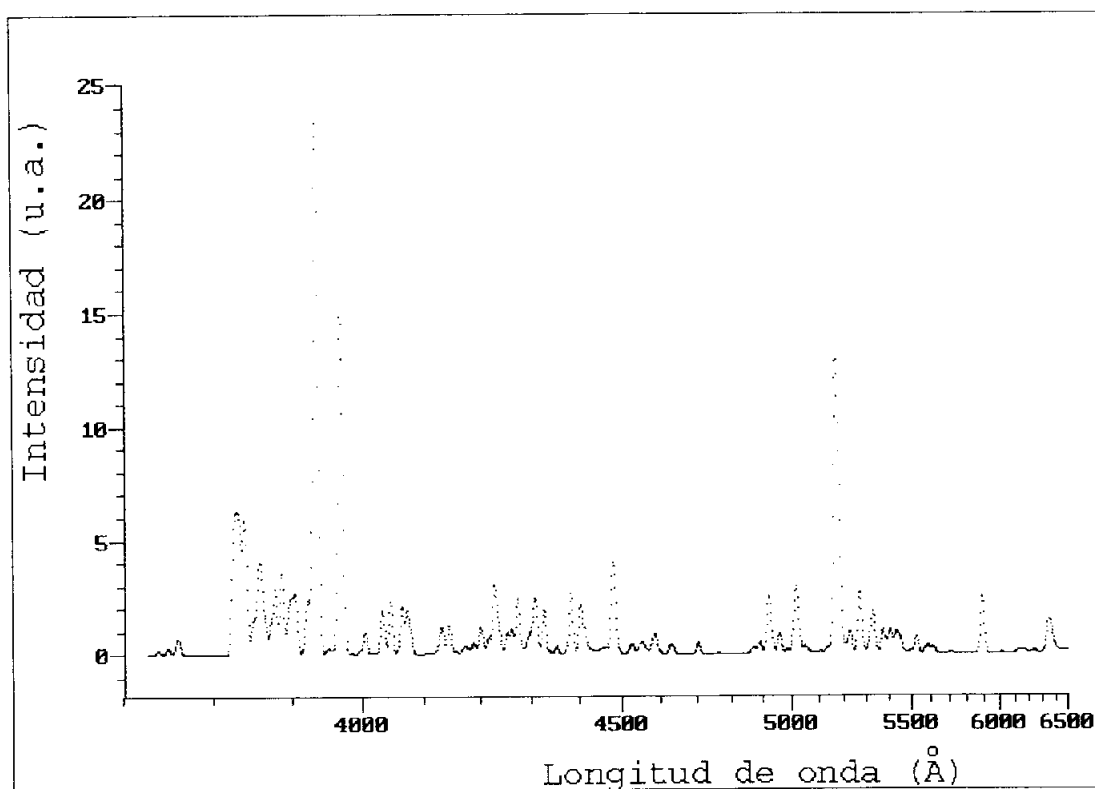
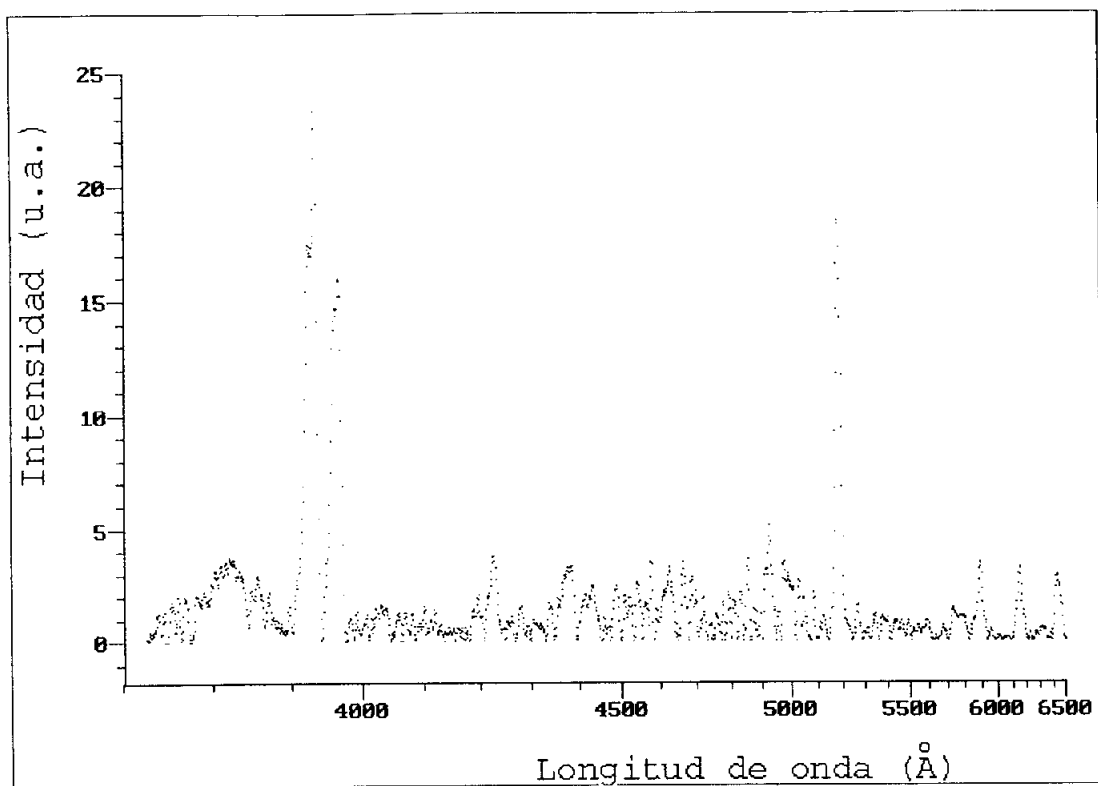


Figura A.2.2. Tramo B del espectro SPO1.

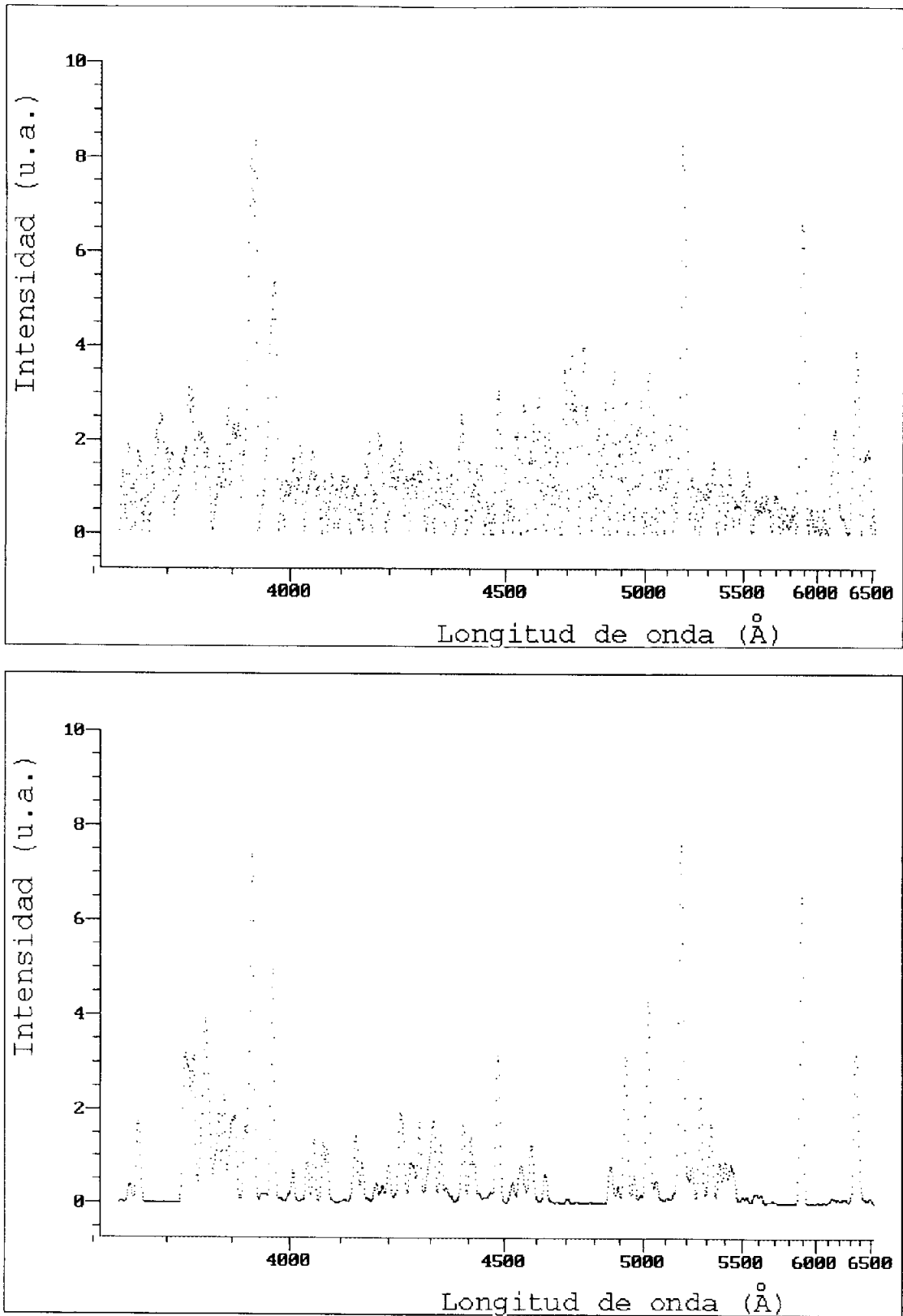


Figura A.2.3. Tramo D del espectro SPO1.

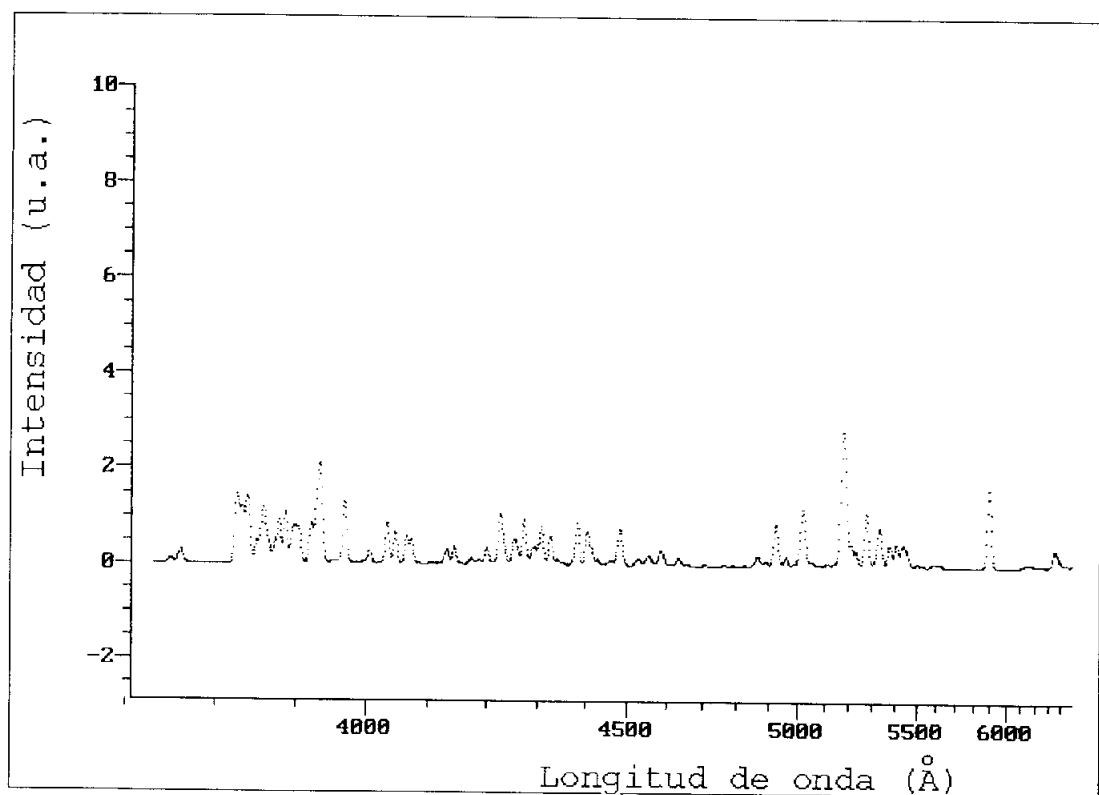
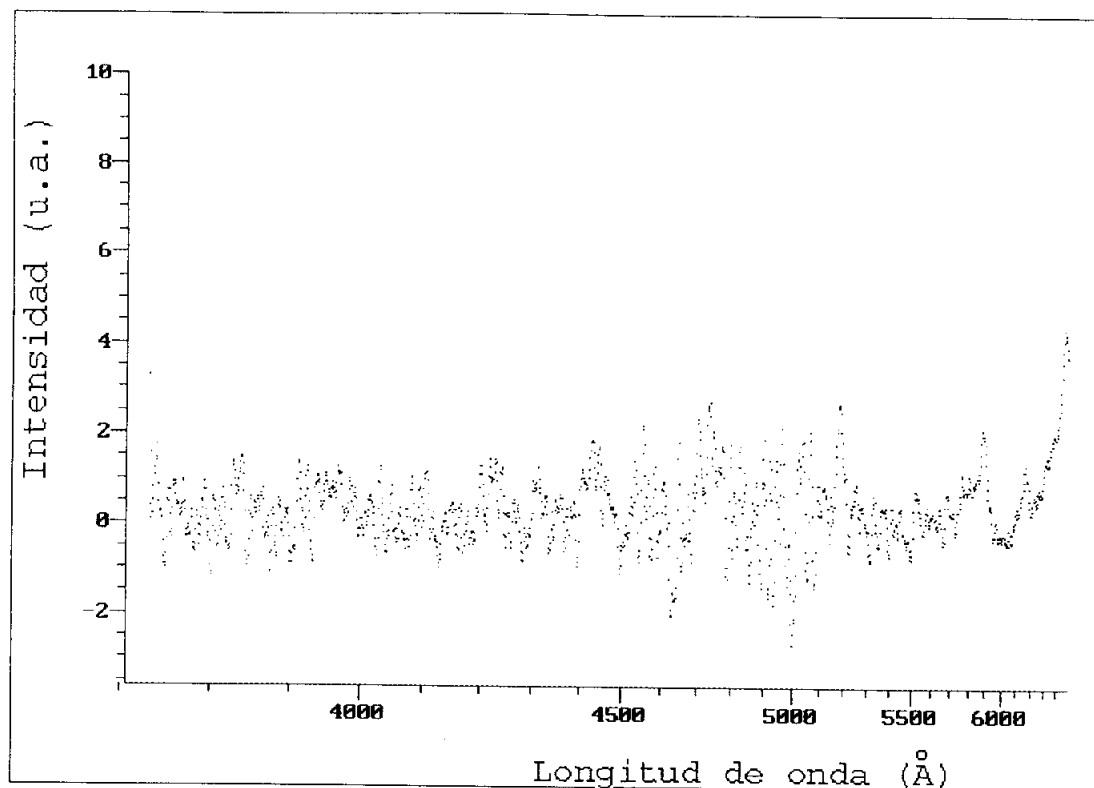


Figura A.2.4. Tramo G del espectro SPO1.

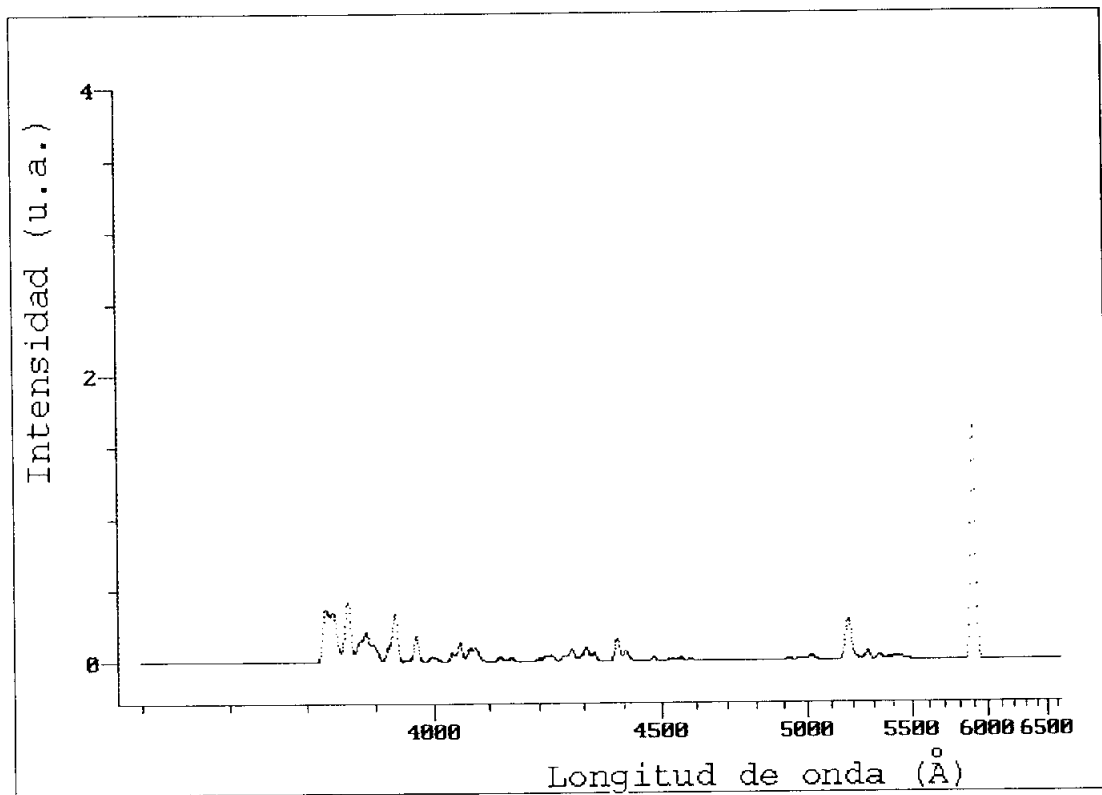
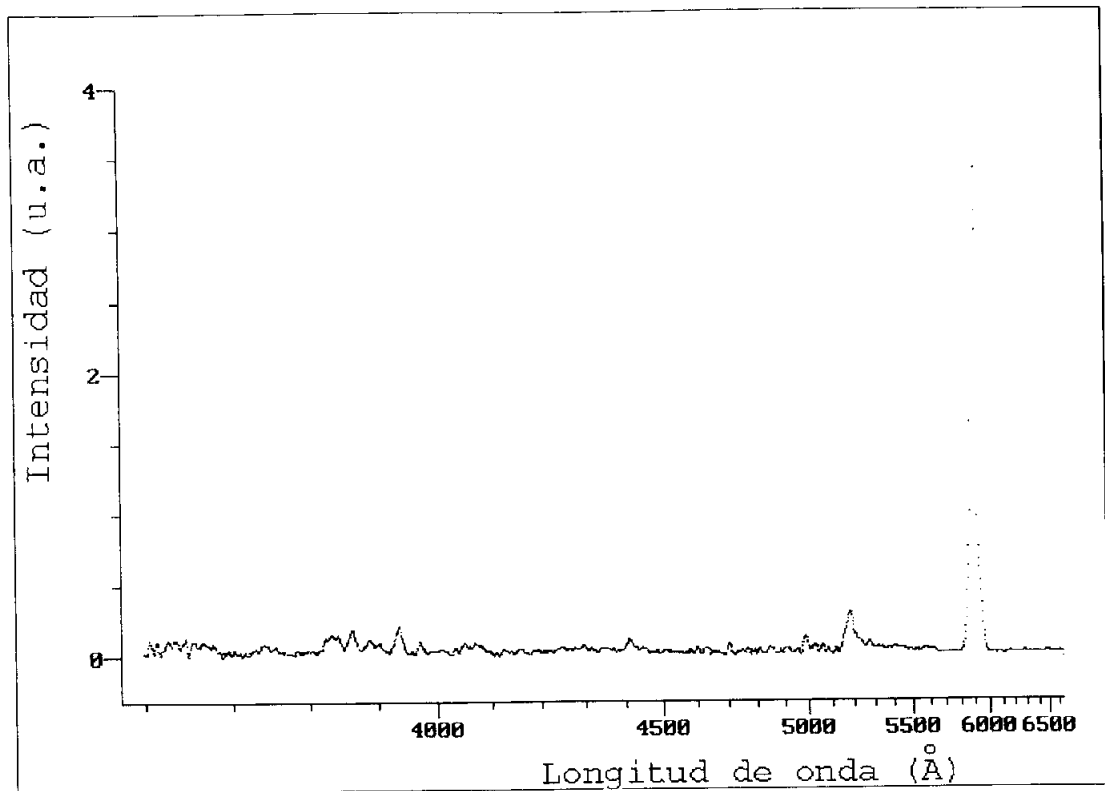


Figura A.2.5. Tramo A del espectro SPO2.

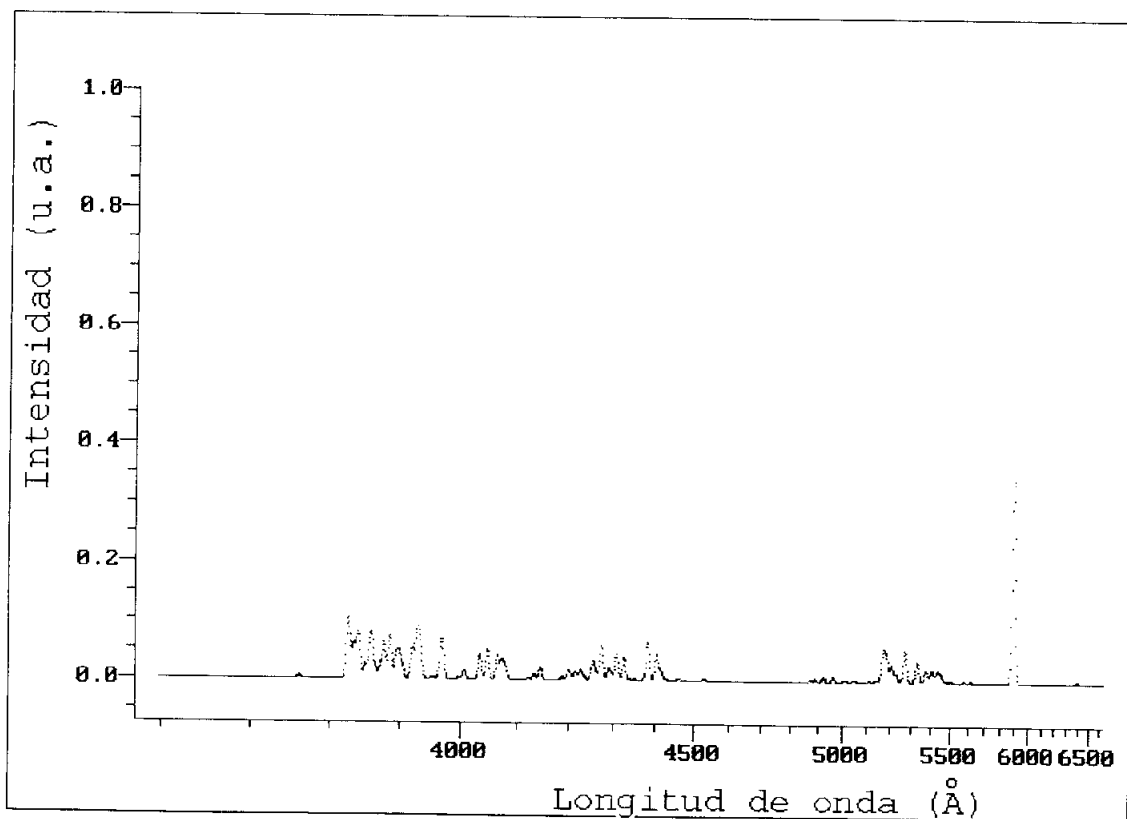
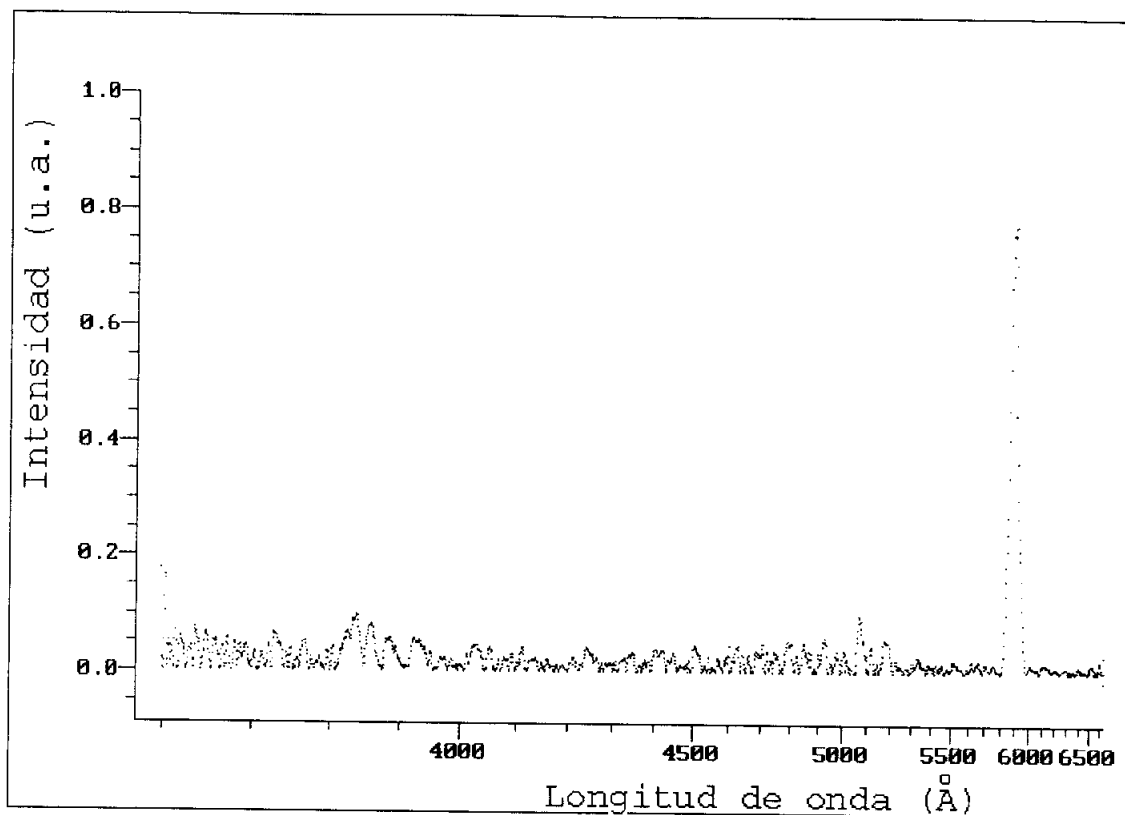


Figura A.2.6. Tramo B del espectro SPO2.

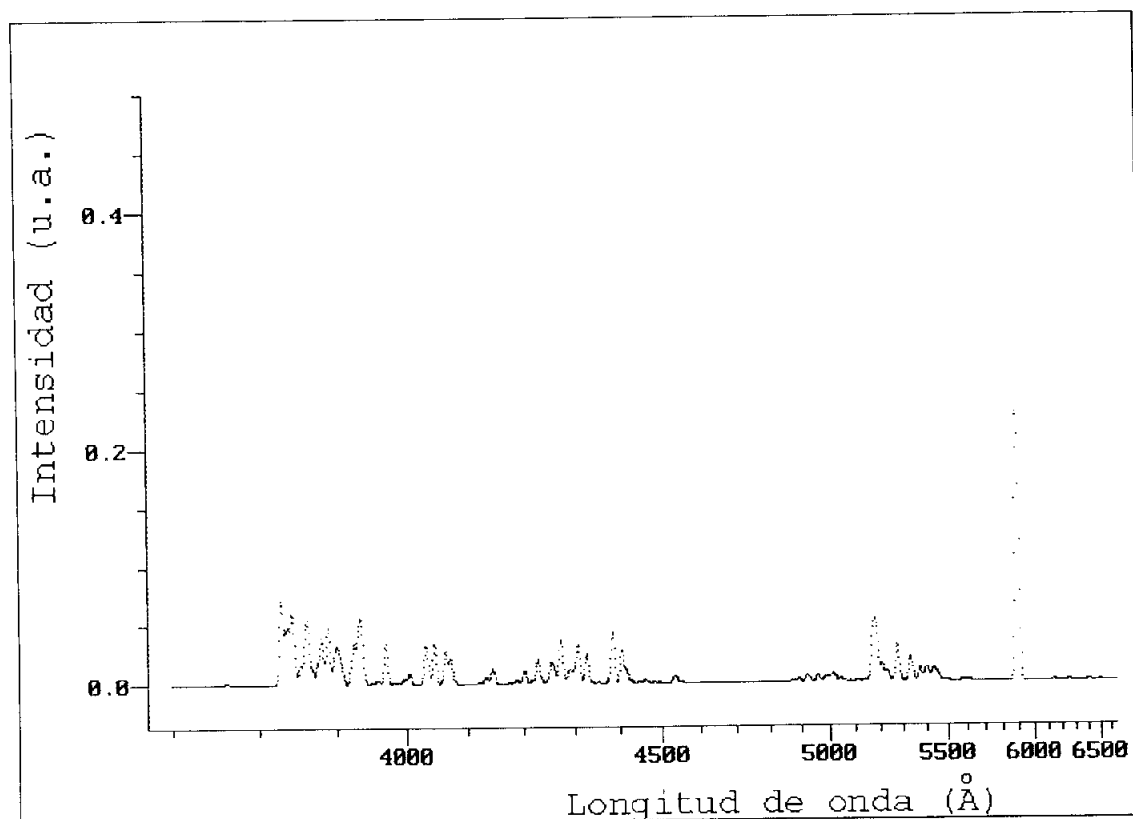
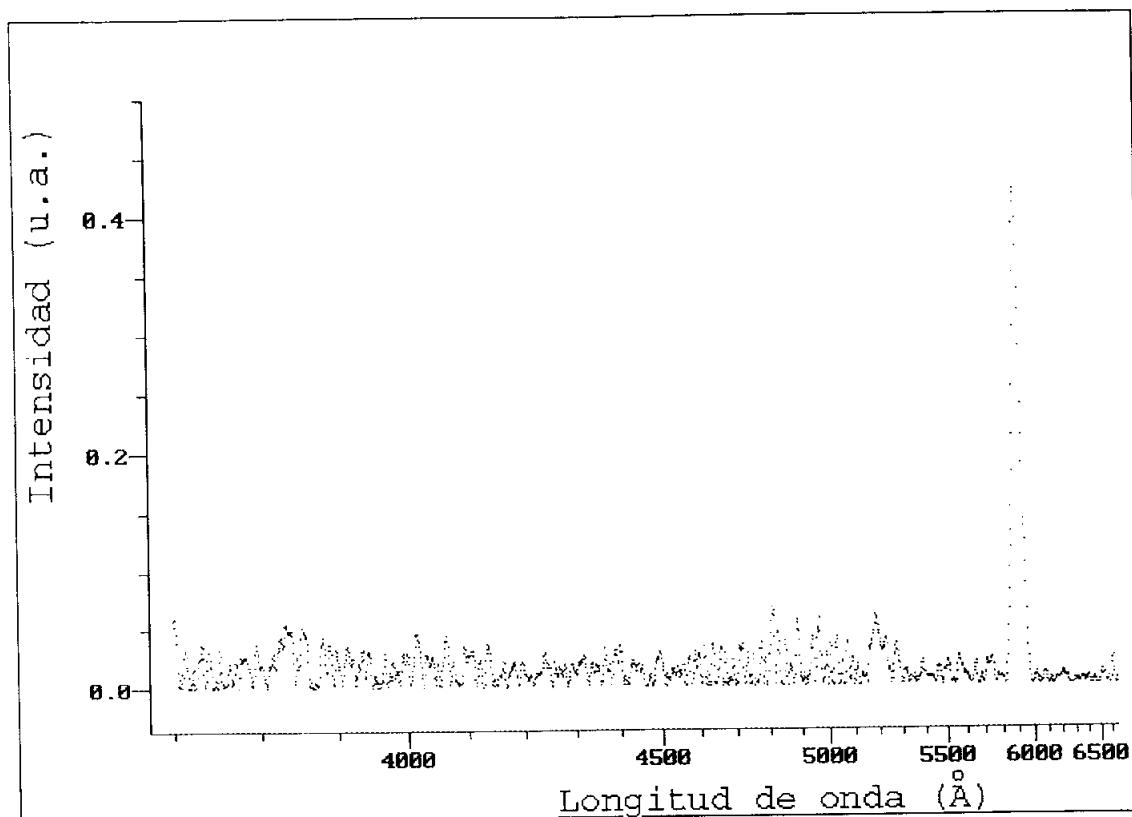


Figura A.2.7. Tramo C del espectro SPO2.

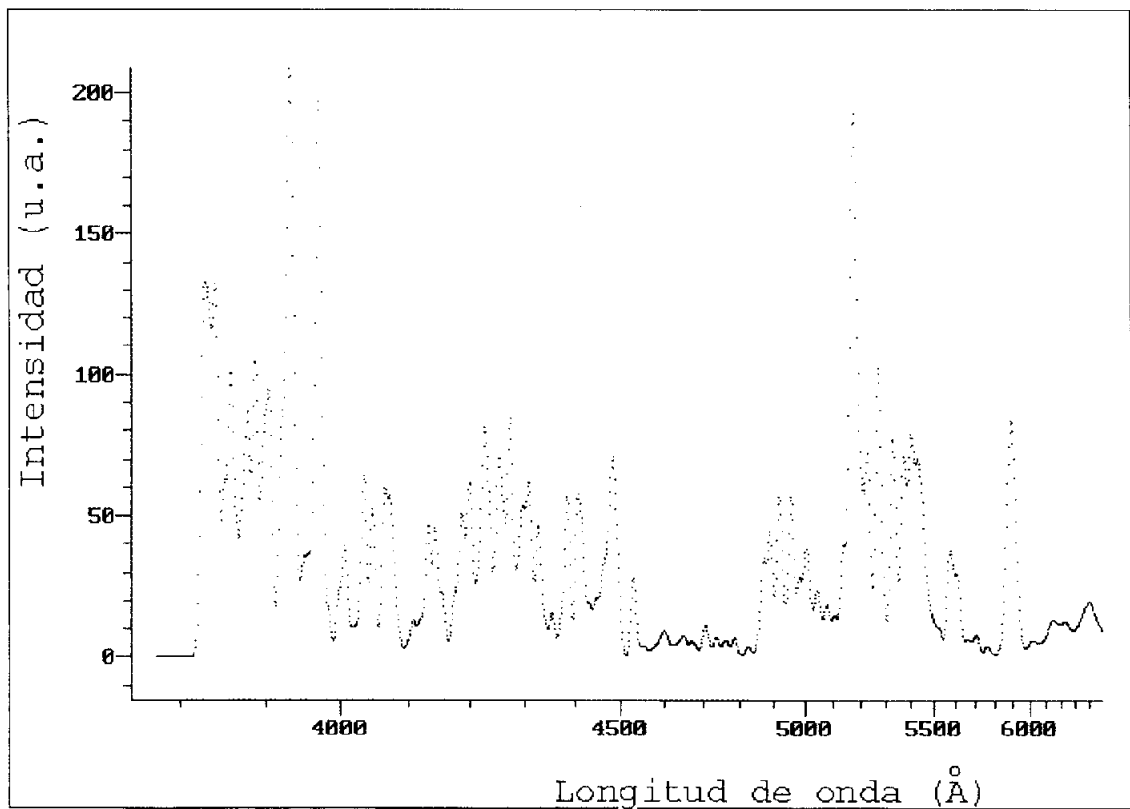
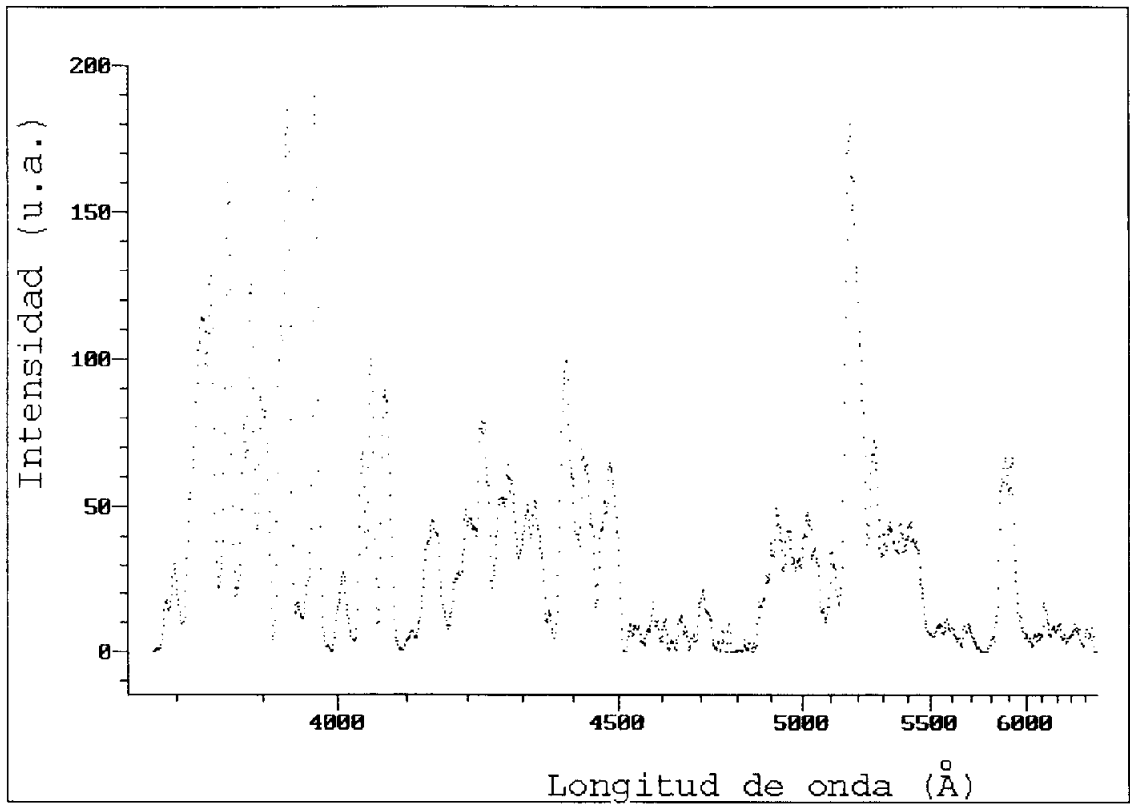


Figura A.2.8. Tramo A del espectro SPO3.

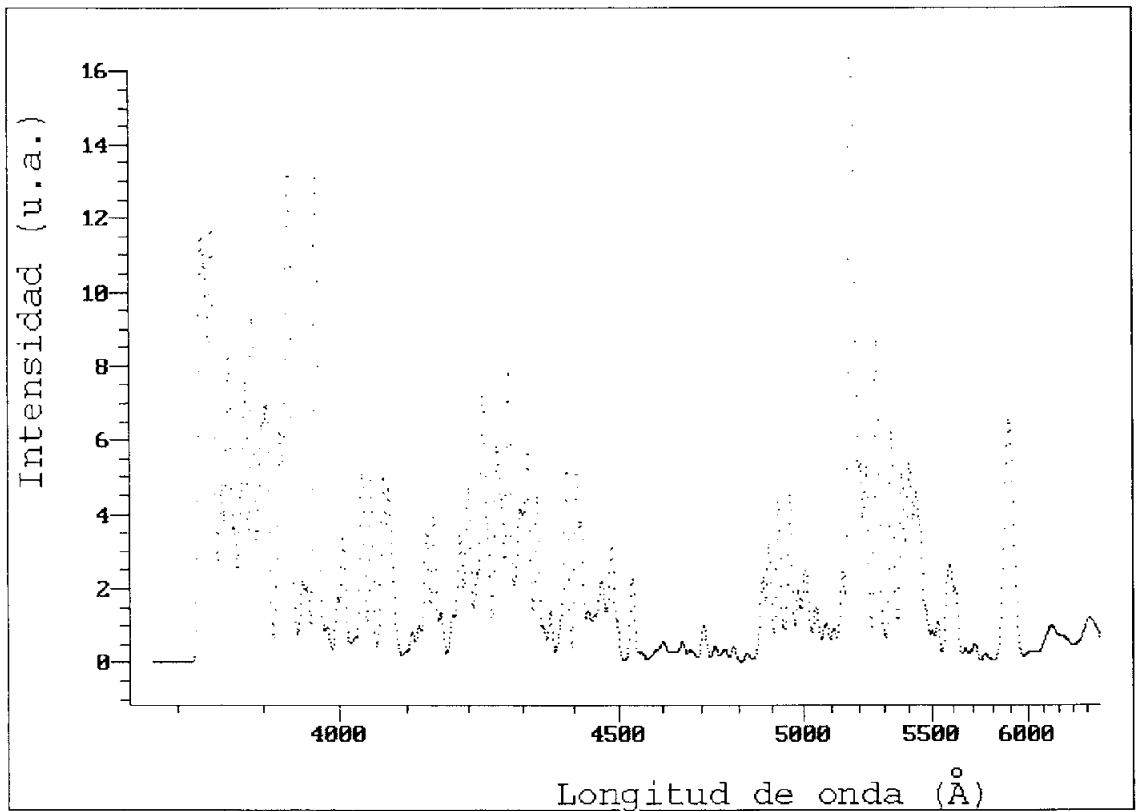
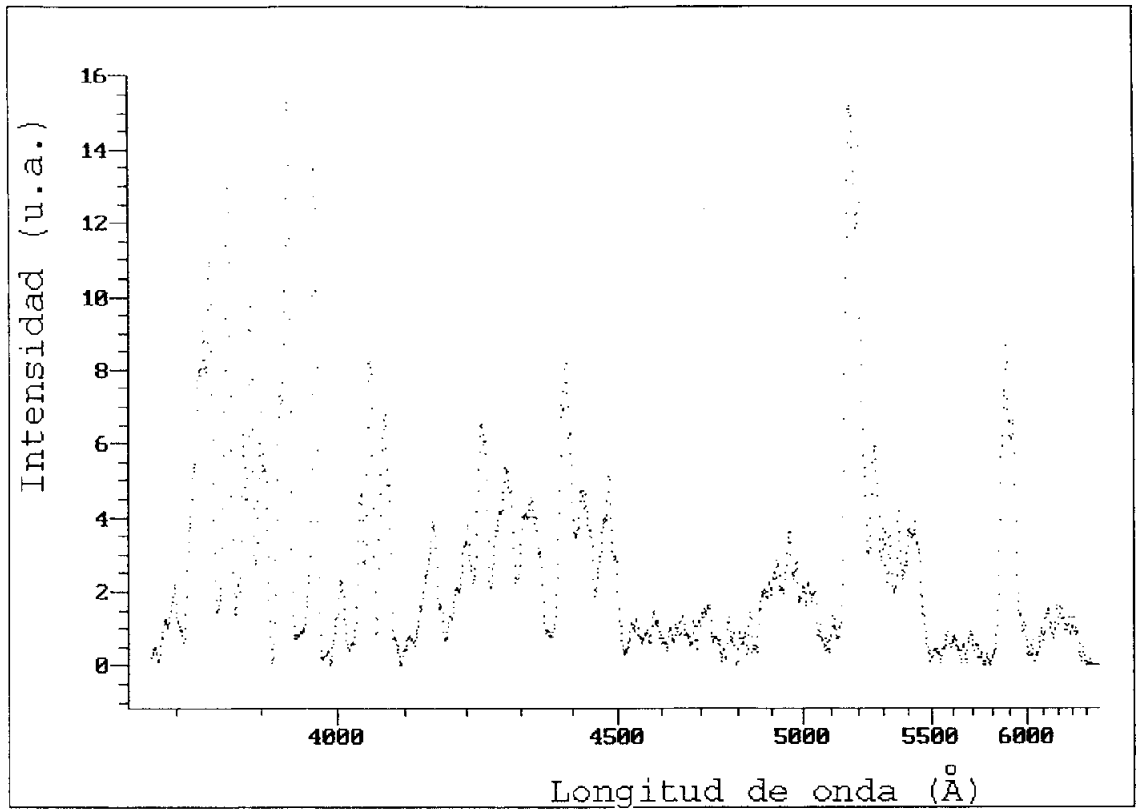


Figura A.2.9. Tramo B del espectro SPO3.

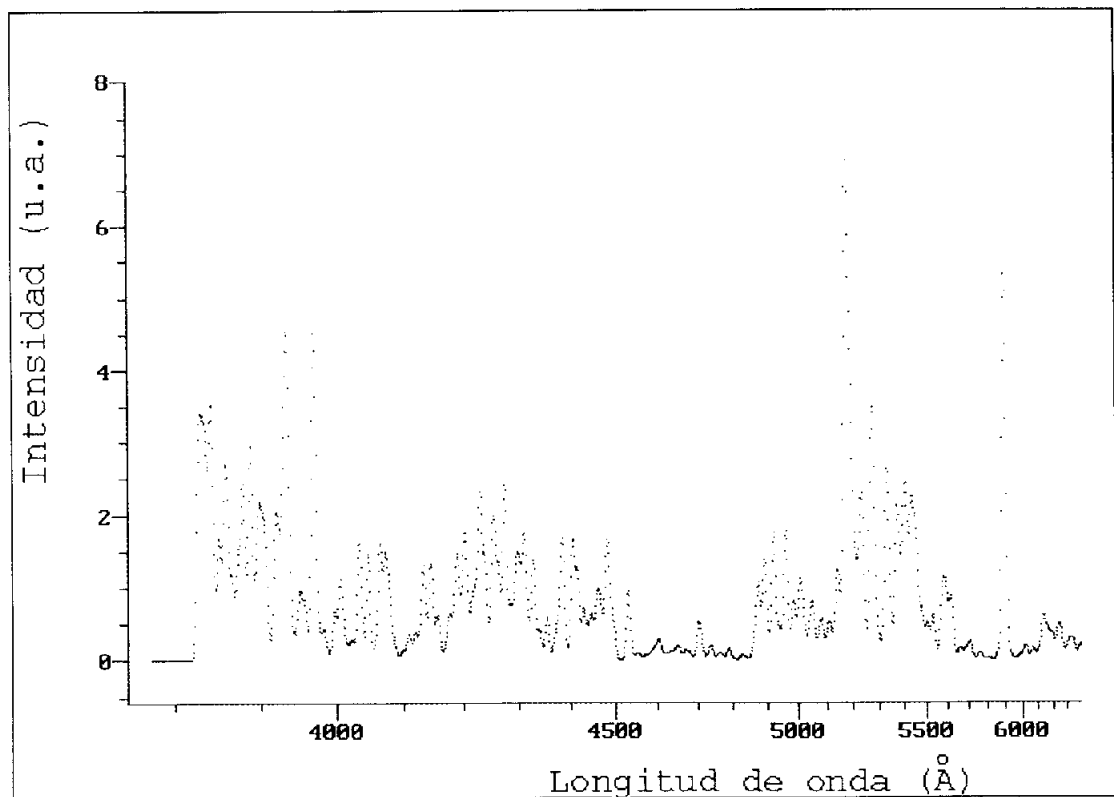
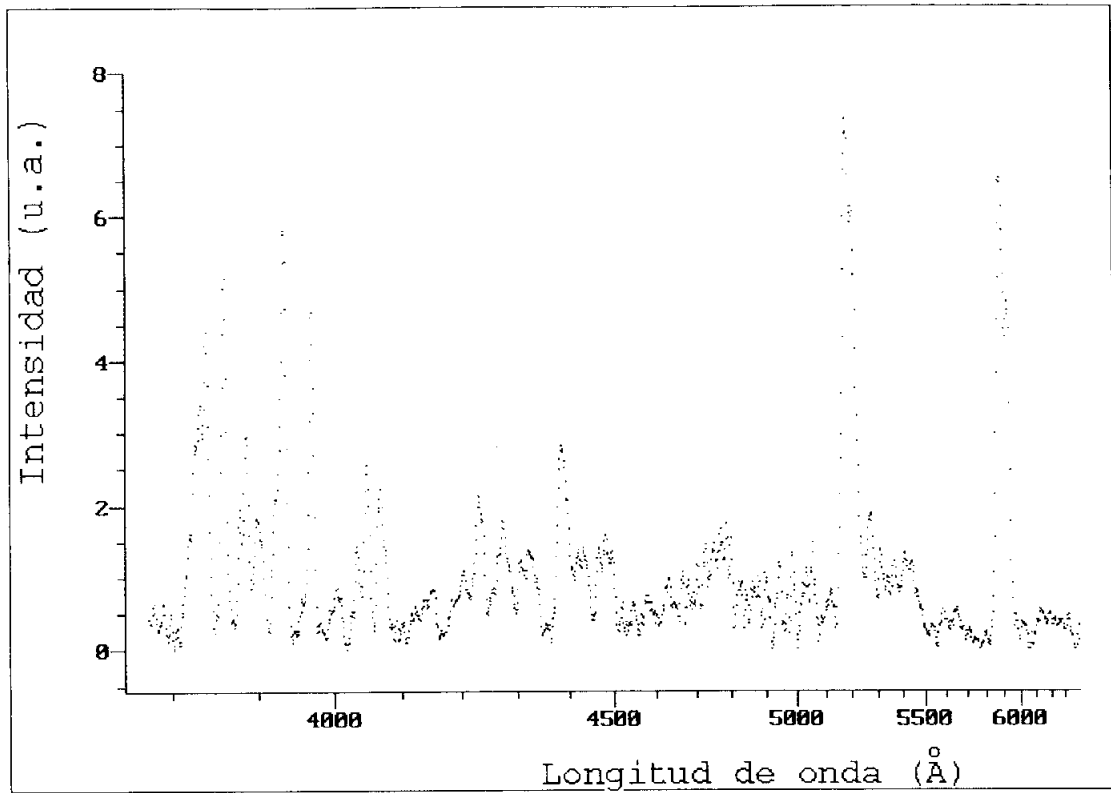


Figura A.2.10. Tramo C del espectro SPO3.

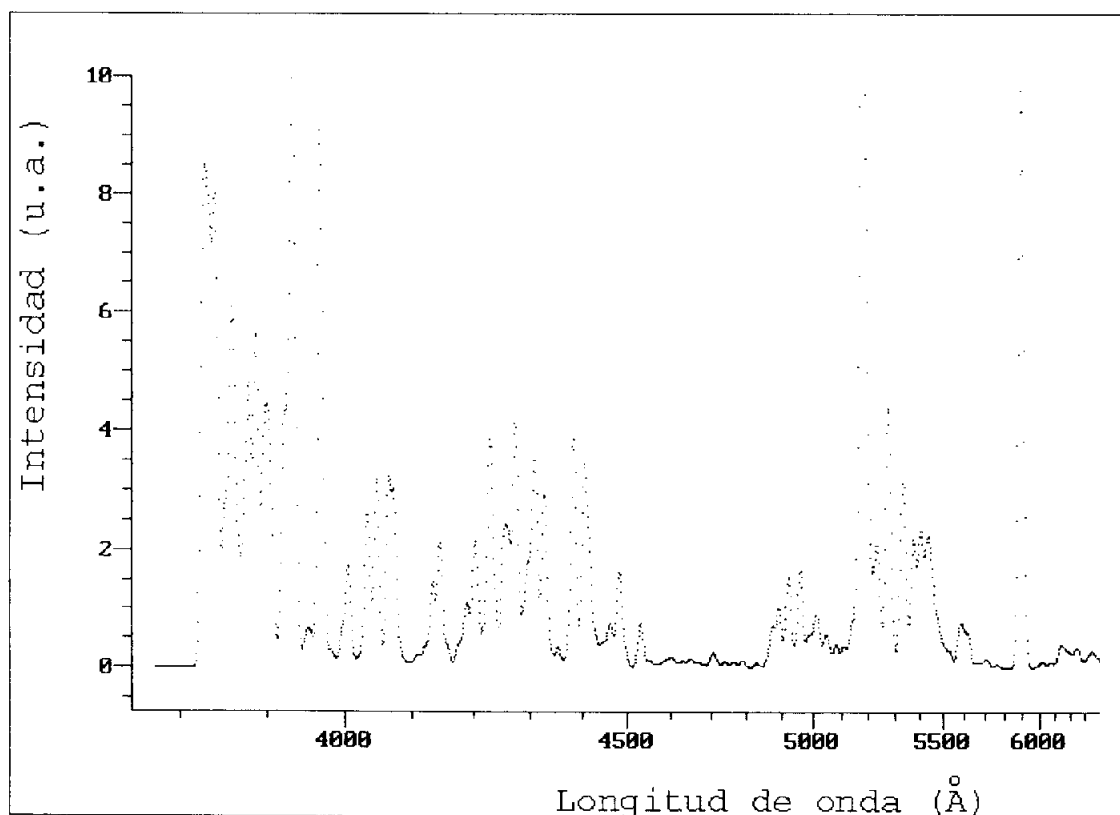
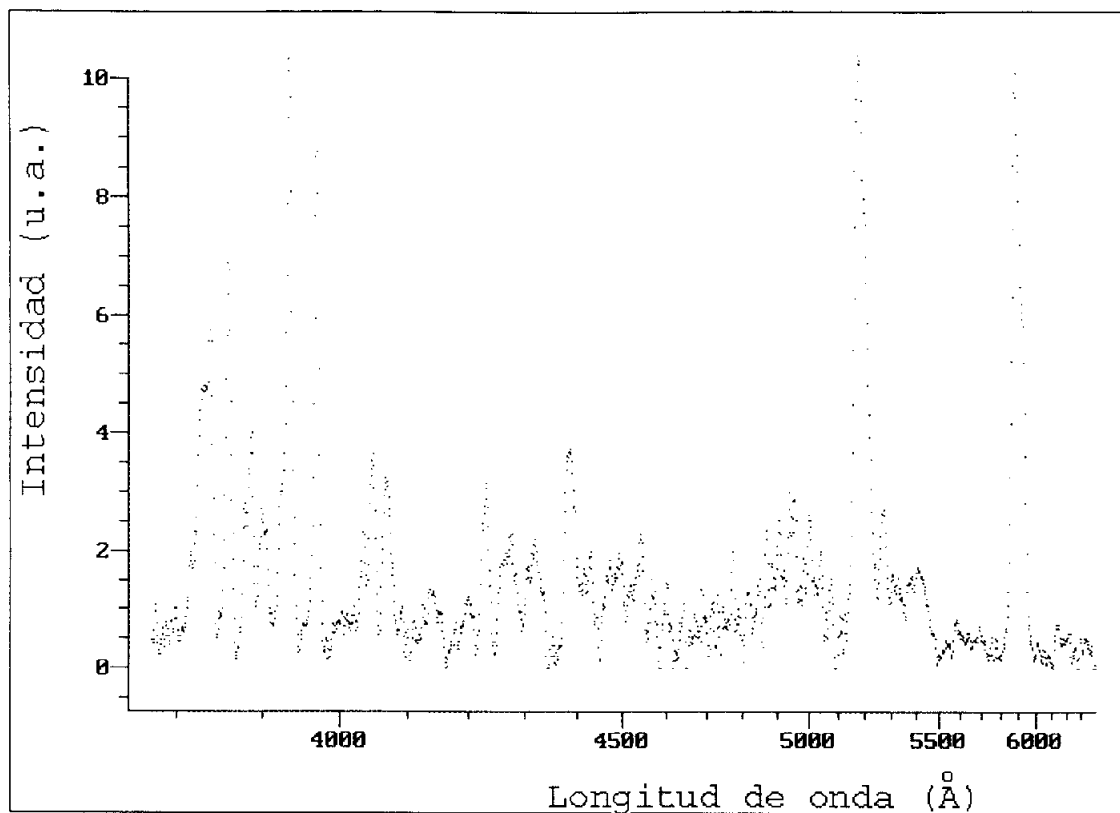


Figura A.2.11. Tramo D del espectro SPO3.

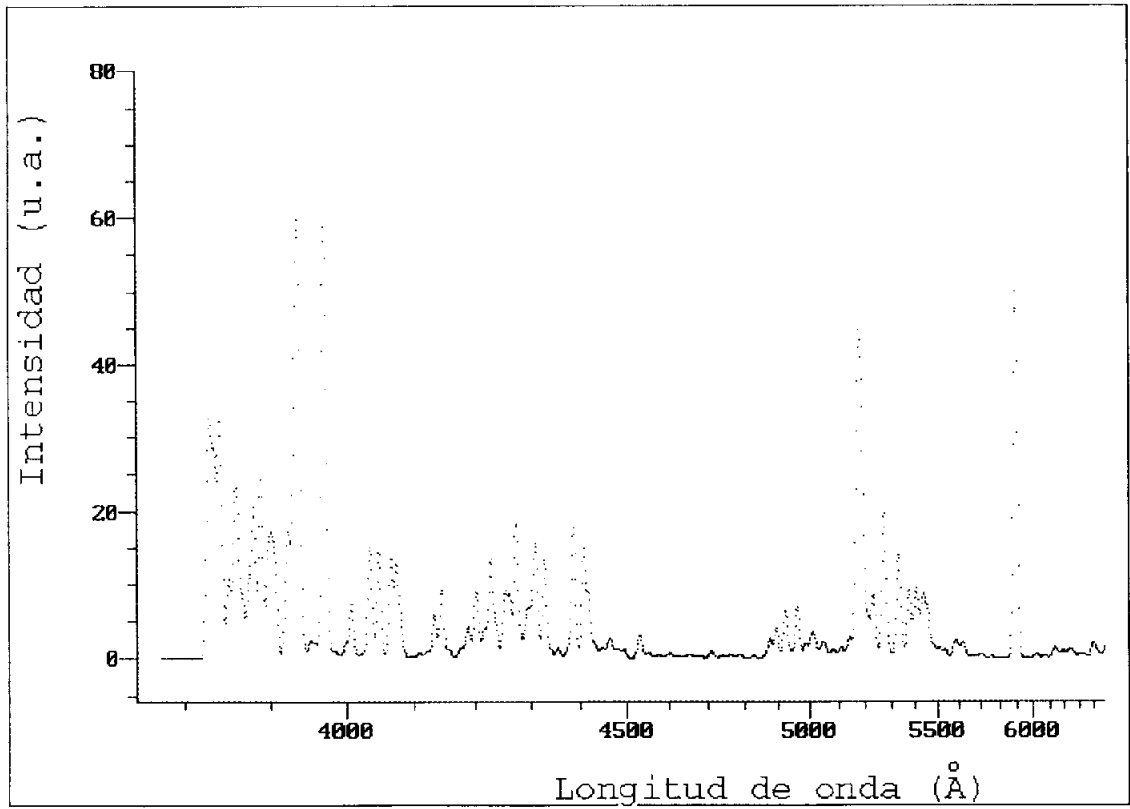
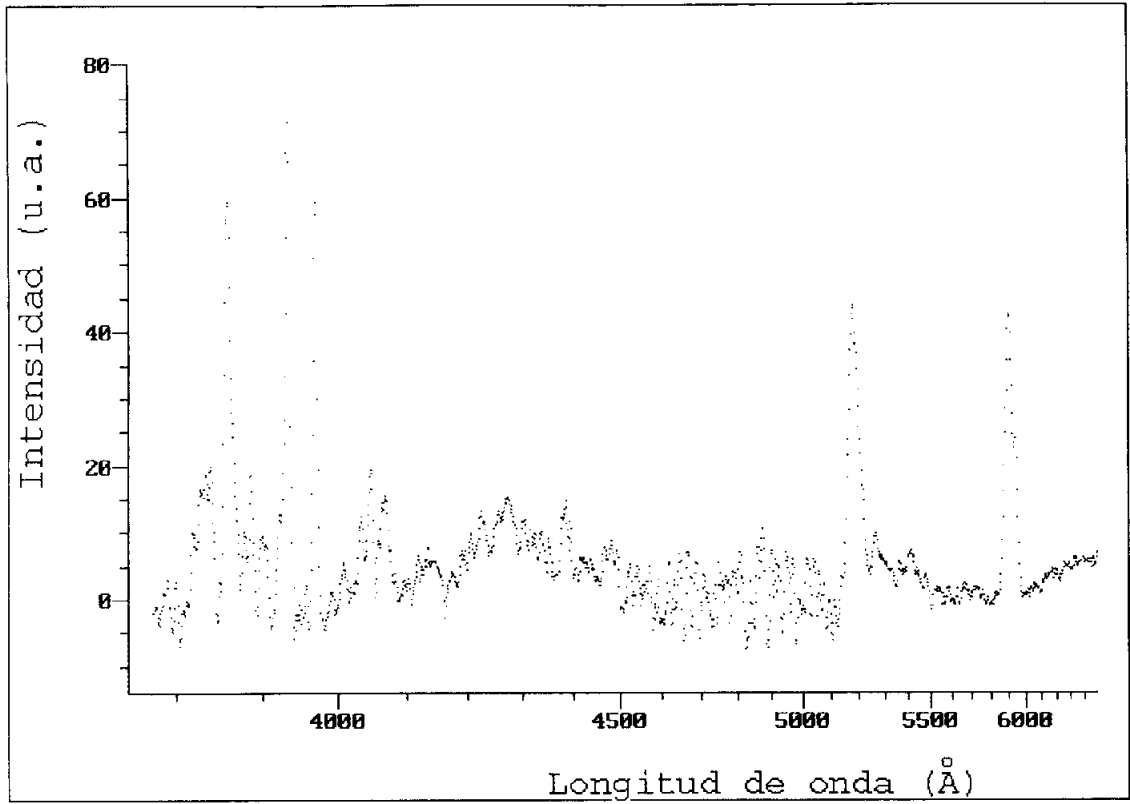


Figura A.2.12. Tramo E del espectro SPO3.

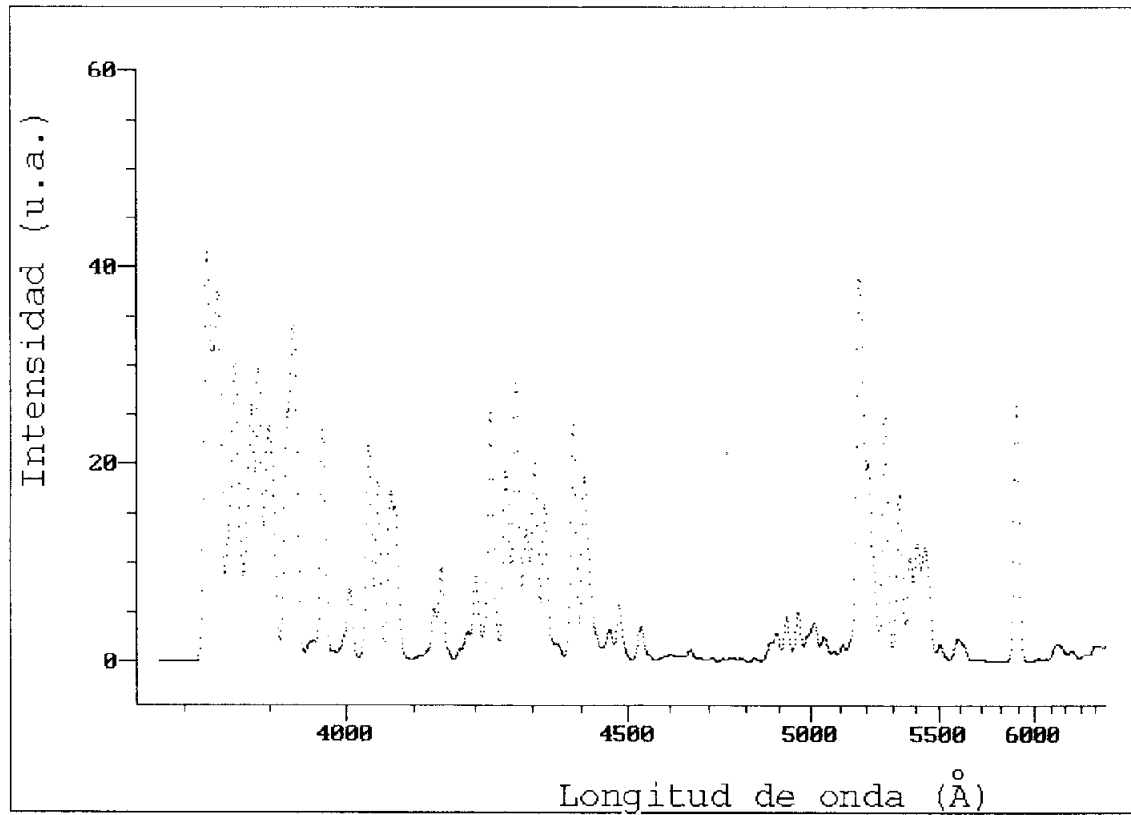
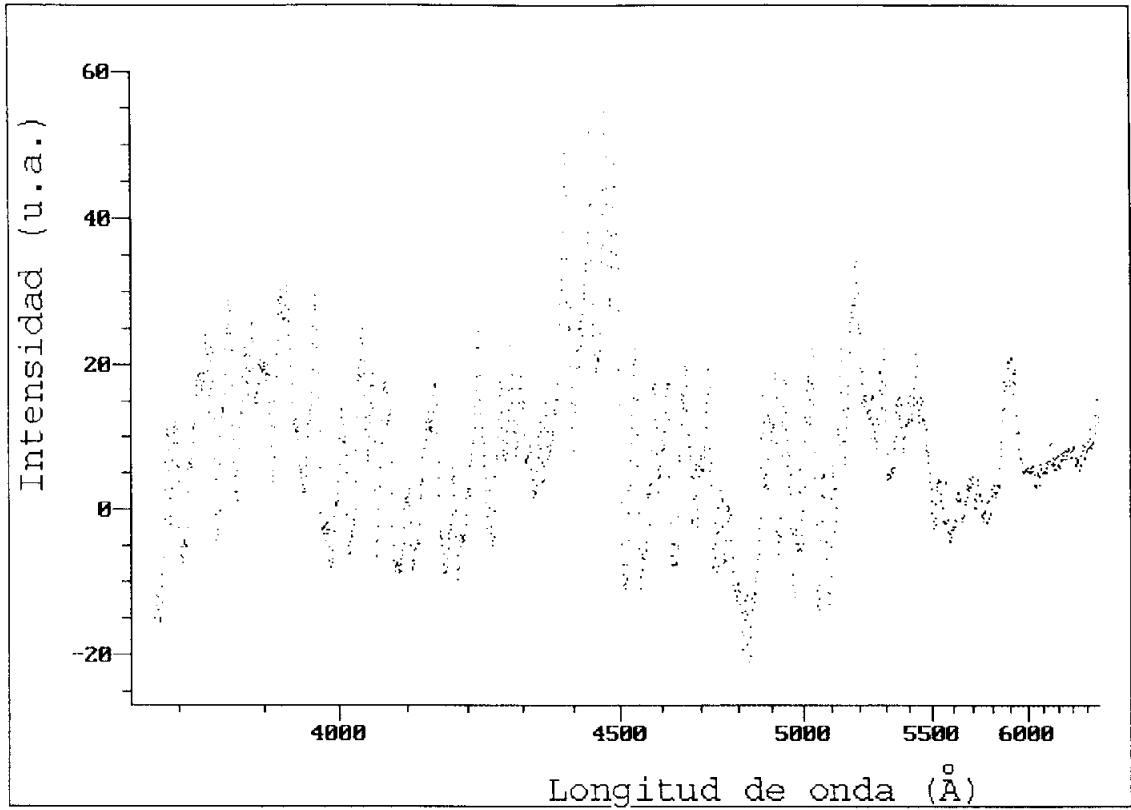


Figura A.2.13. Tramo F del espectro SPO3.

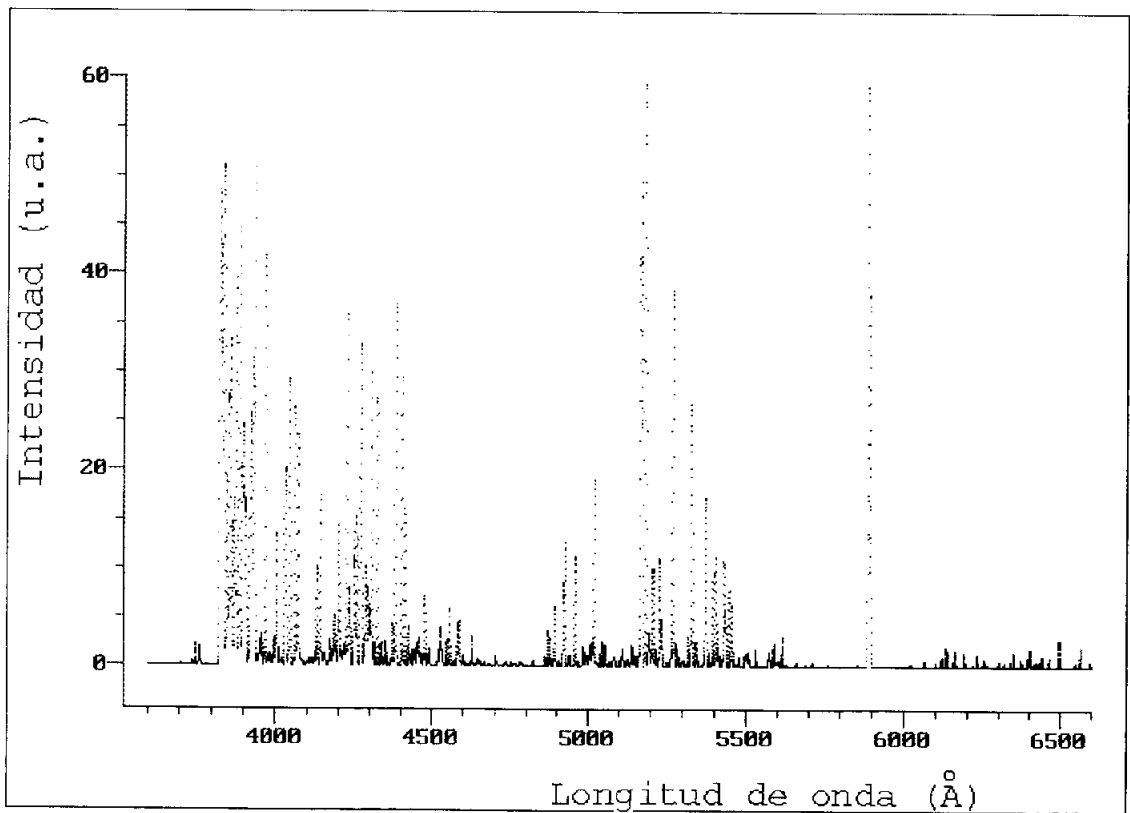
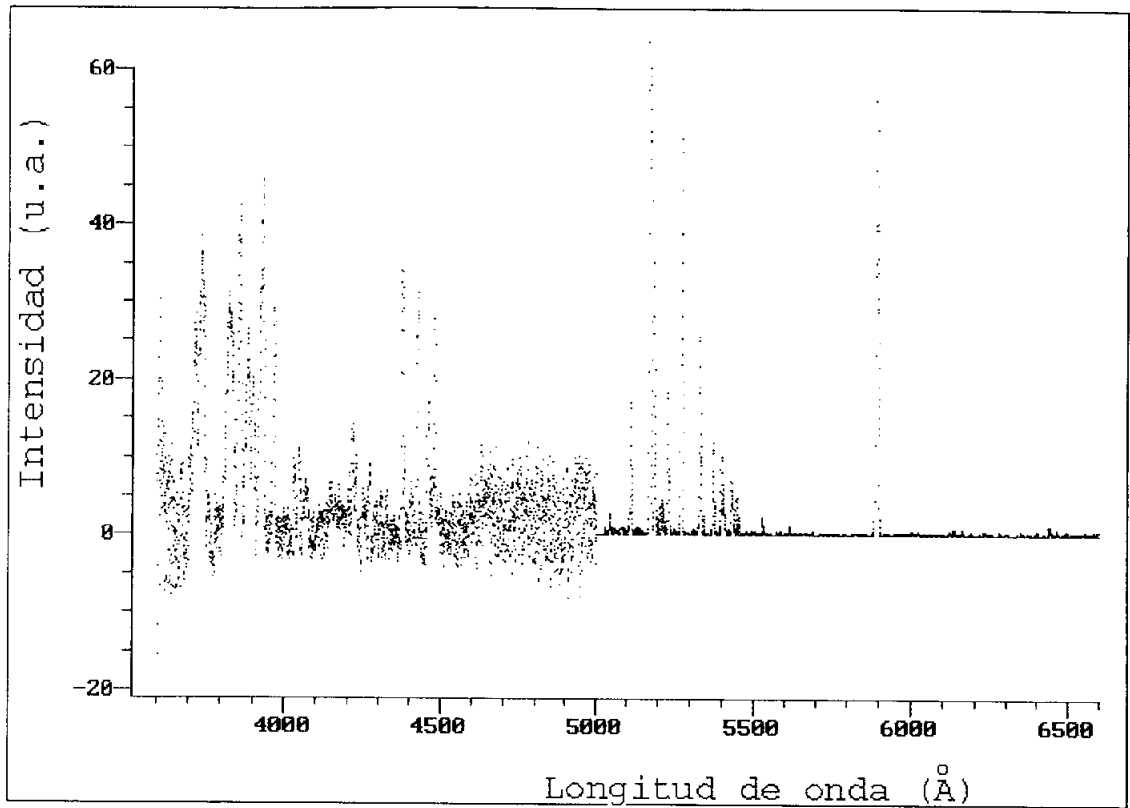


Figura A.2.14. Tramo A del espectro SPO3r.

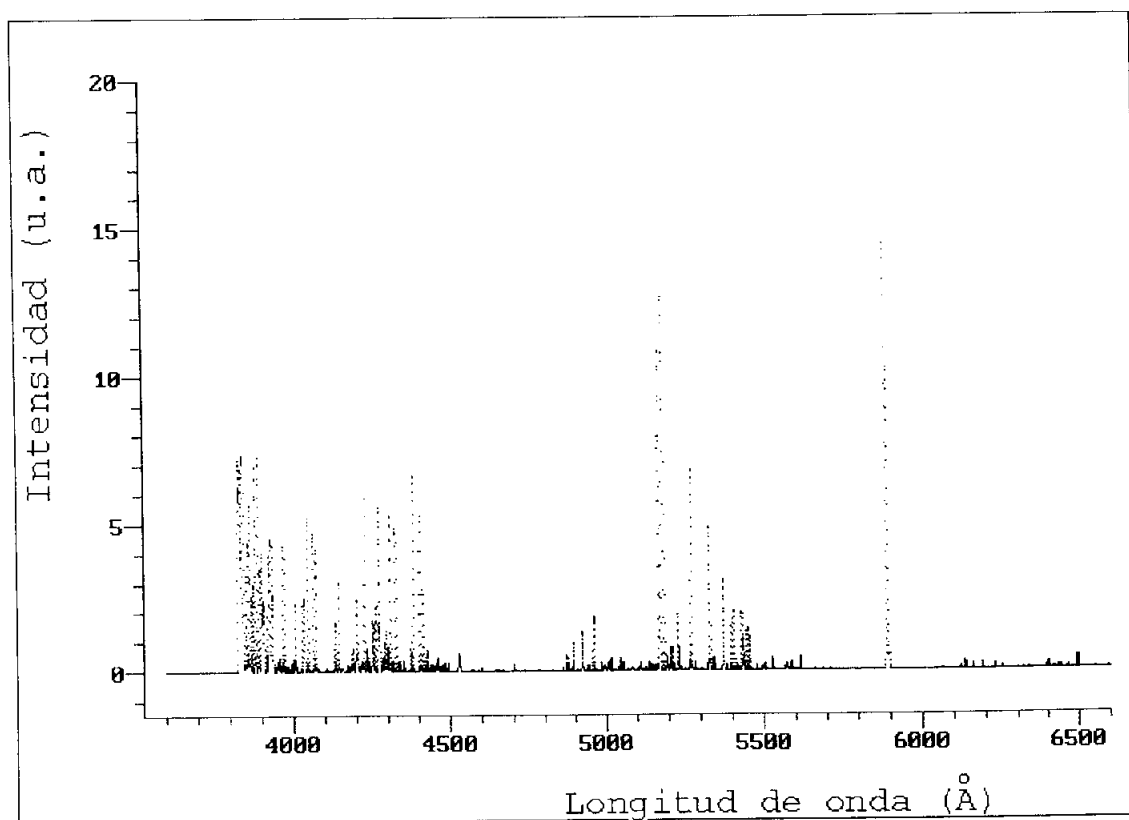
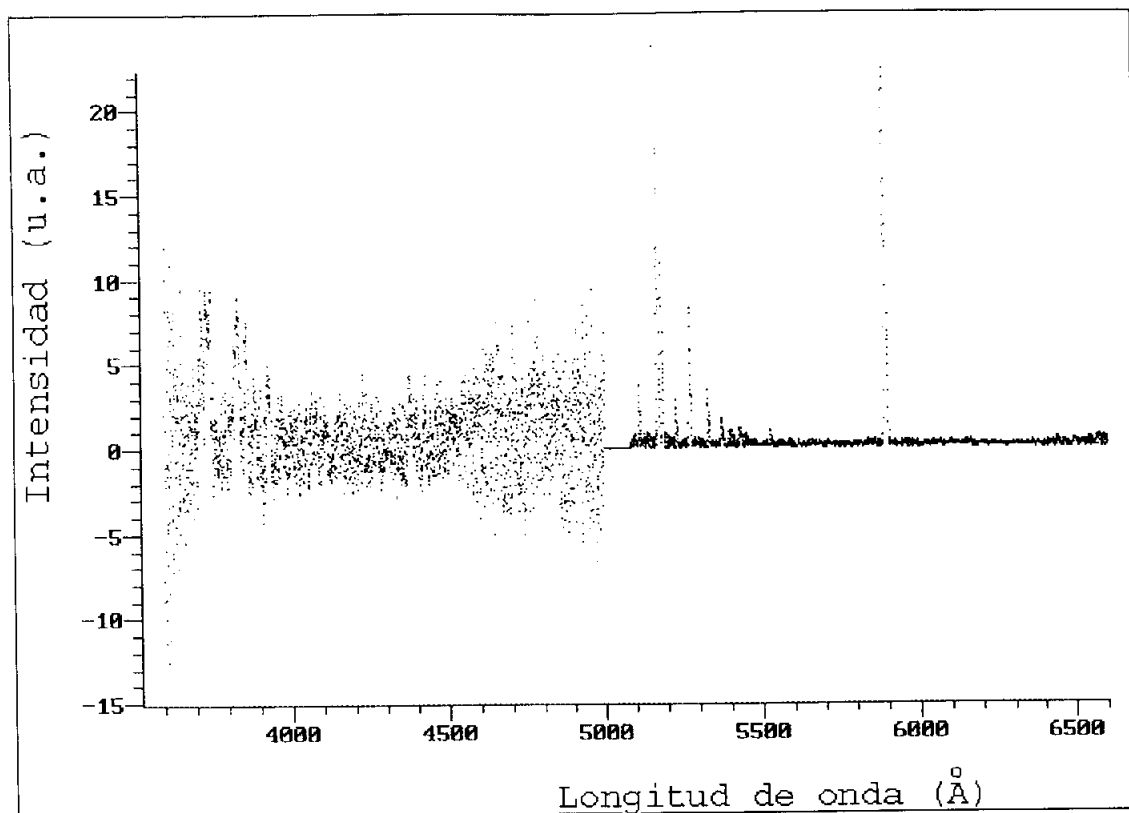


Figura A.2.15. Tramo B del espectro SPO3r.

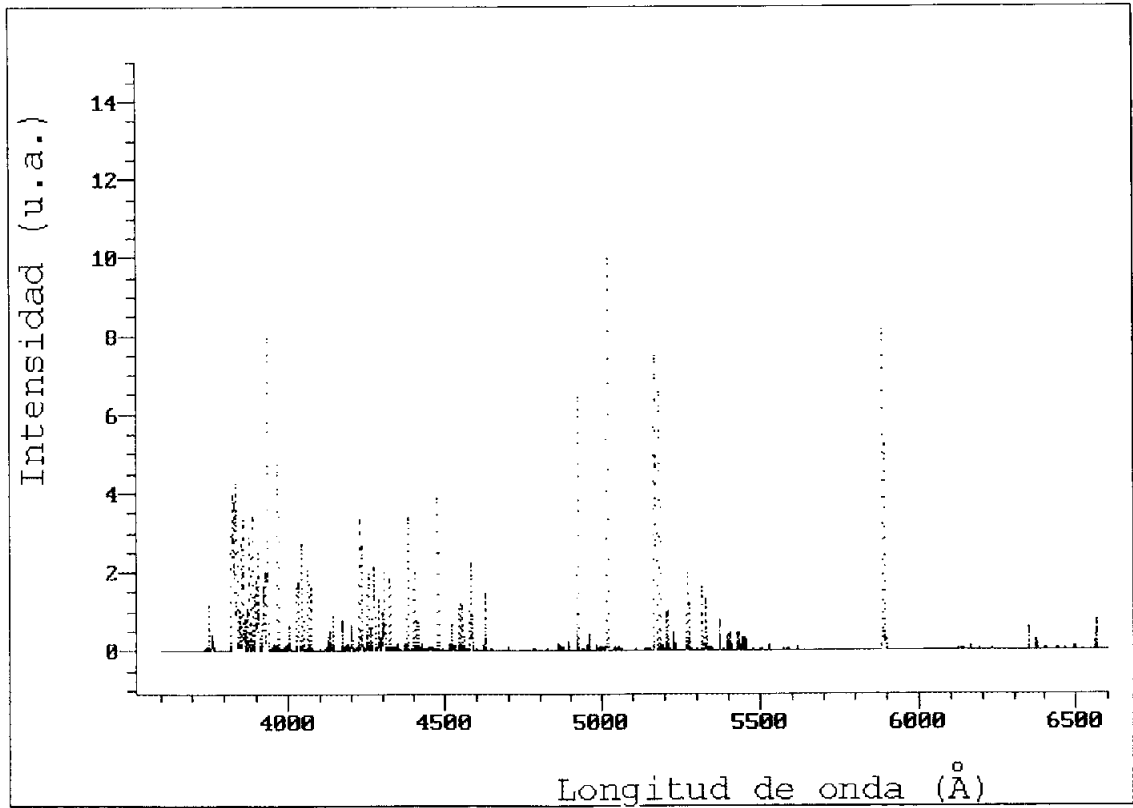
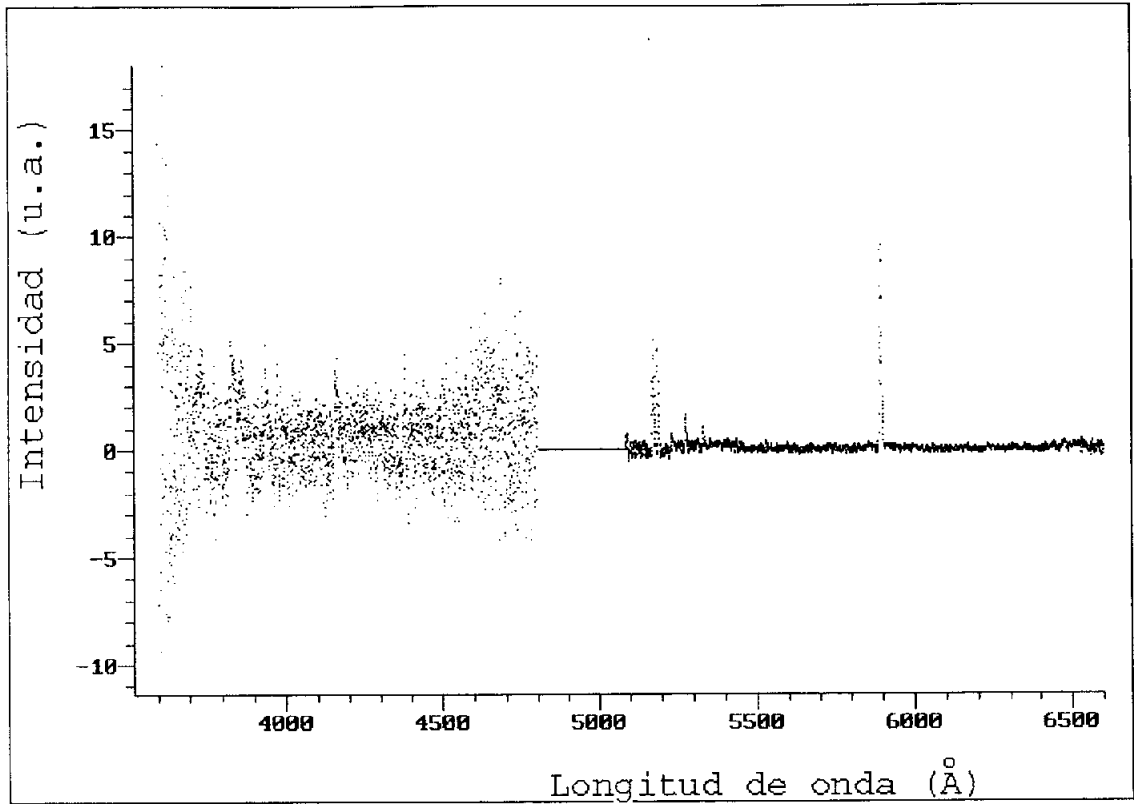


Figura A.2.16. Tramo C del espectro SPO3r.

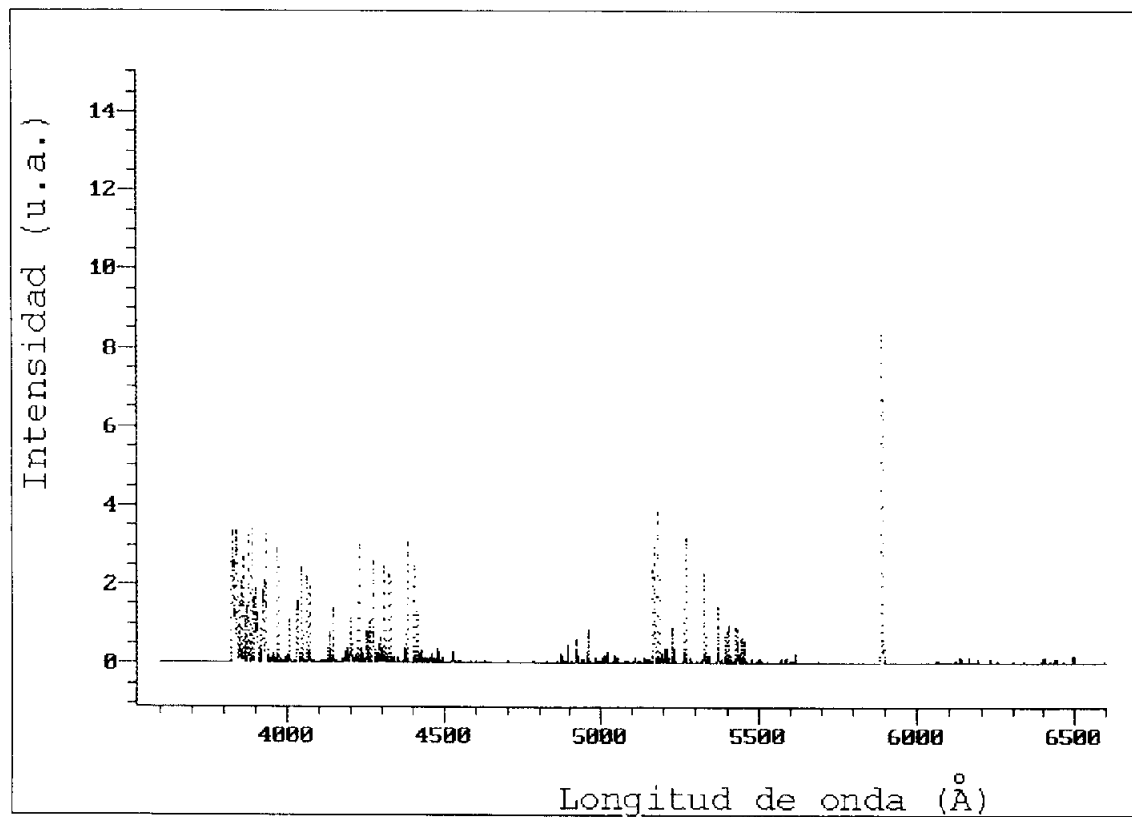
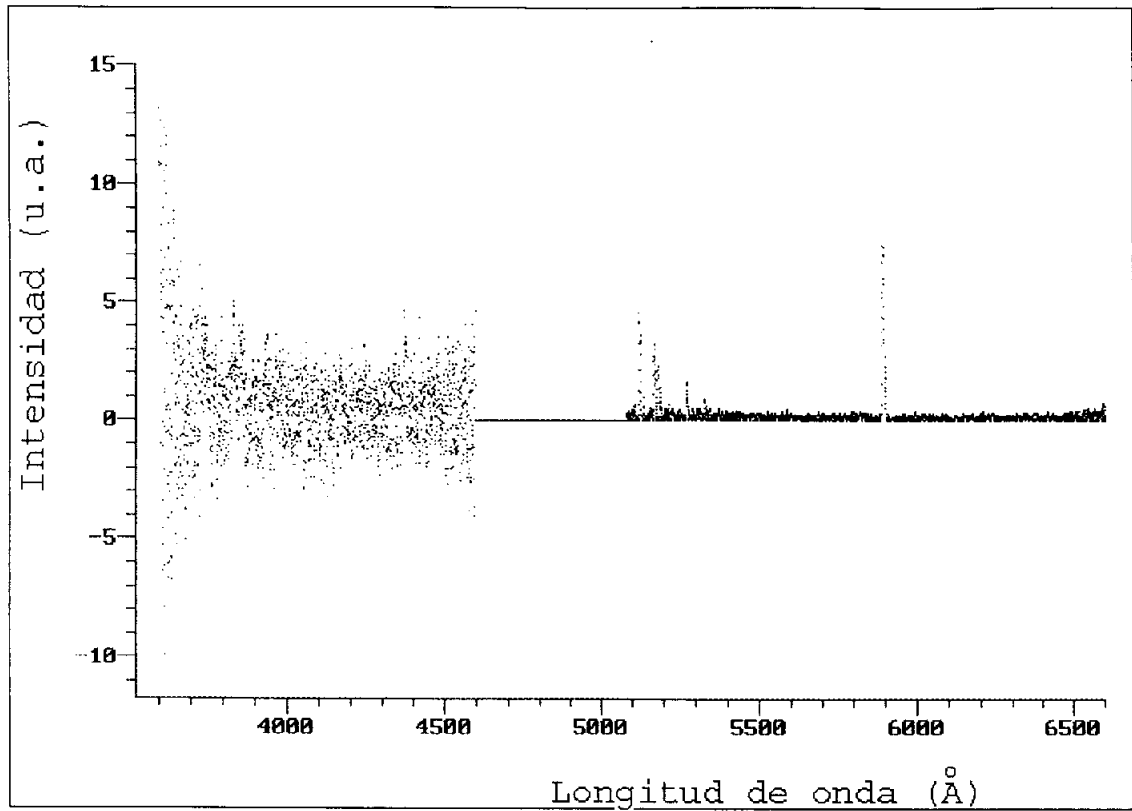


Figura A.2.17. Tramo D del espectro SPO3r.

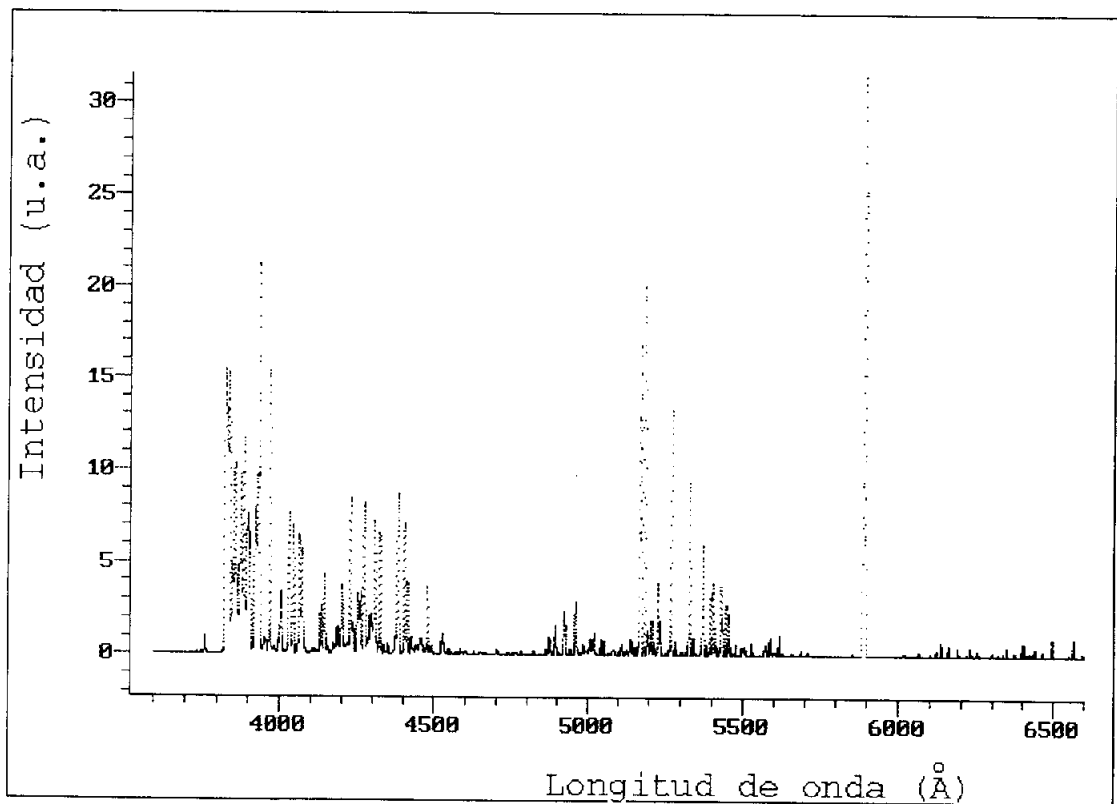
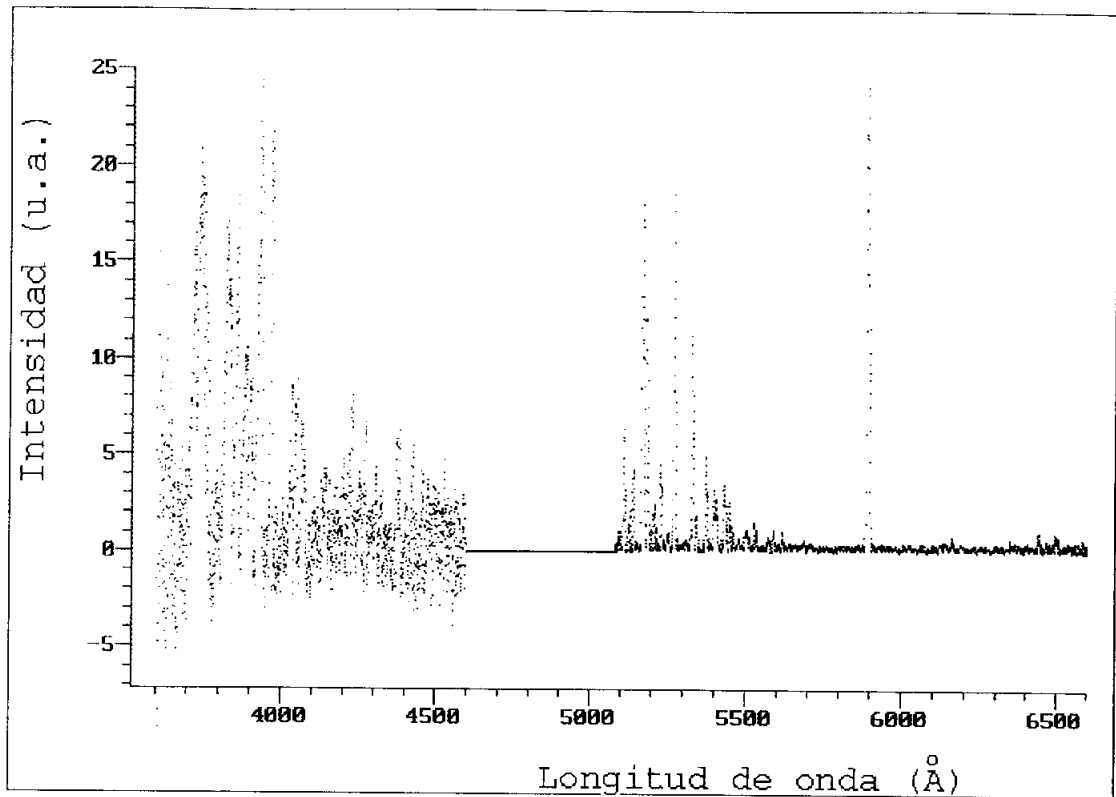


Figura A.2.18. Tramo E del espectro SPO3r.

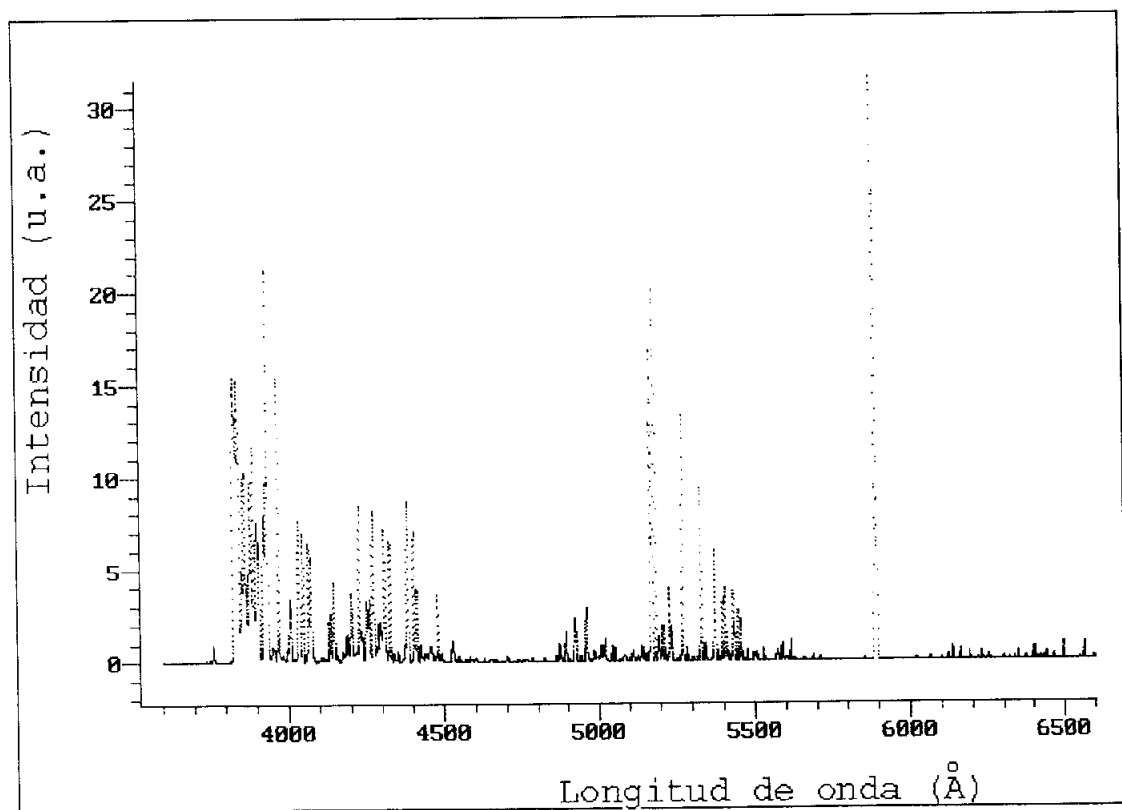
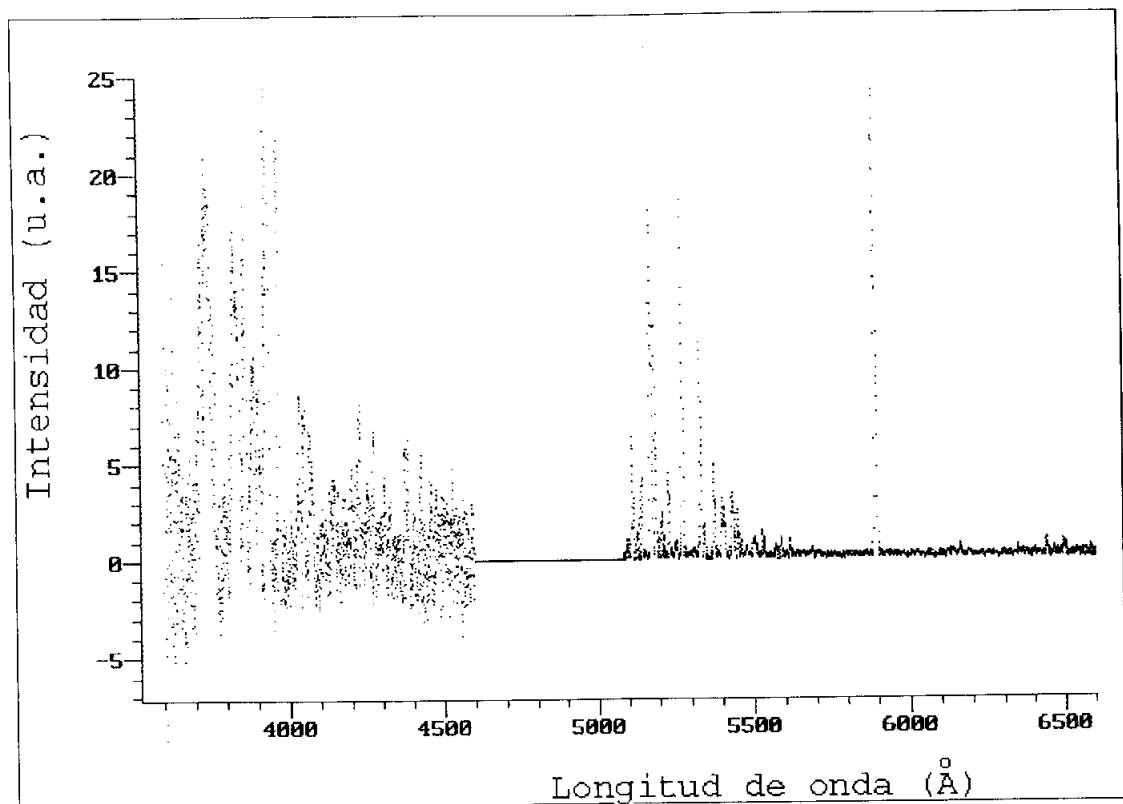


Figura A.2.19. Tramo G del espectro SPO3r.

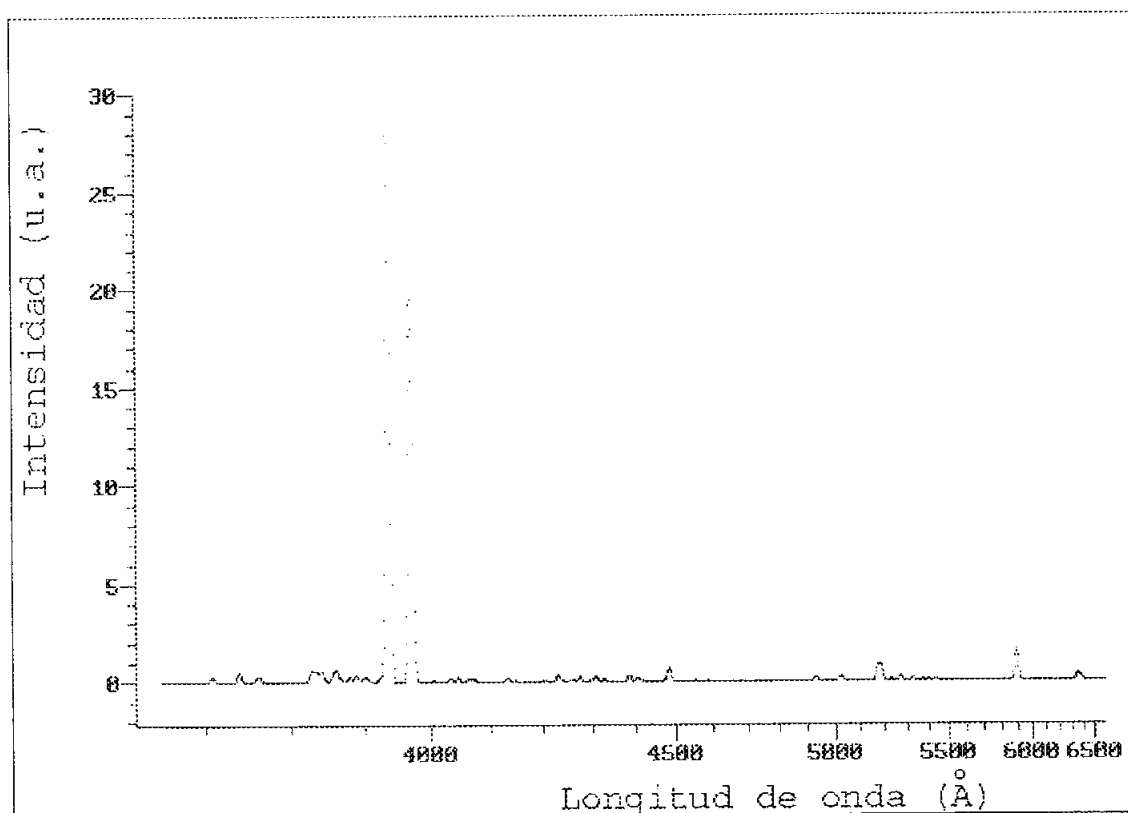
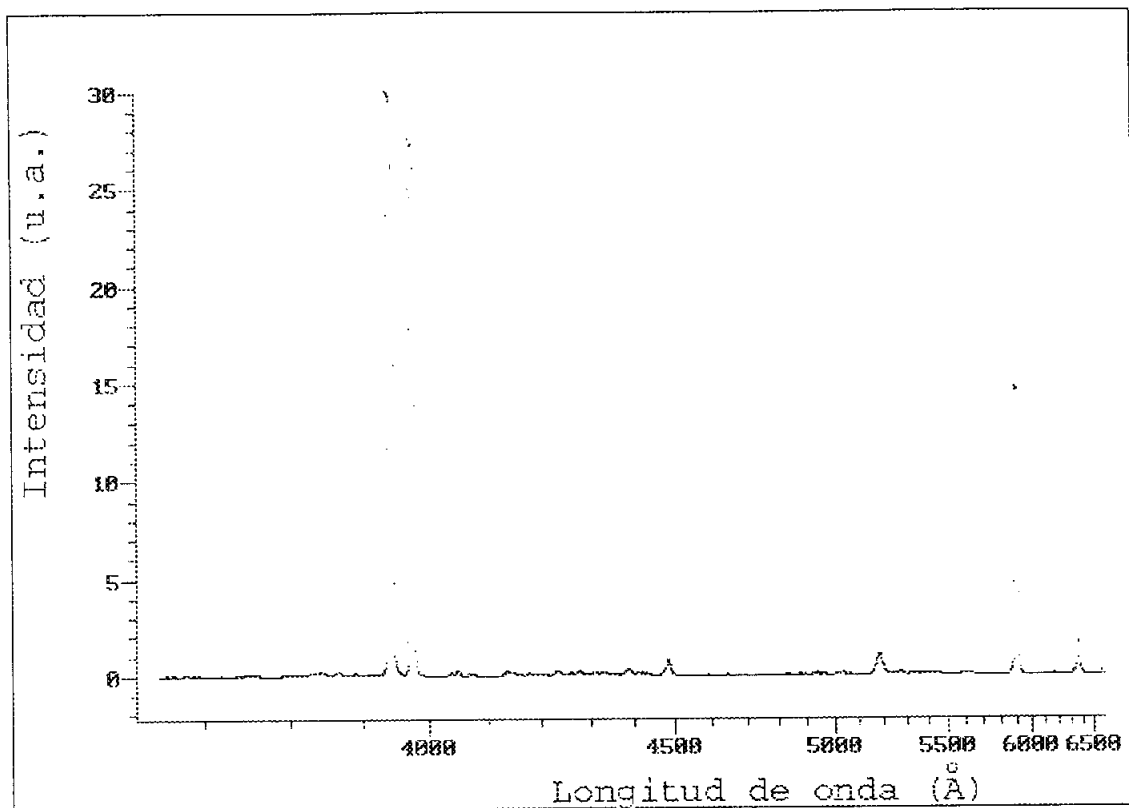


Figura A.2.20. Tramo A del espectro SPO4.

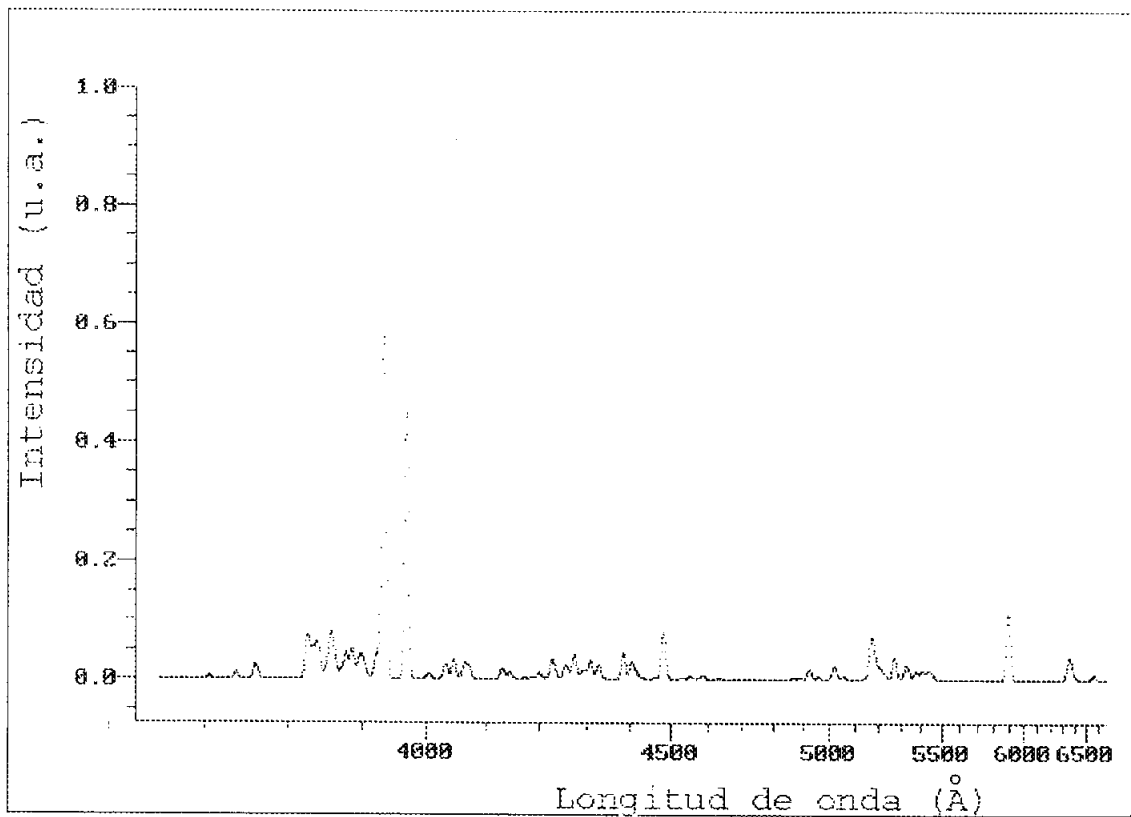
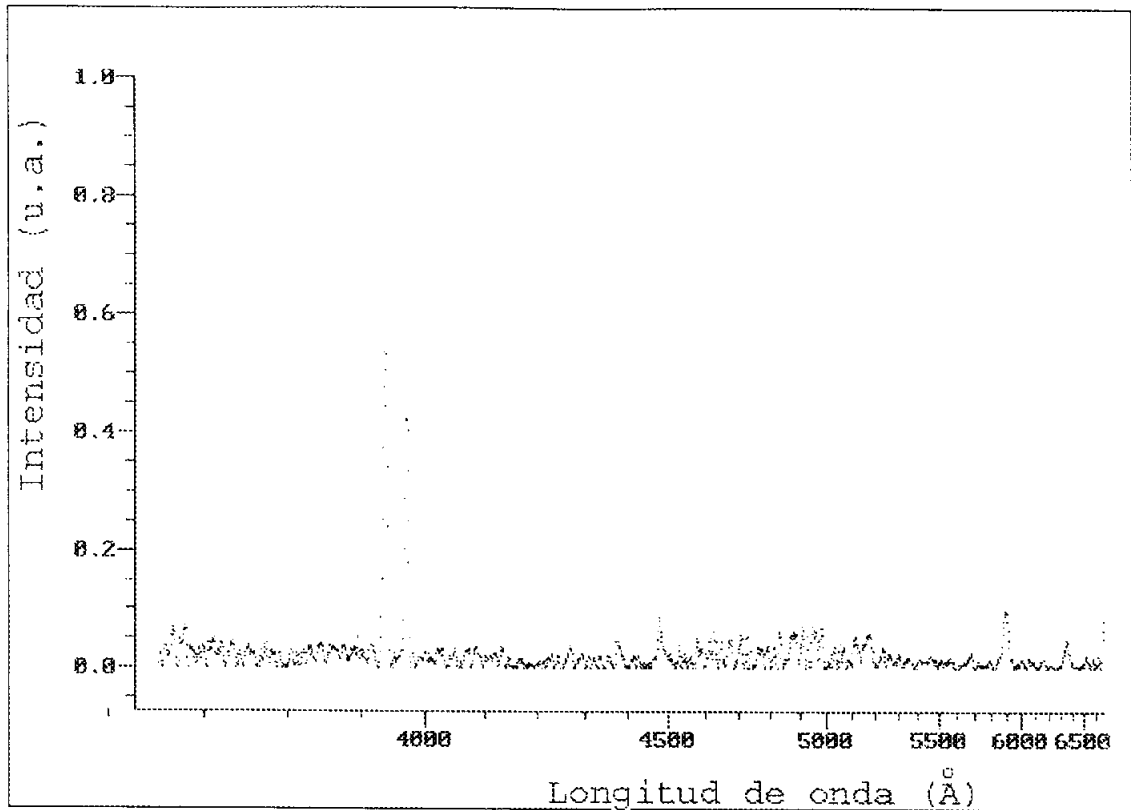


Figura A.2.21. Tramo B del espectro SPO4.

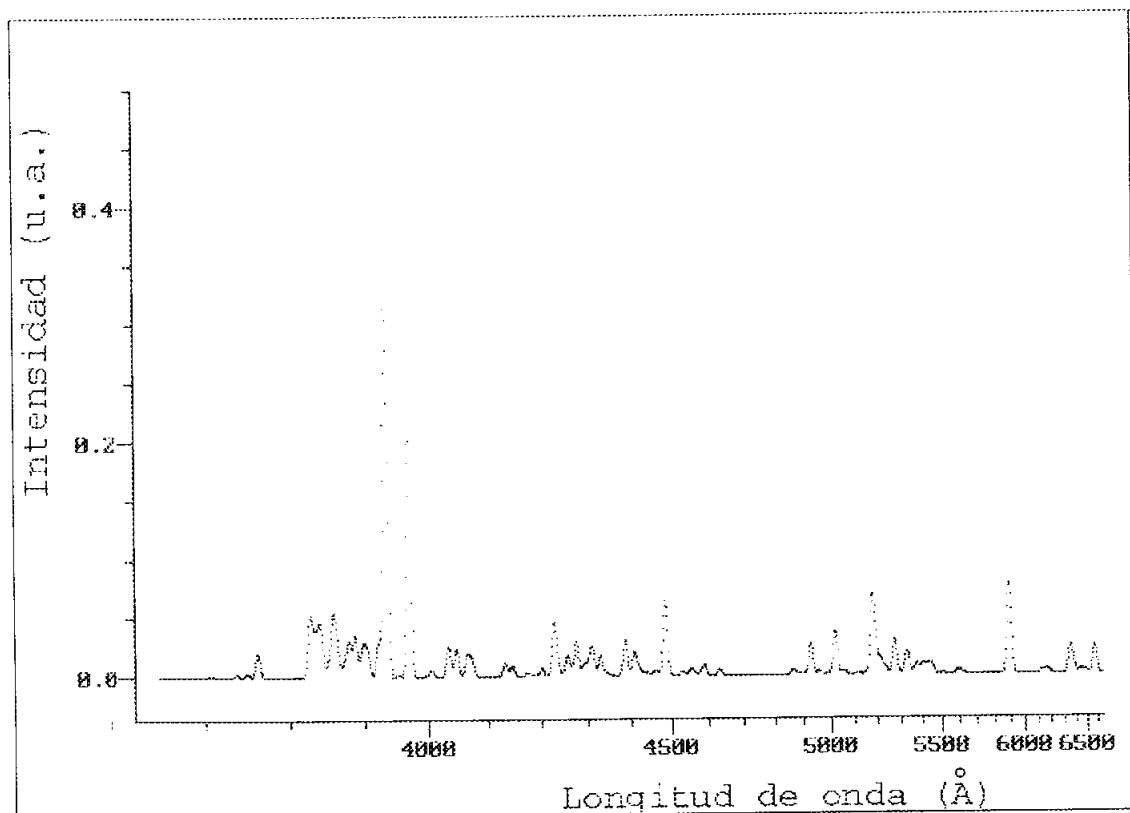
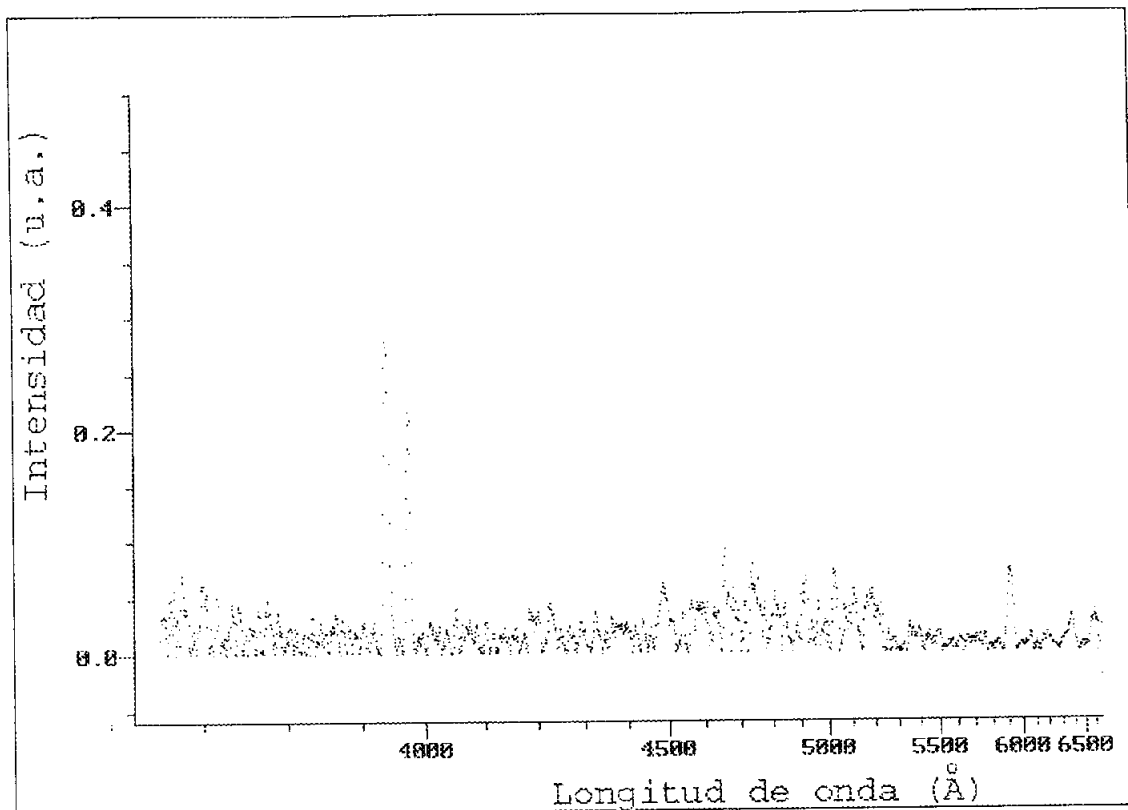


Figura A.2.22. Tramo C del espectro SPO4.

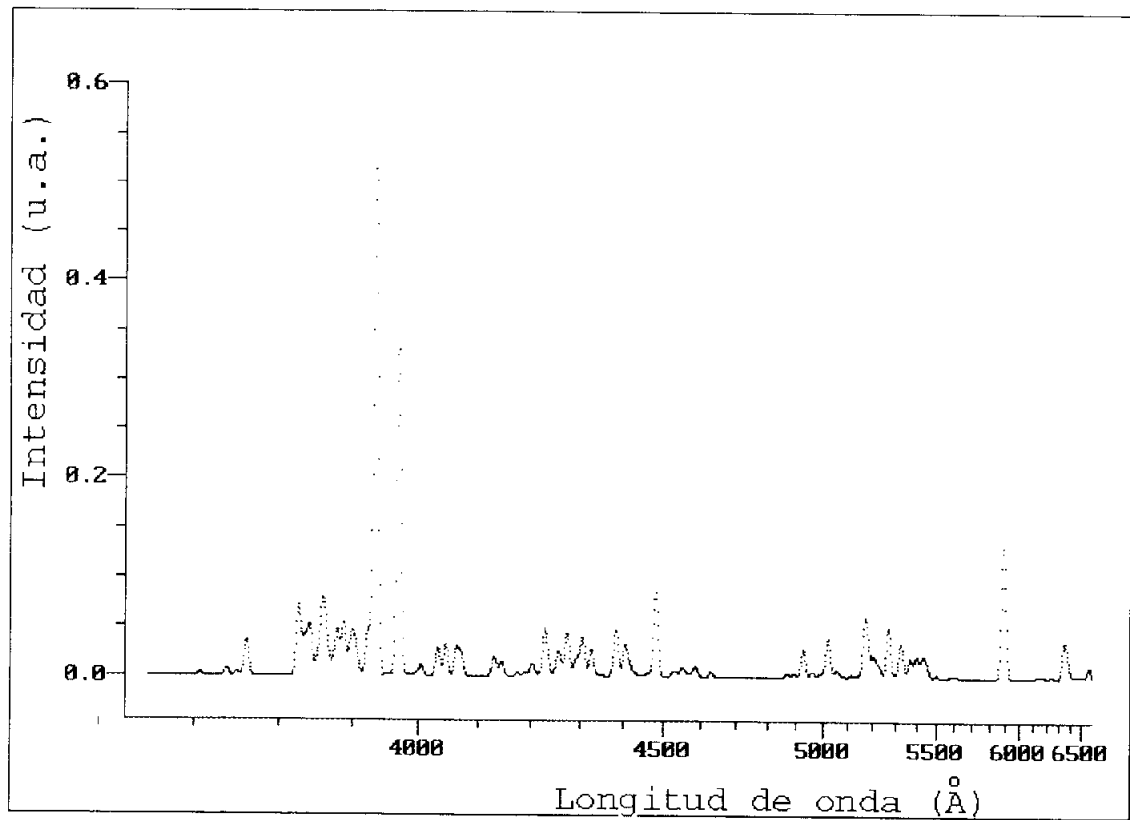
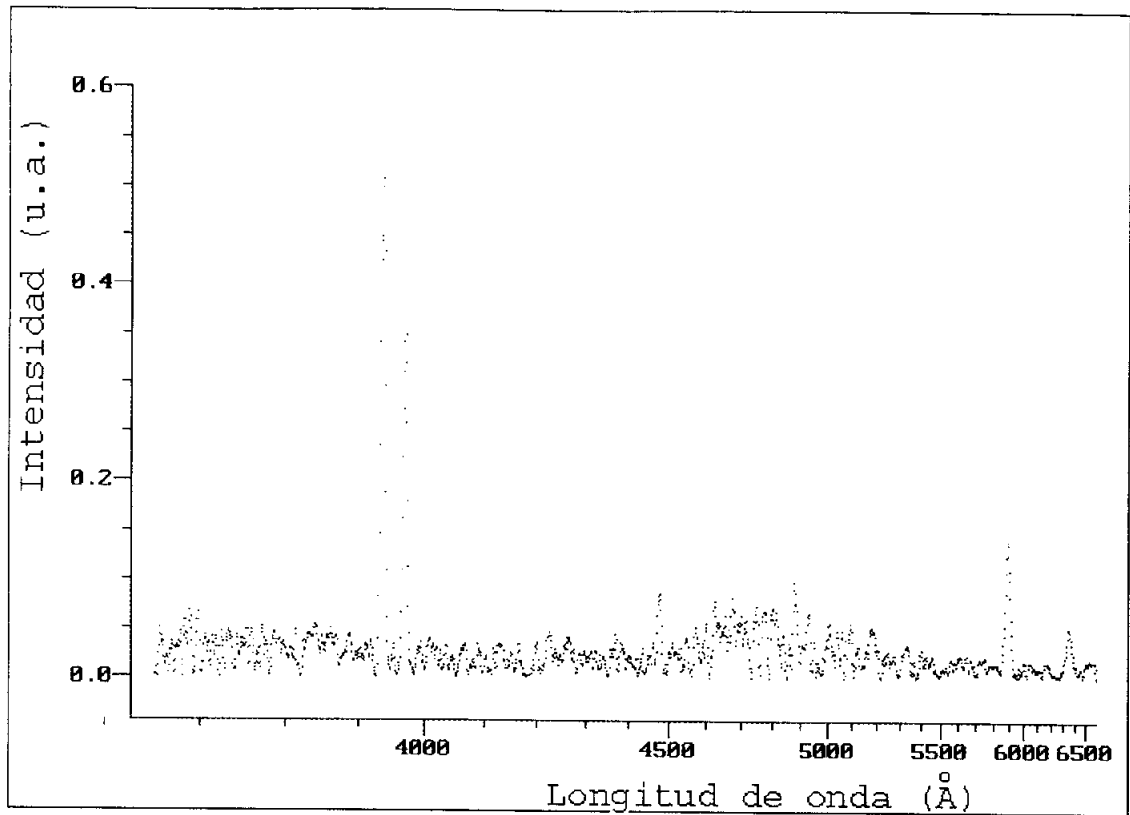


Figura A.2.23. Tramo D del espectro SPO4.

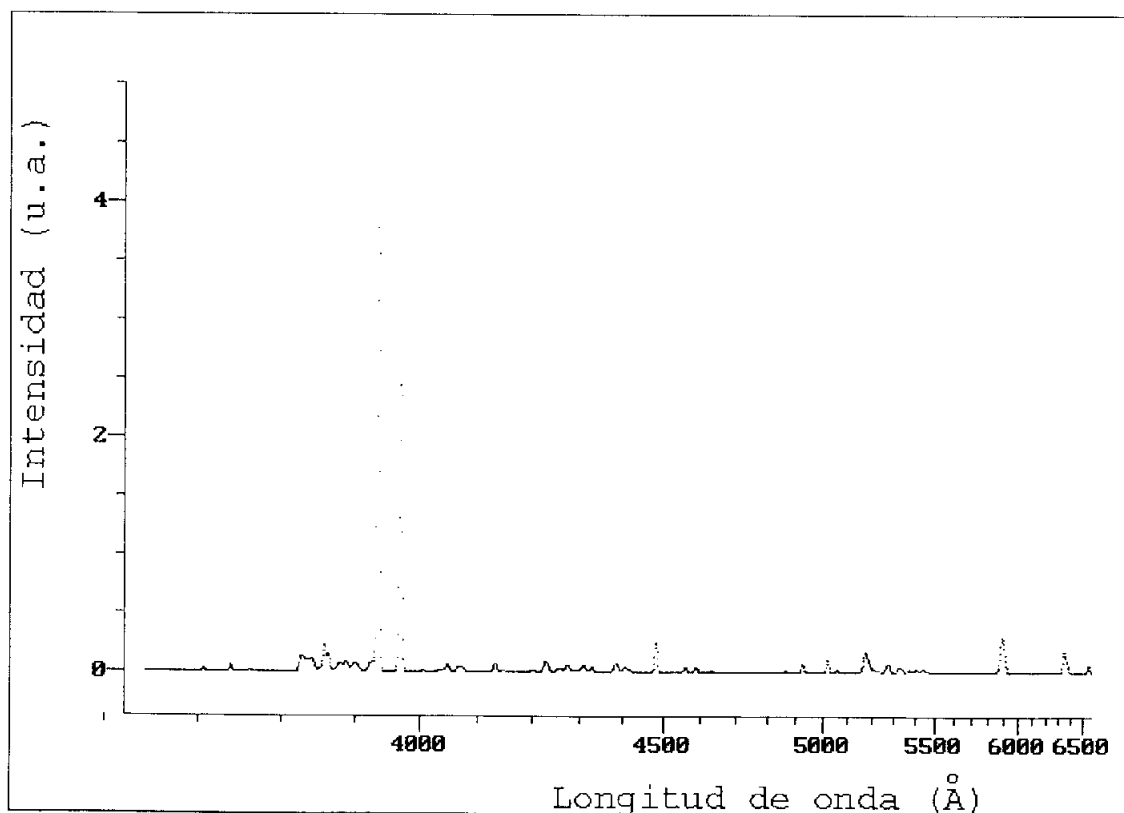
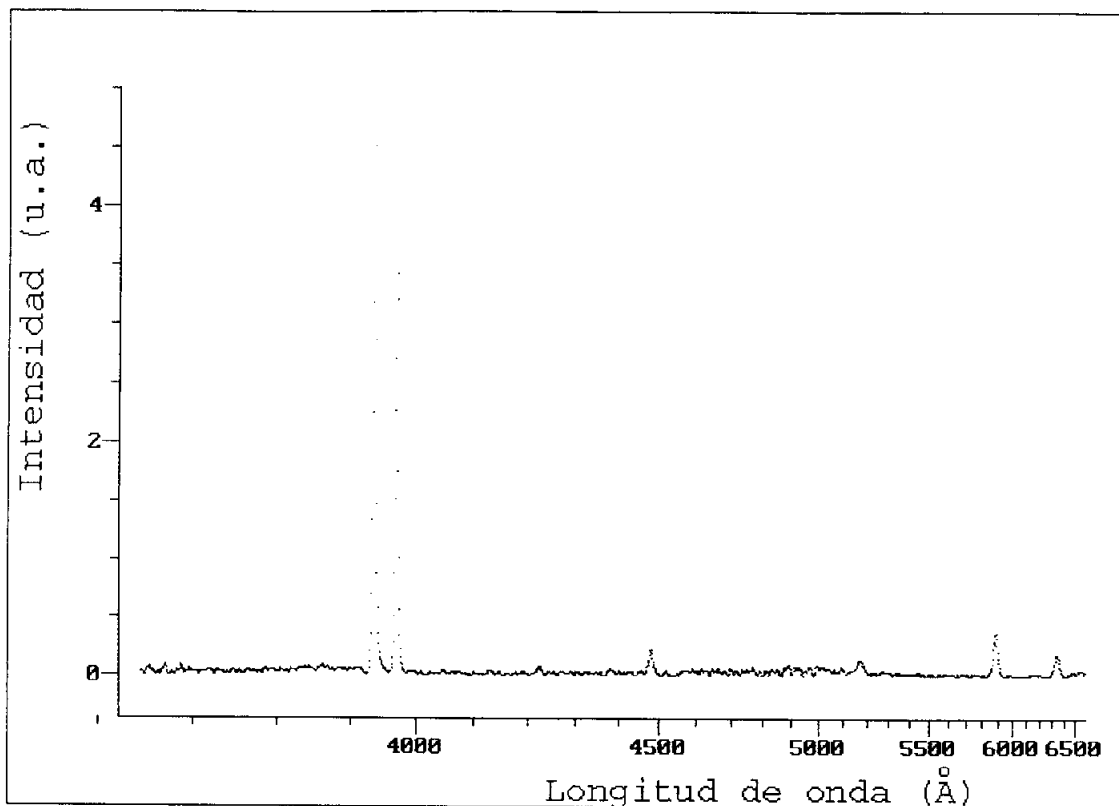


Figura A.2.24. Tramo E del espectro SPO4.

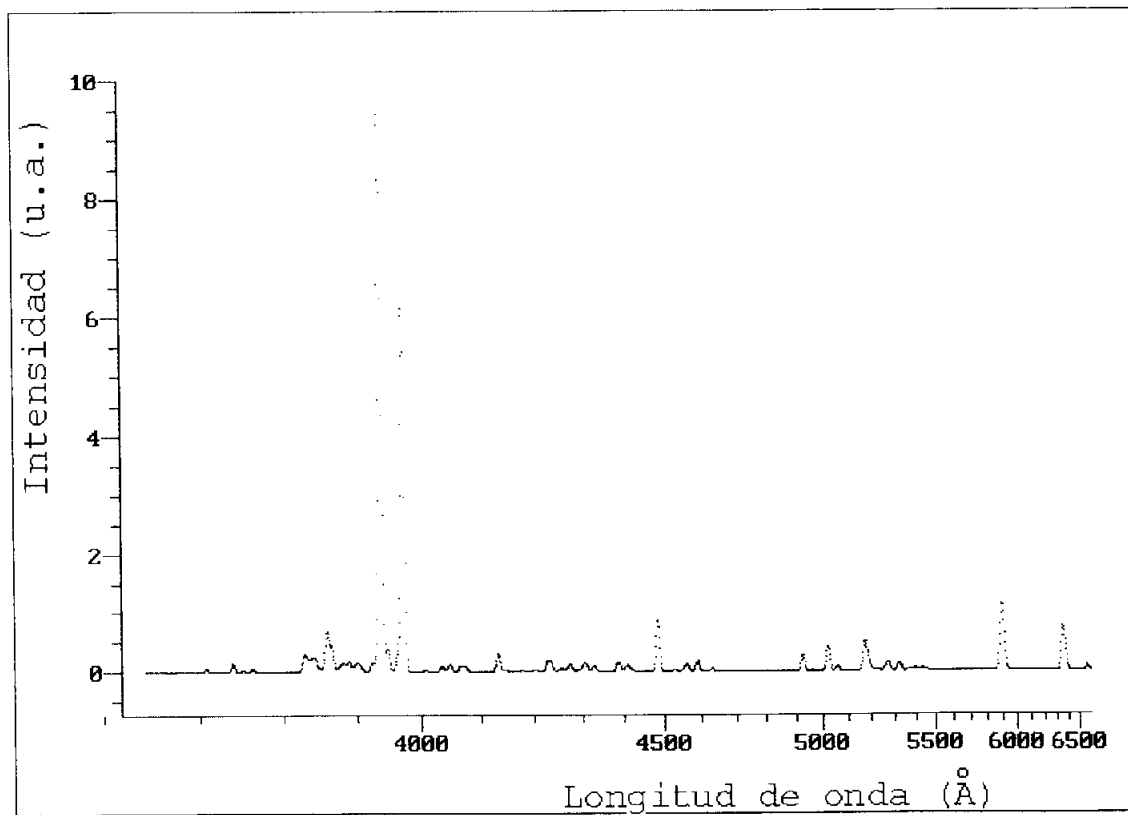
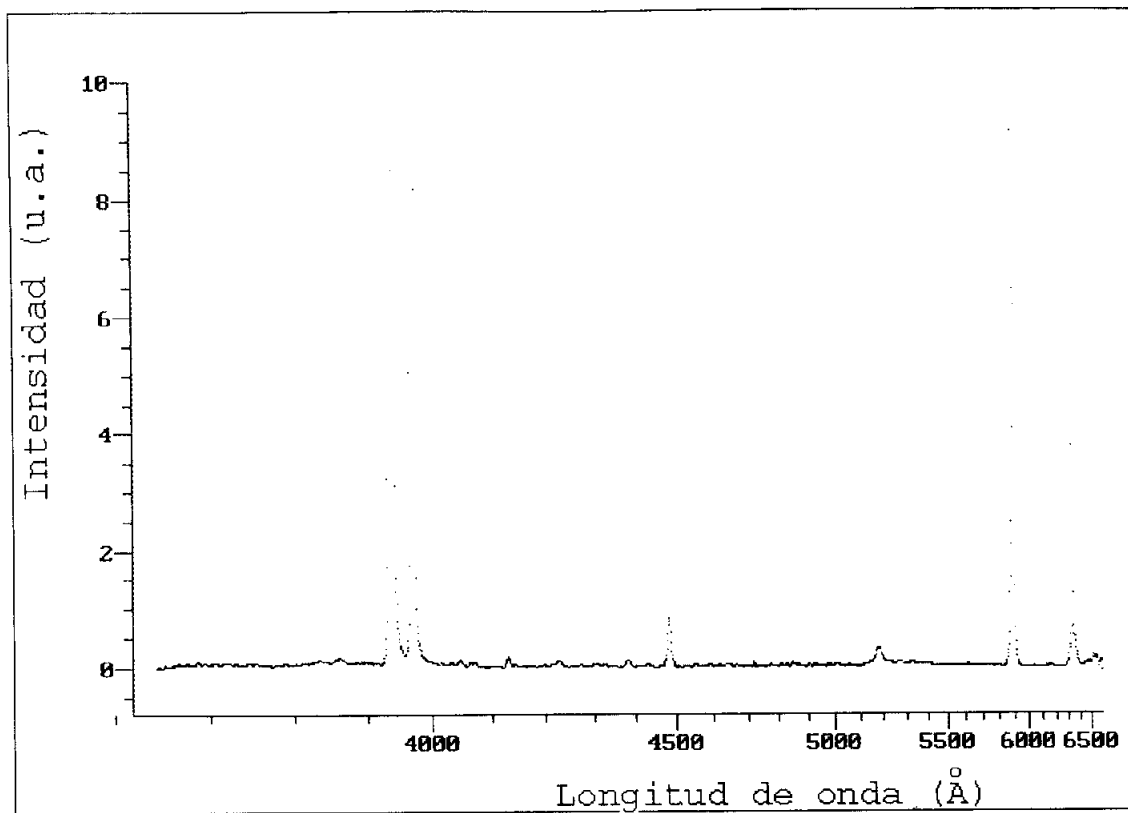


Figura A.2.25. Tramo F del espectro SPO4.

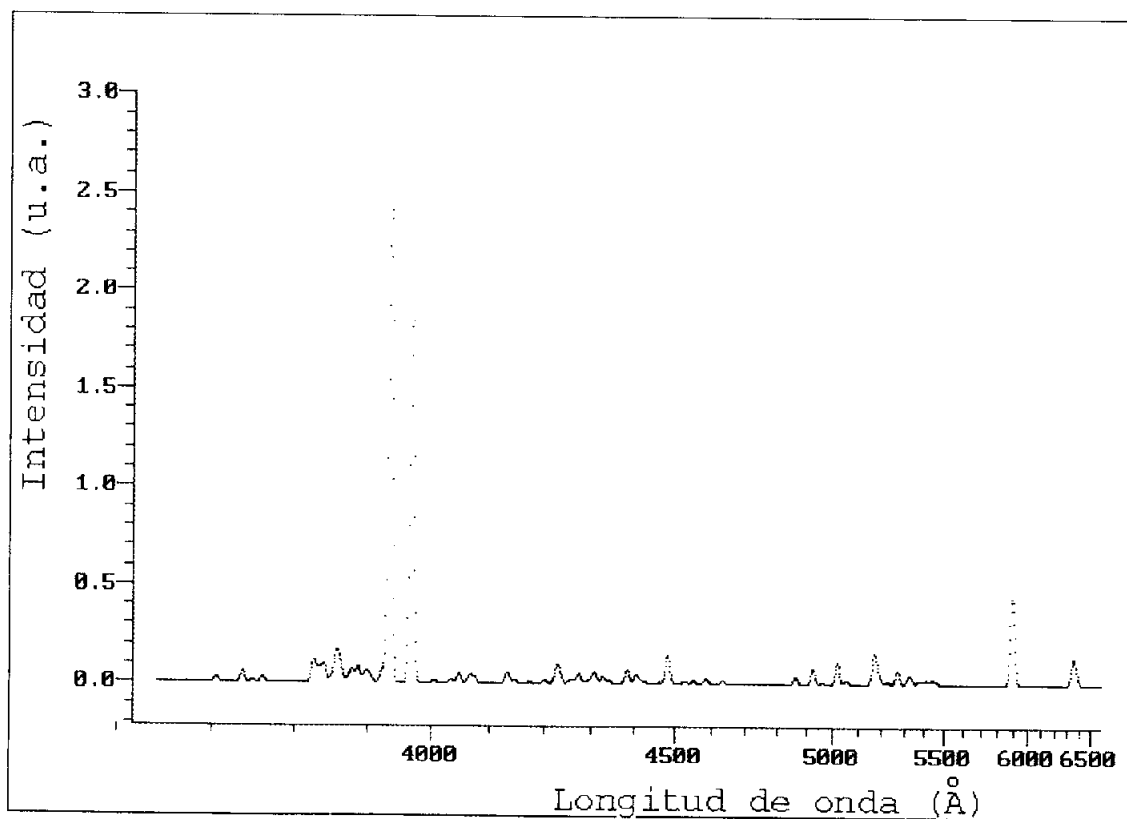
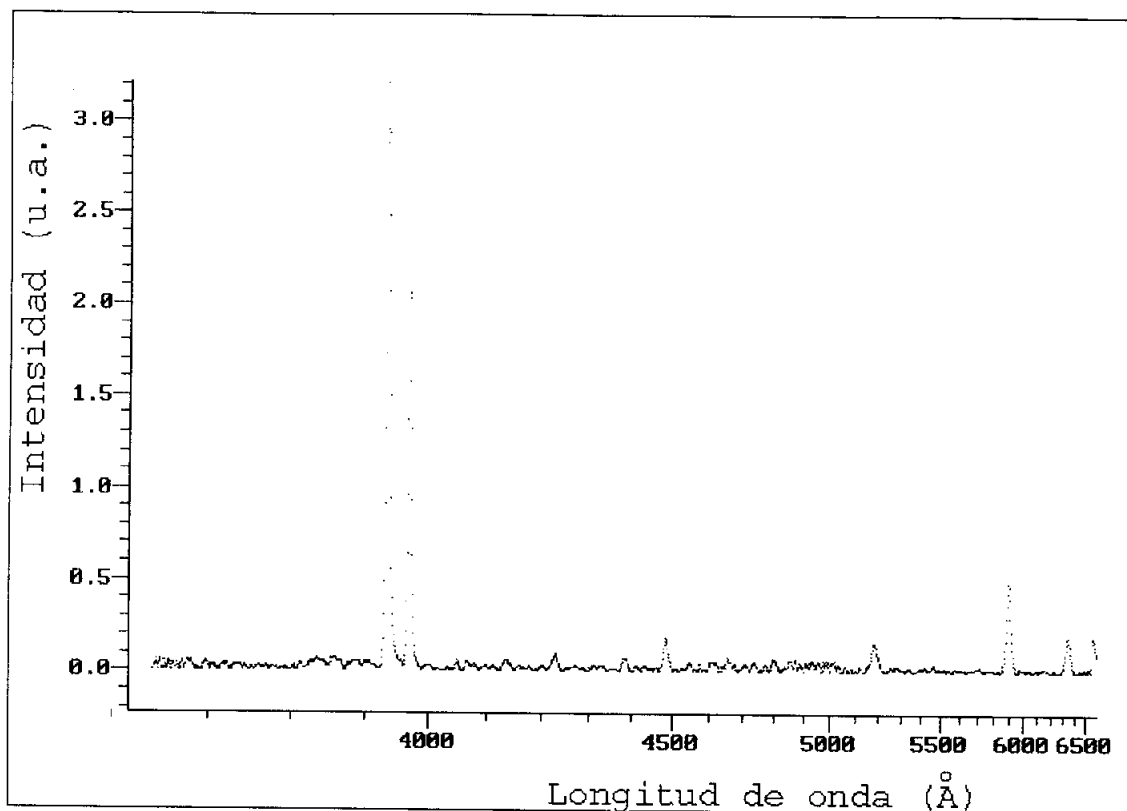


Figura A.2.26. Tramo G del espectro SPO4.

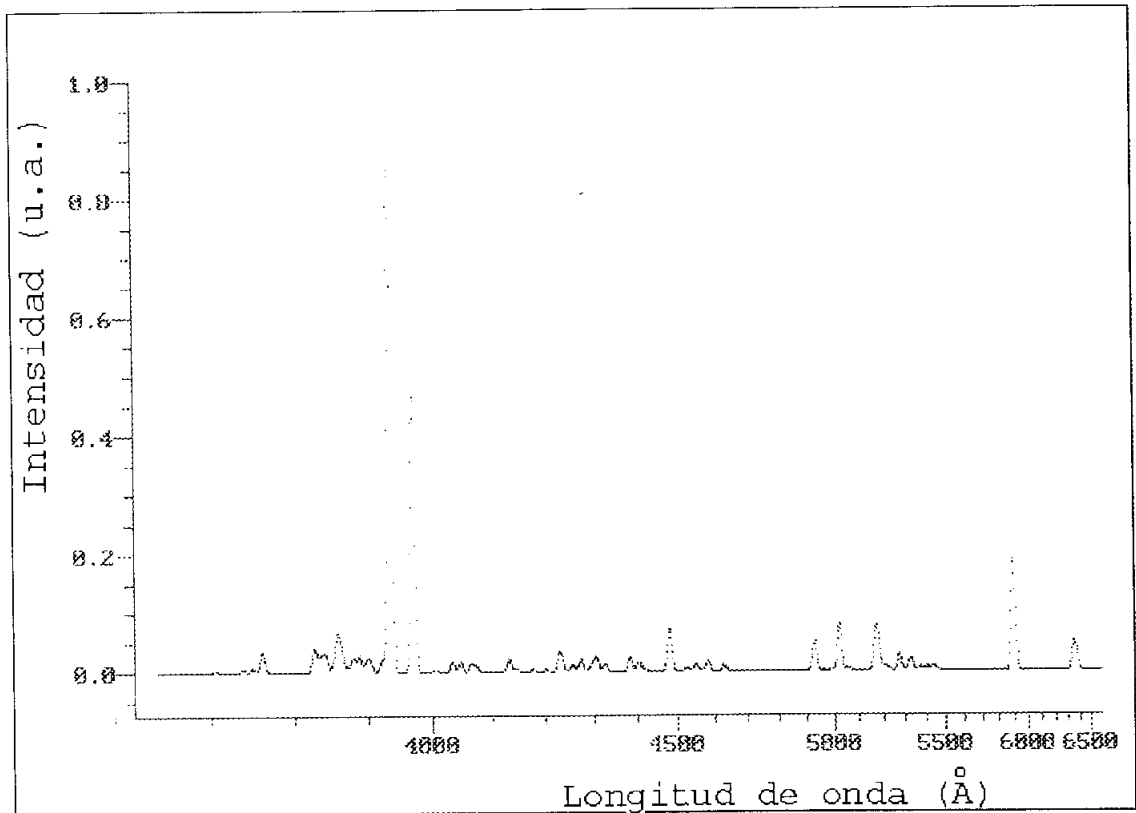
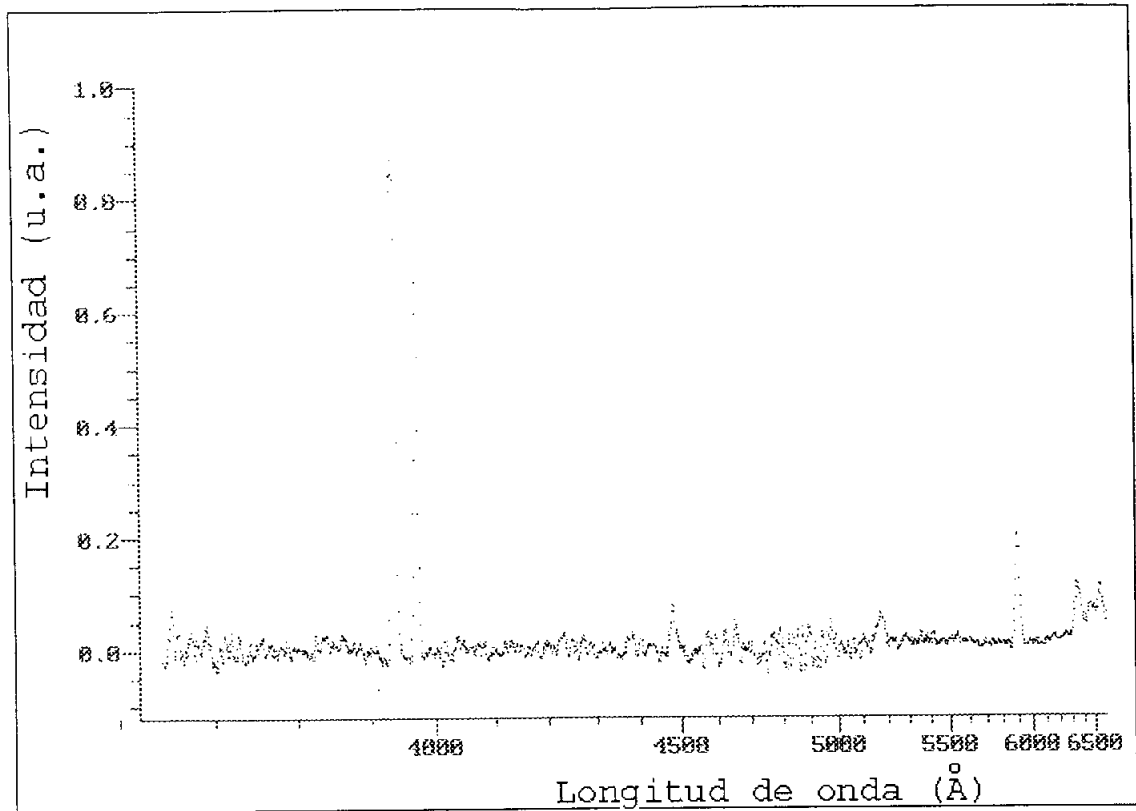


Figura A.2.27. Tramo H del espectro SPO4.

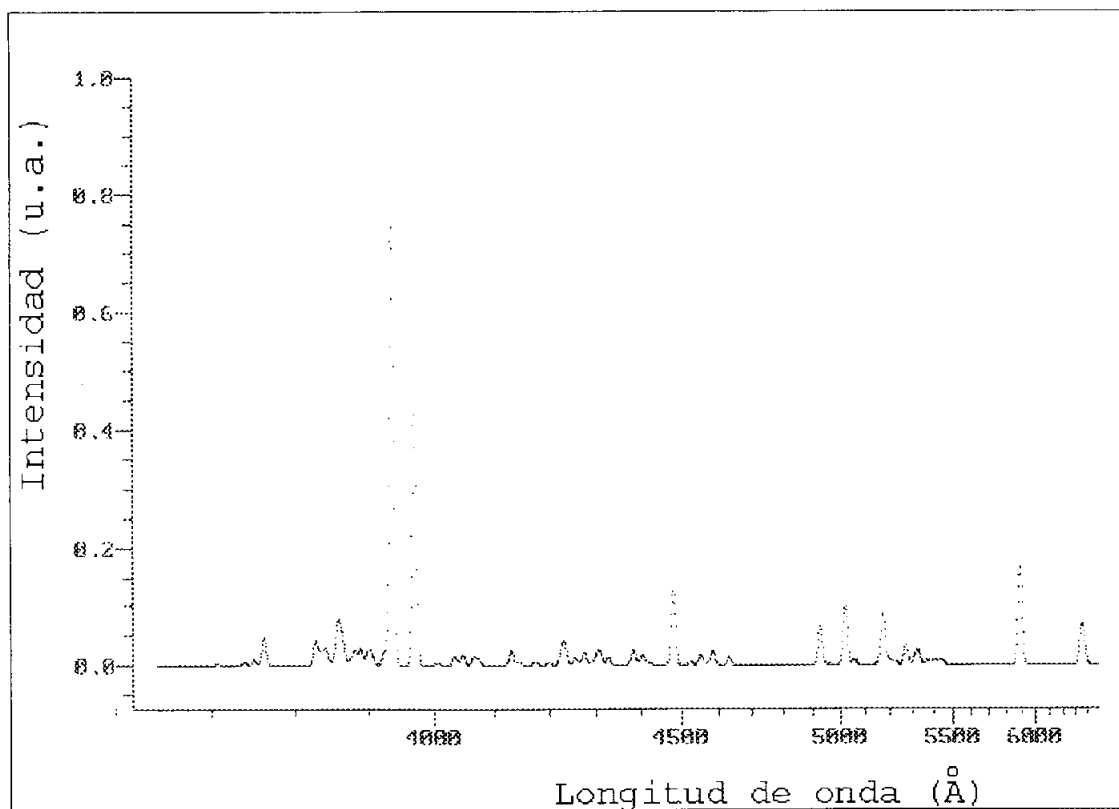
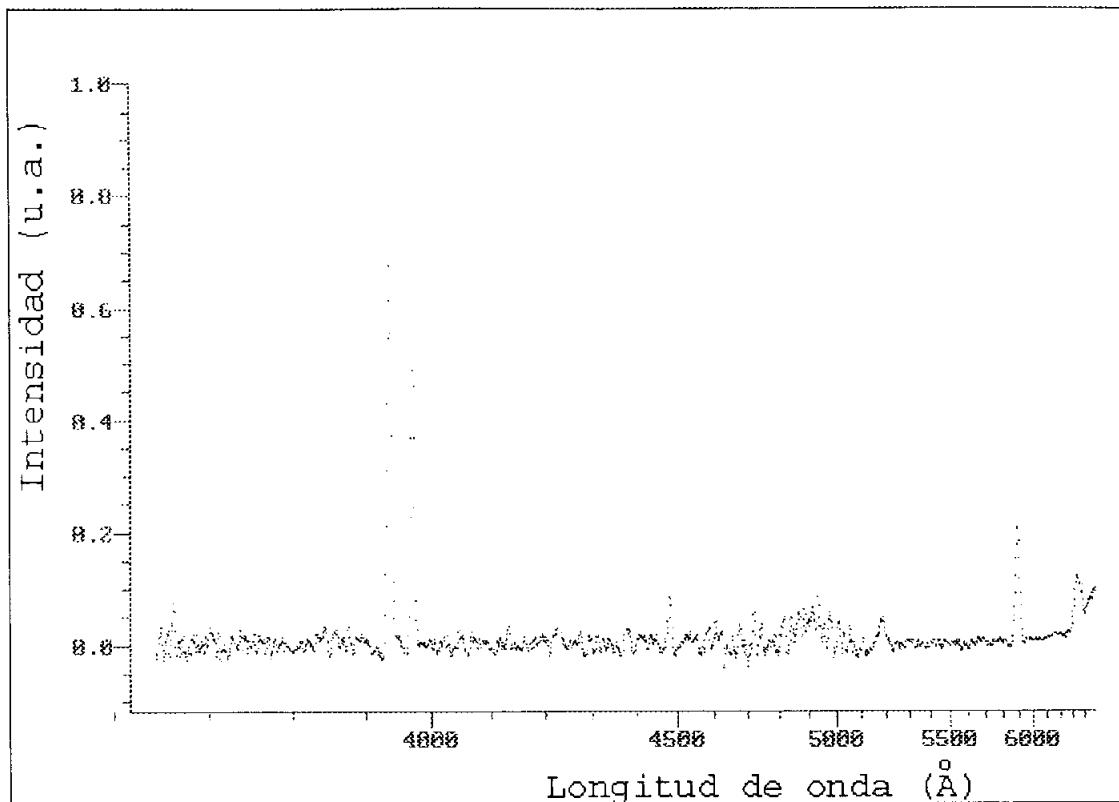


Figura A.2.28. Tramo I del espectro SPO4.

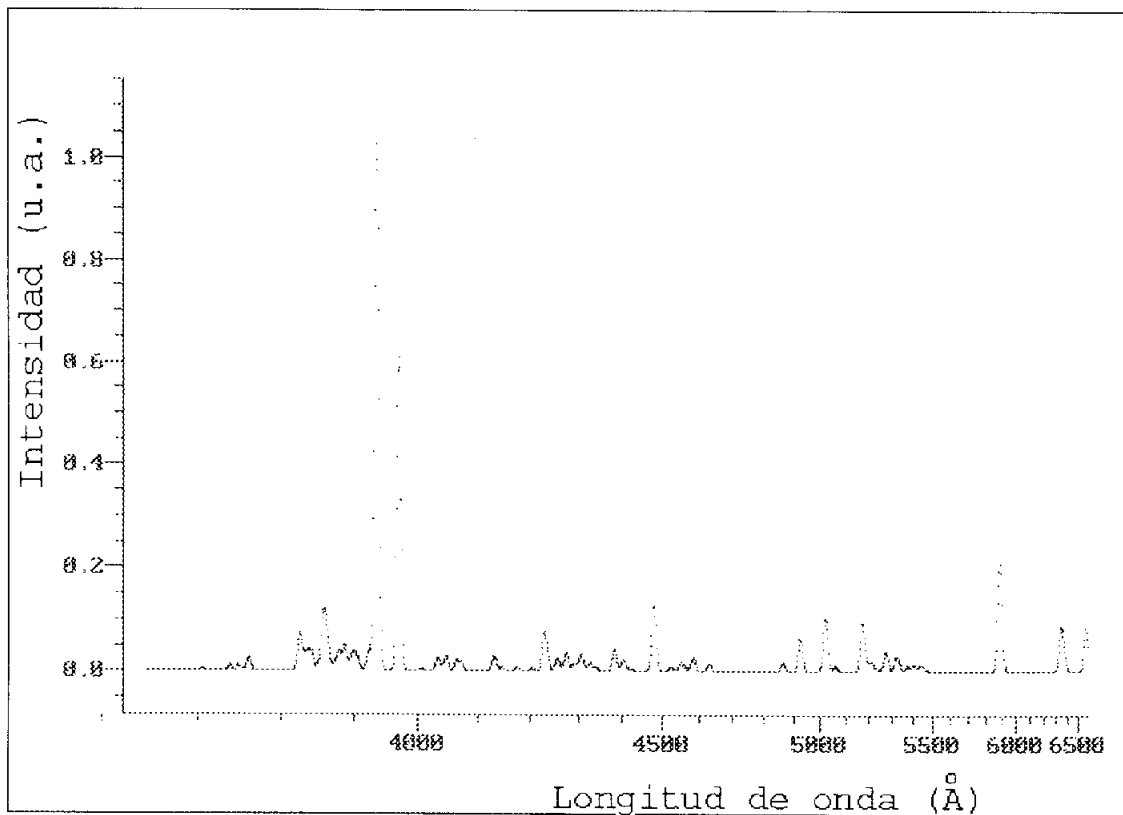
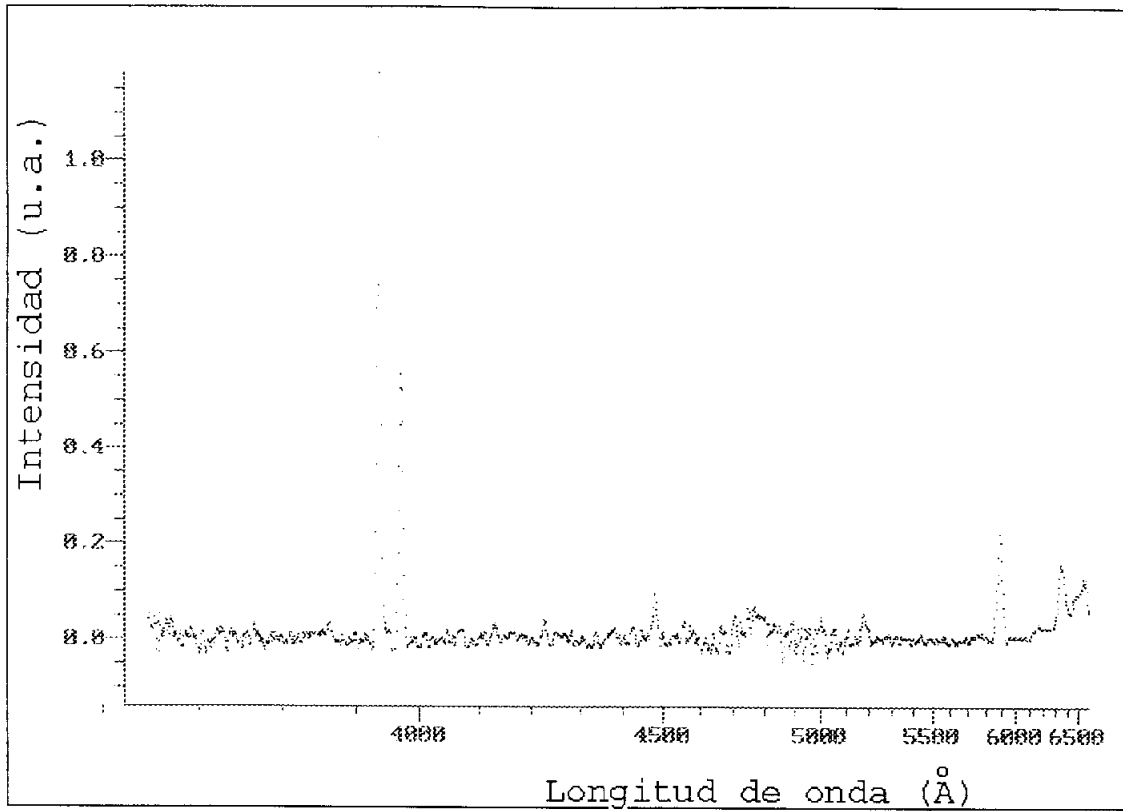


Figura A.2.29. Tramo J del espectro SPO4.

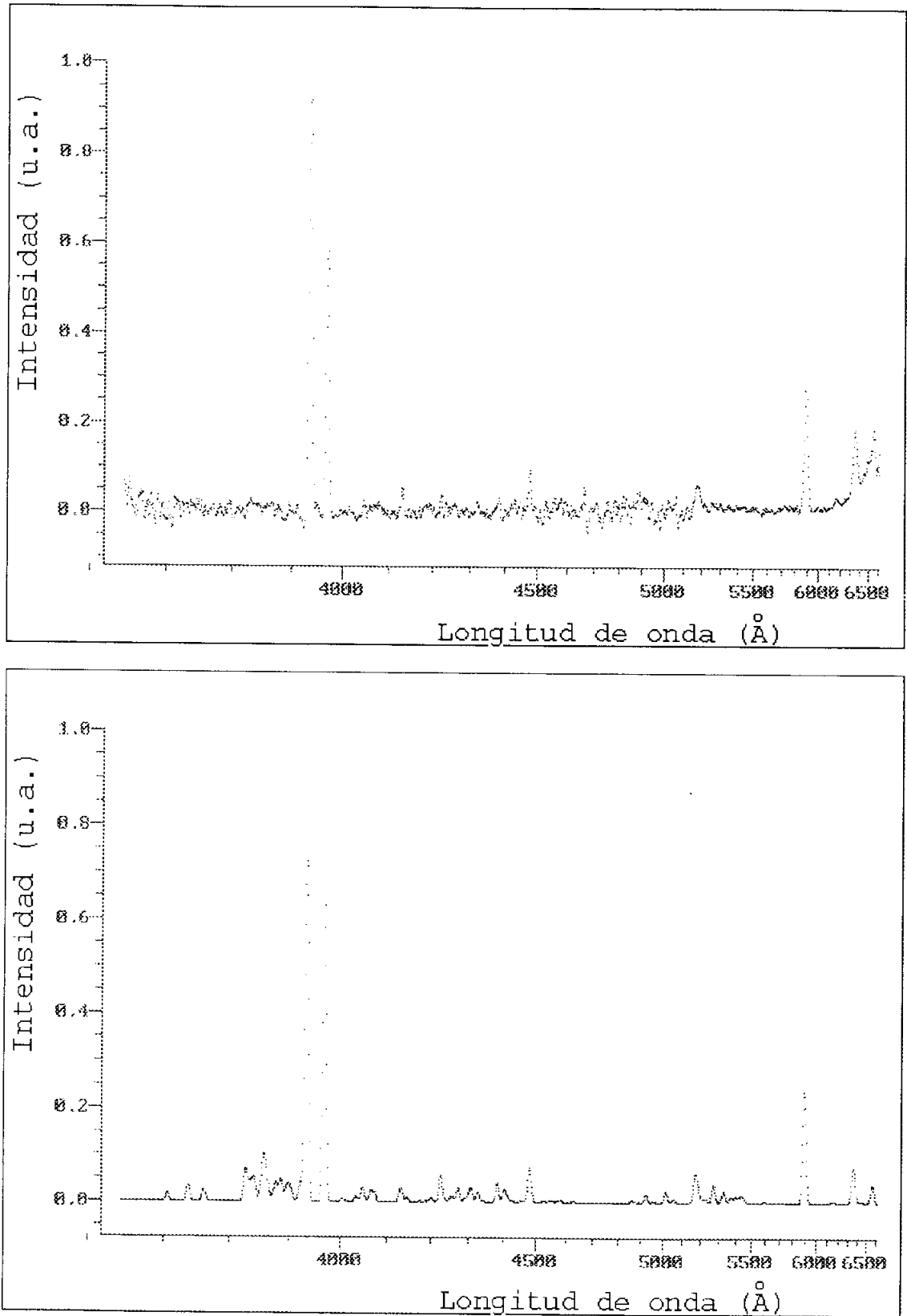


Figura A.2.30. Tramo K del espectro SPO4.

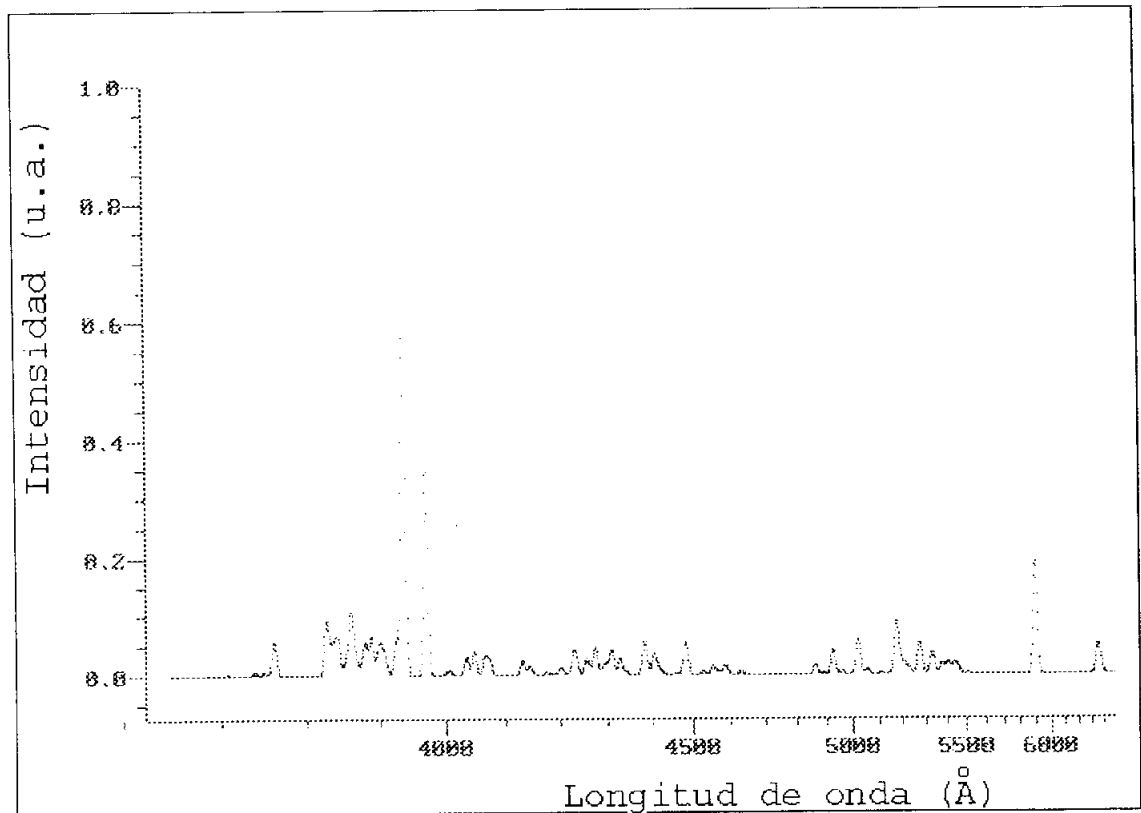
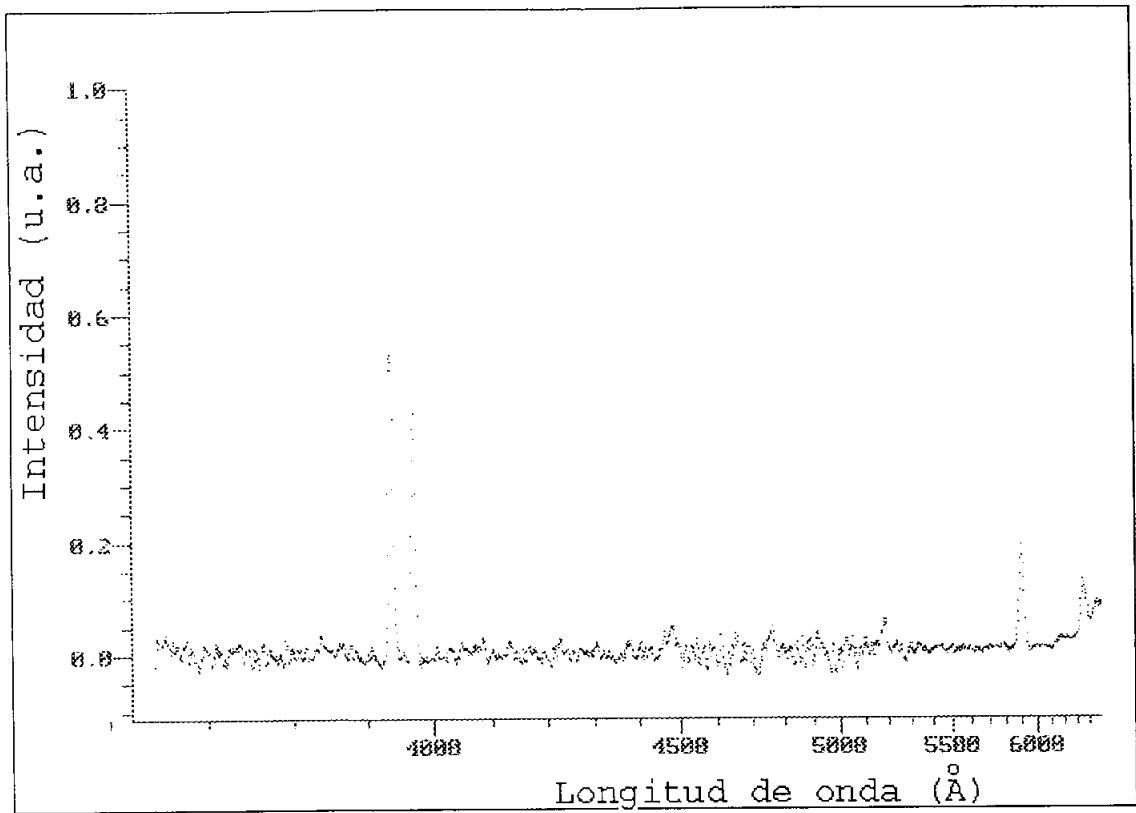


Figura A.2.31. Tramo L del espectro SPO4.

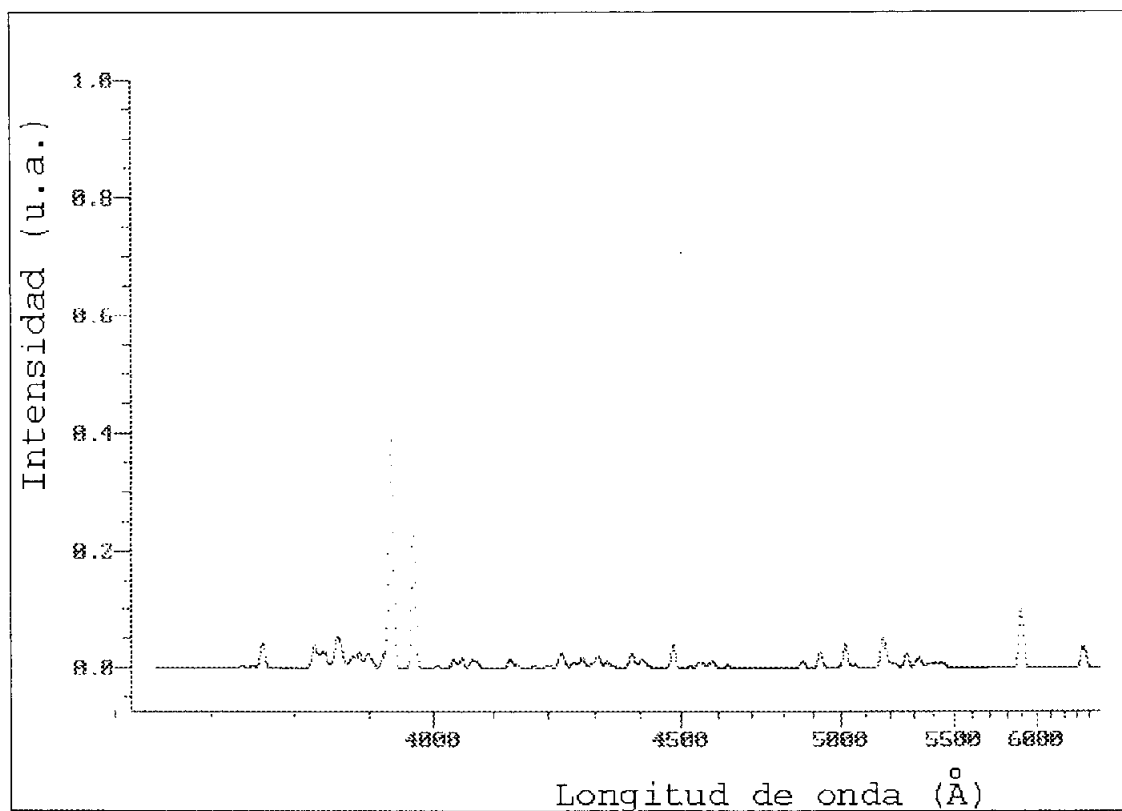
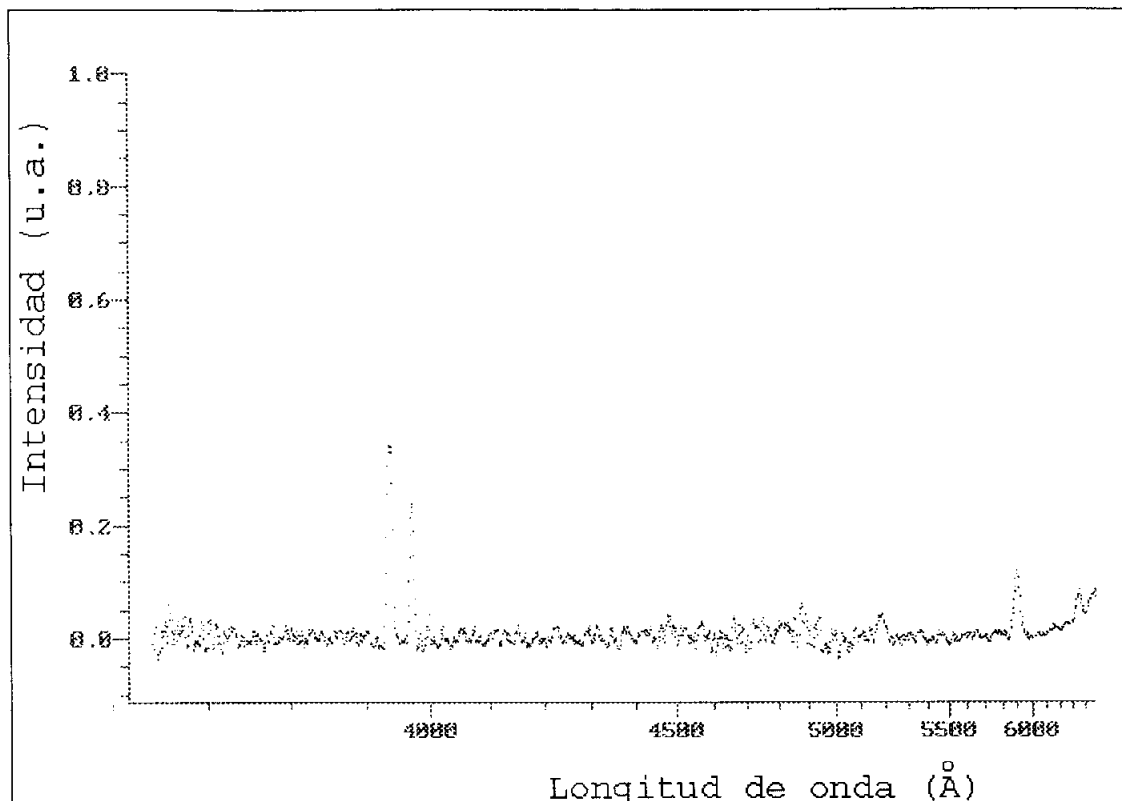


Figura A.2.32. Tramo LL del espectro SPO4.

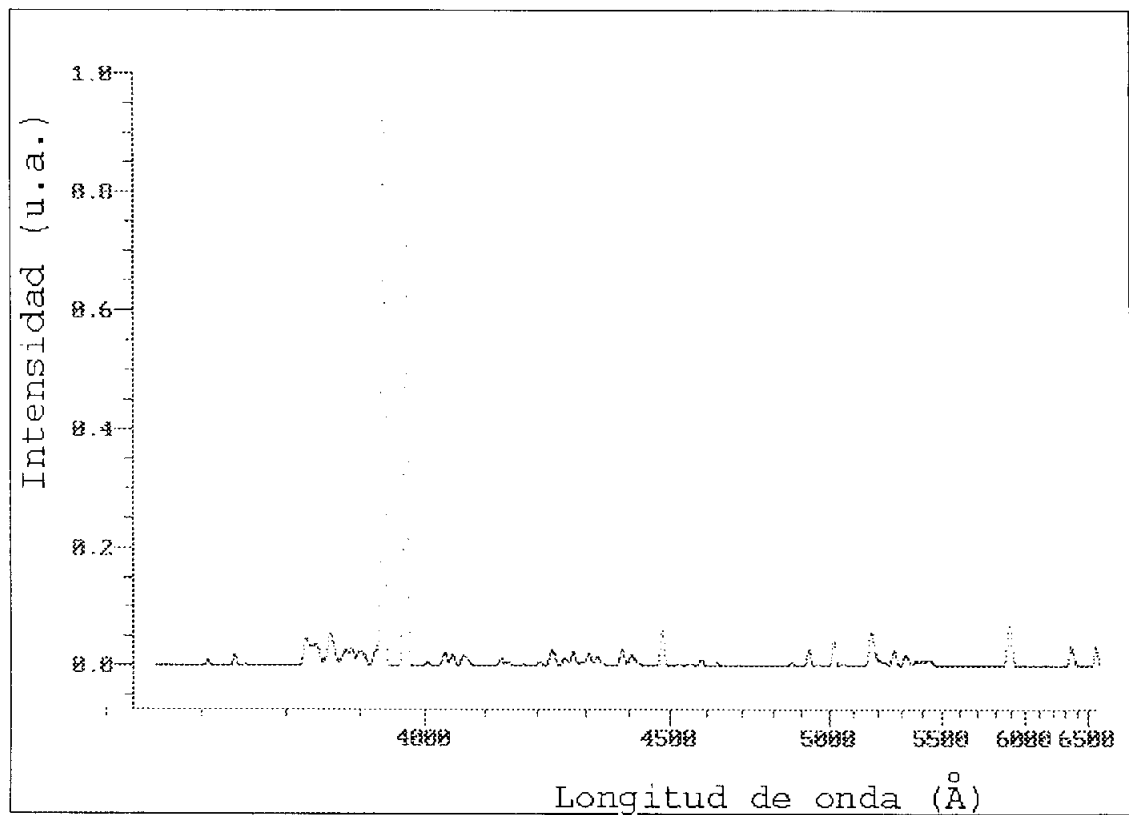
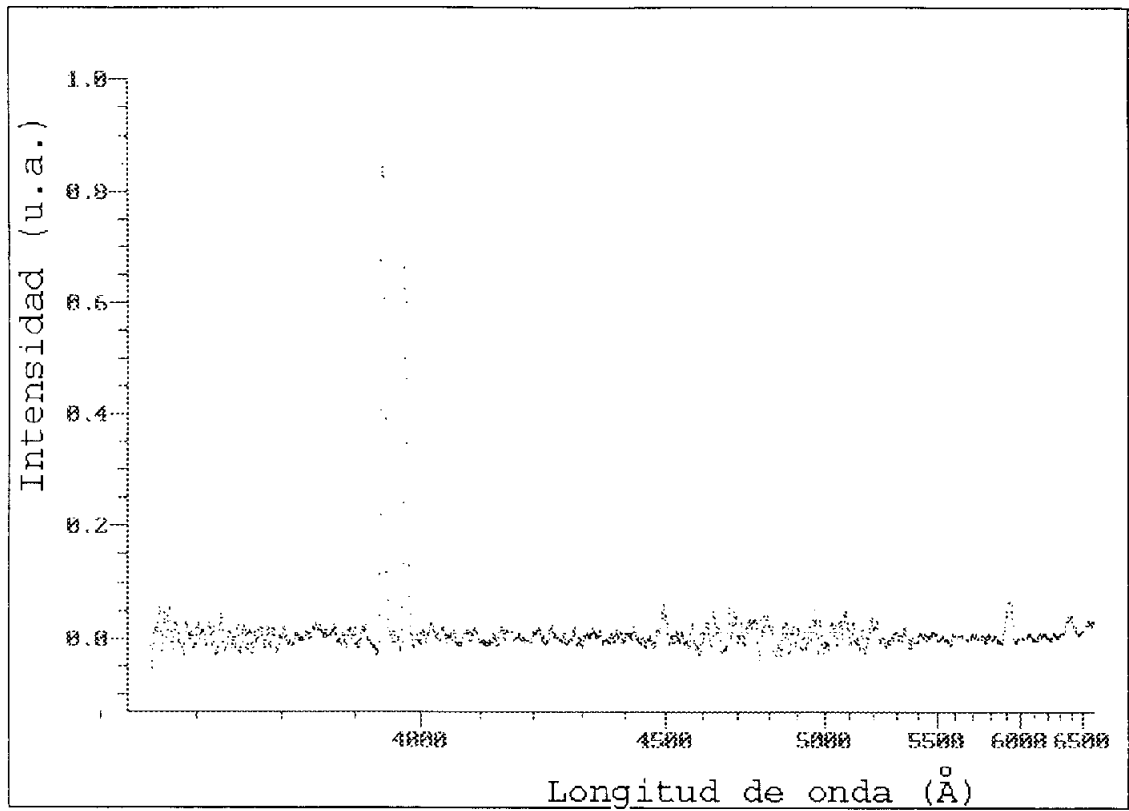


Figura A.2.33. Tramo Z del espectro SPO4.

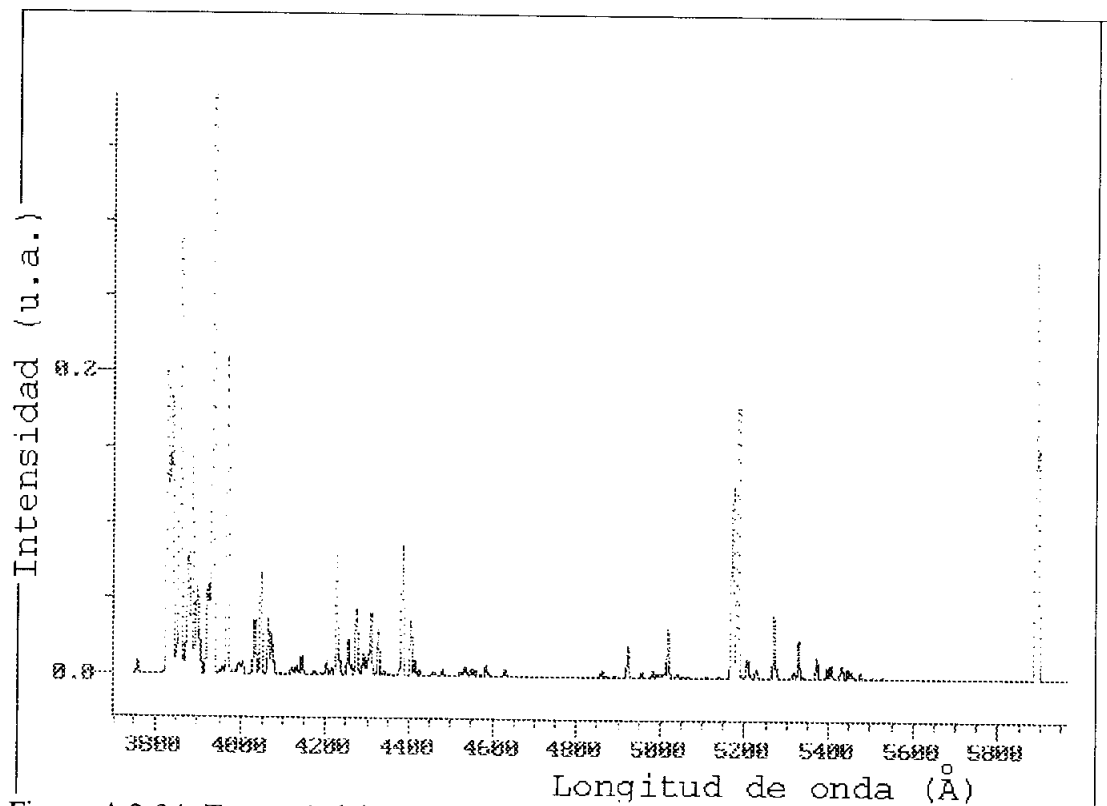
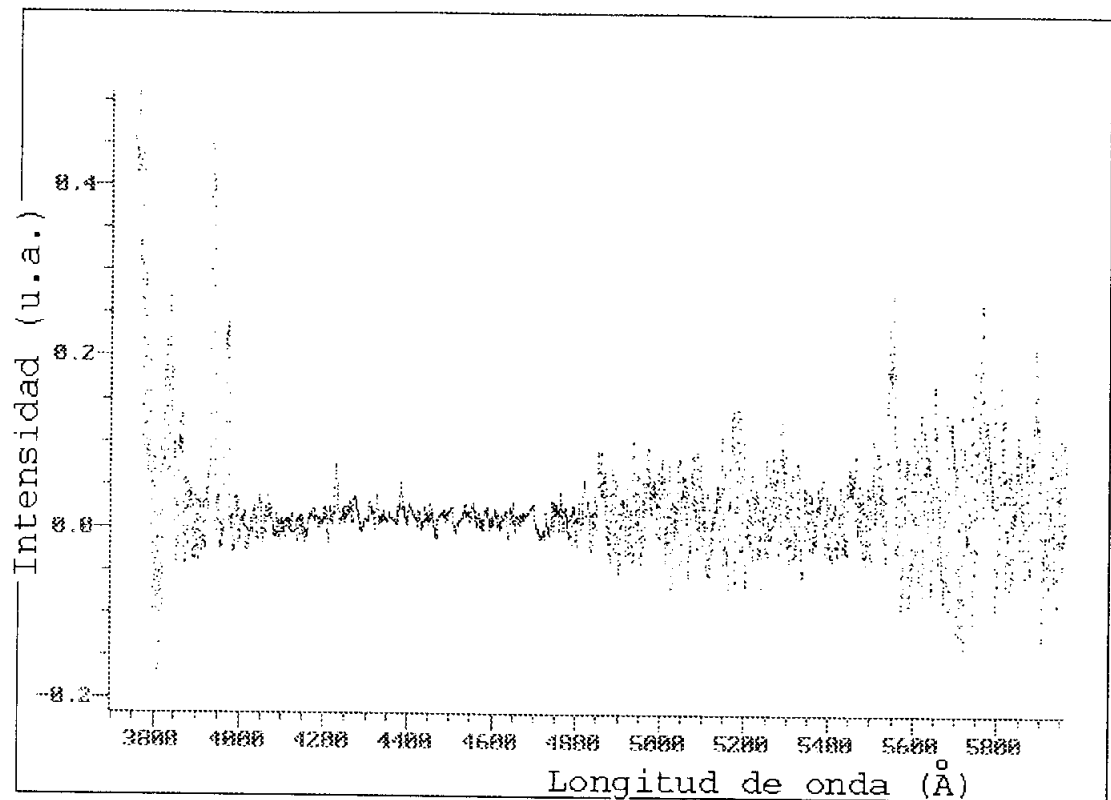


Figura A.2.34. Tramo A del espectro GEM.

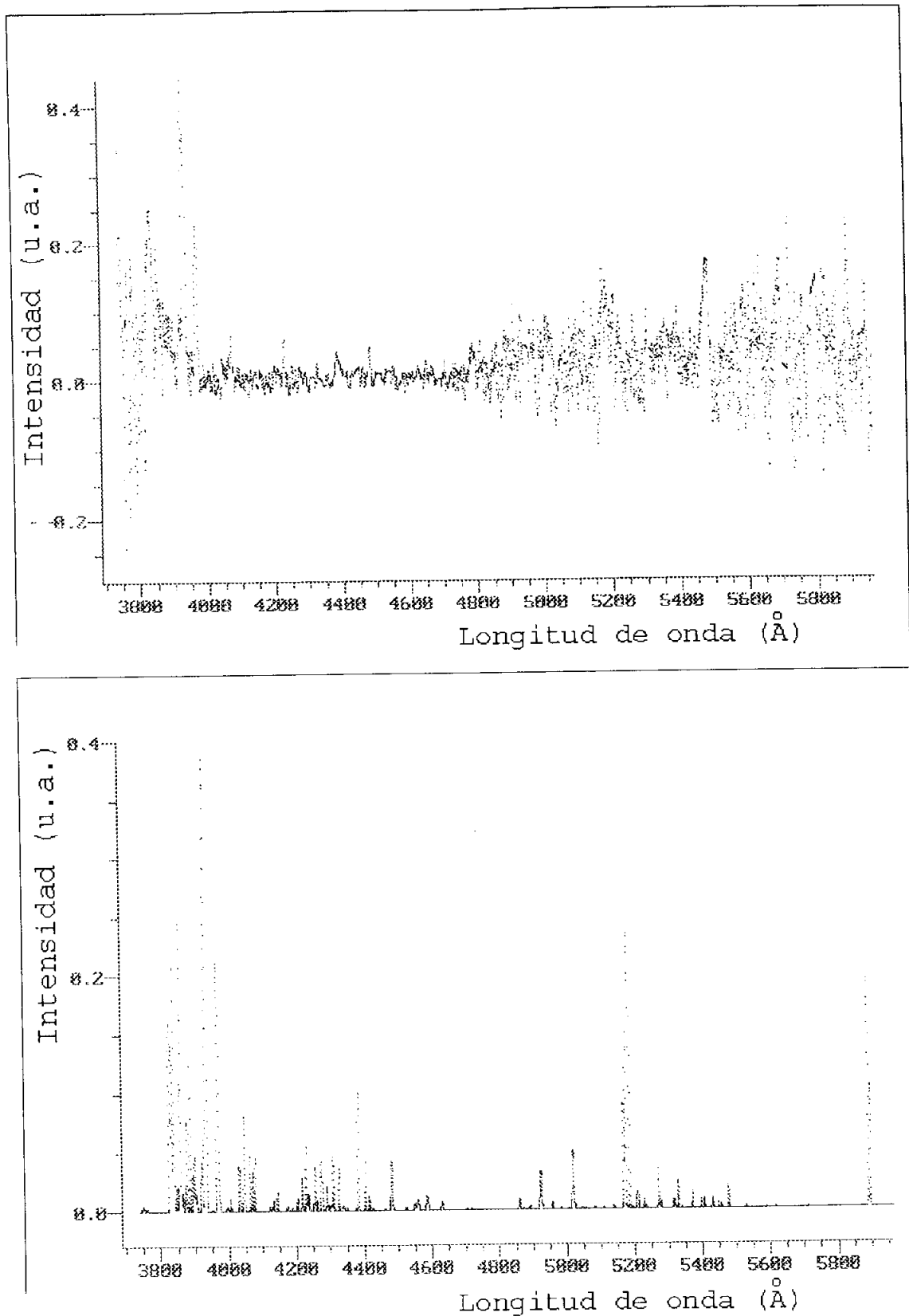


Figura A.2.35. Tramo B del espectro GEM.

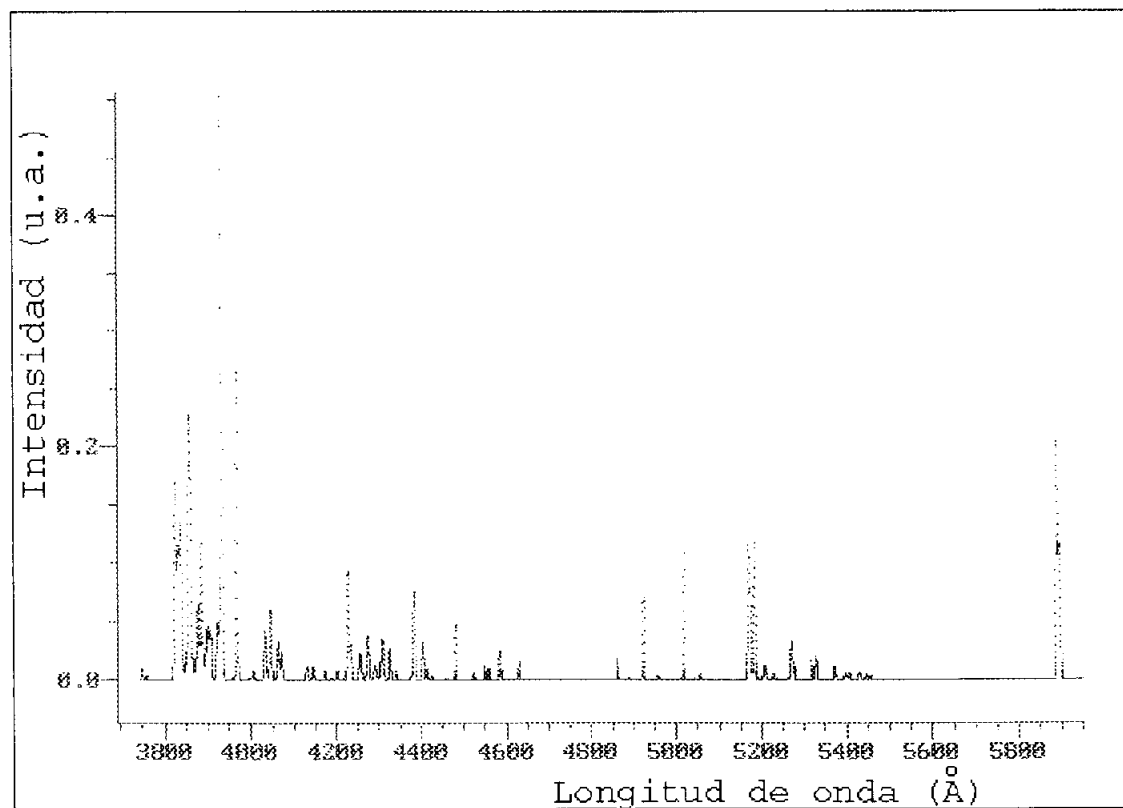
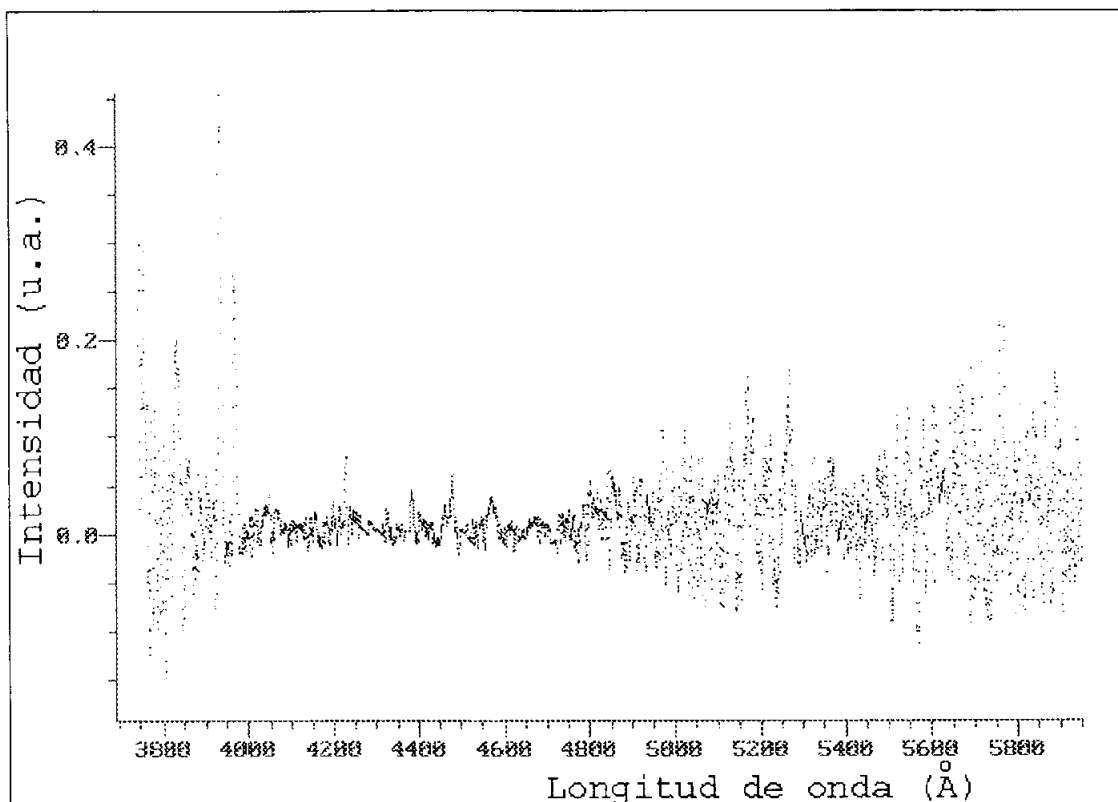


Figura A.2.36. Tramo C del espectro GEM.

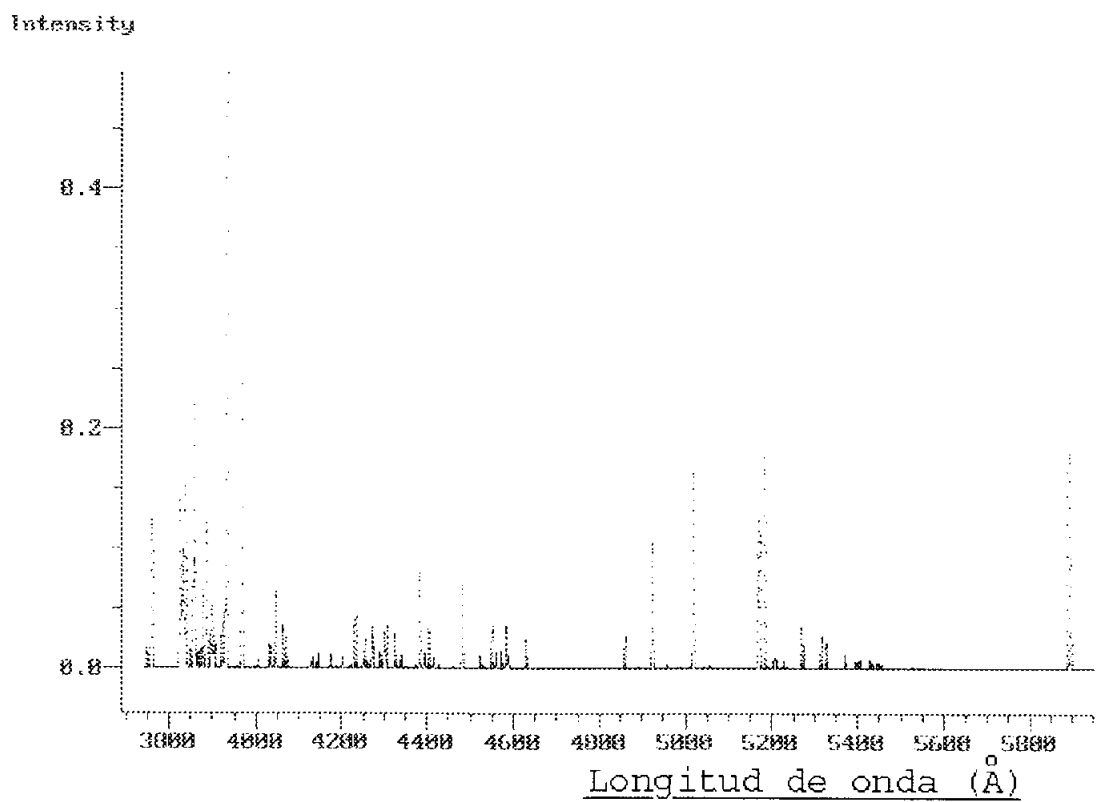
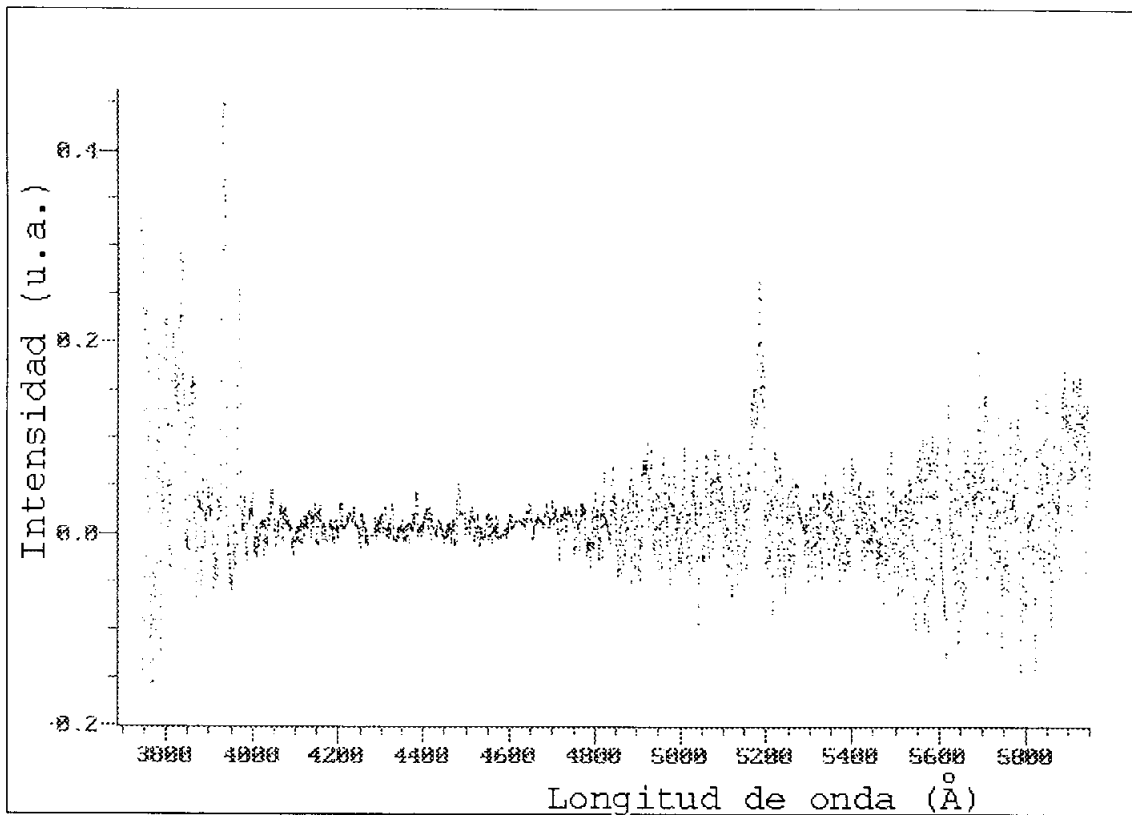


Figura A.2.37. Tramo D del espectro GEM.

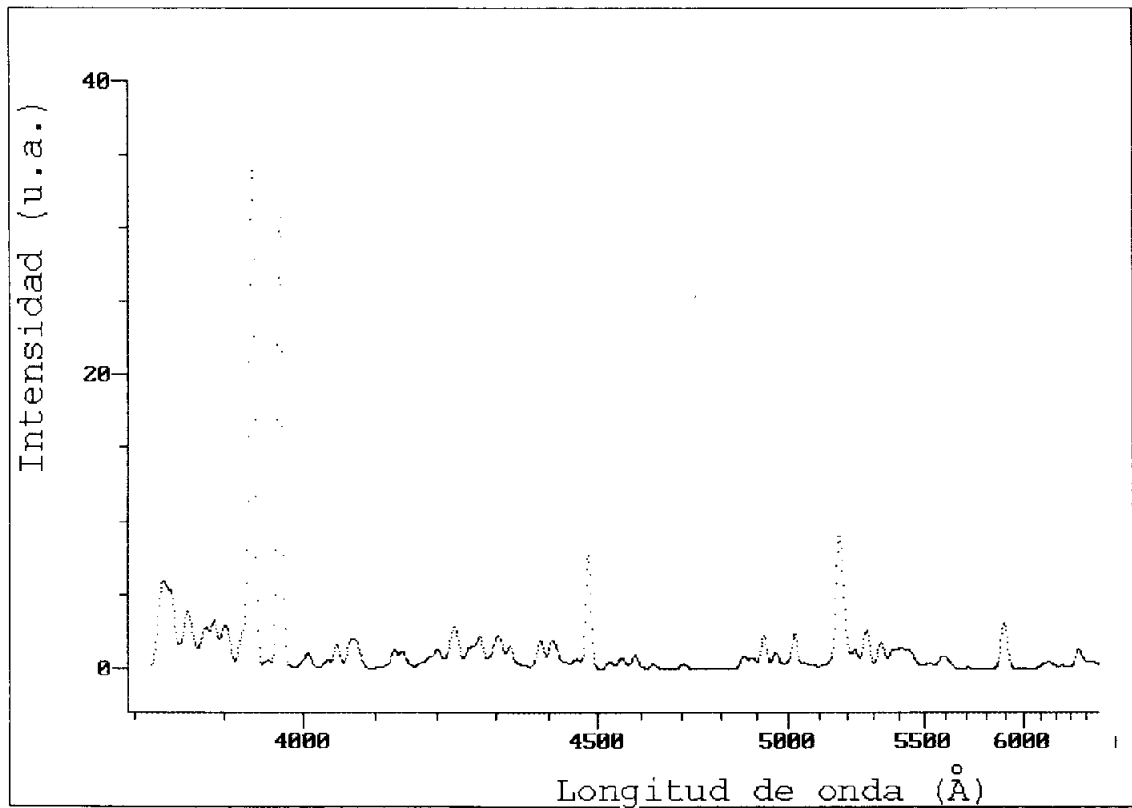
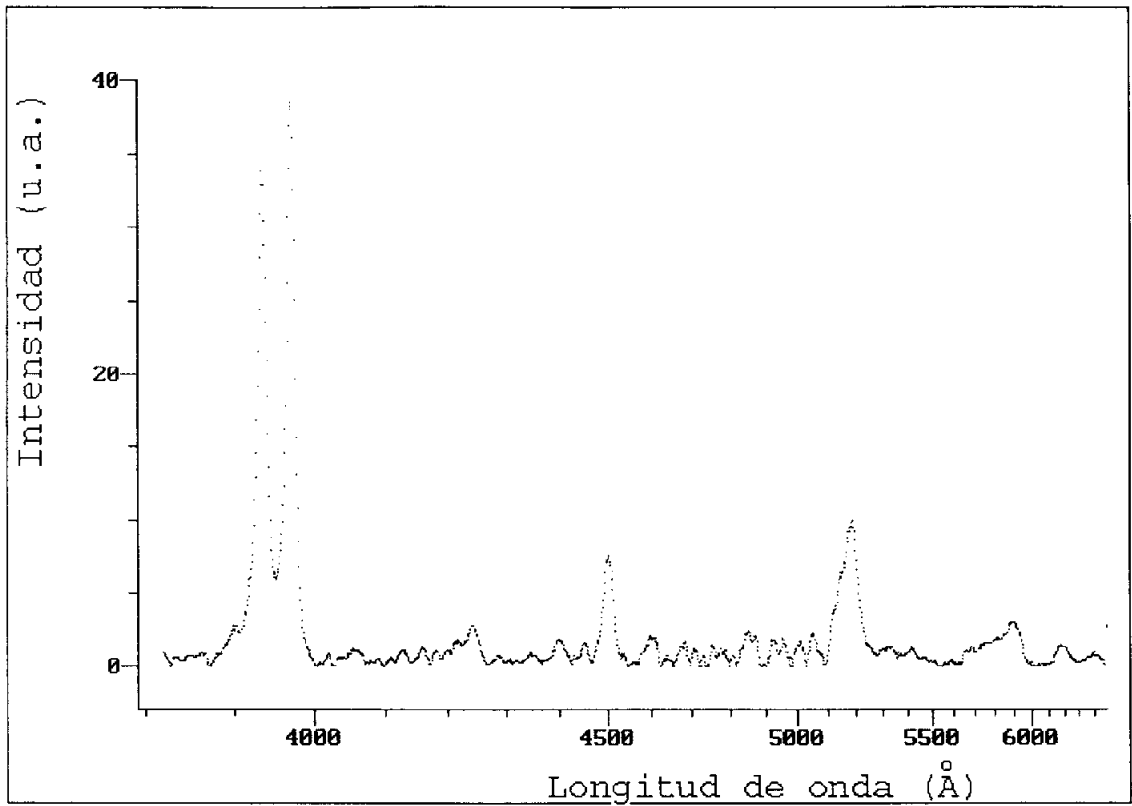


Figura A.2.38. Tramo A del espectro LEO.

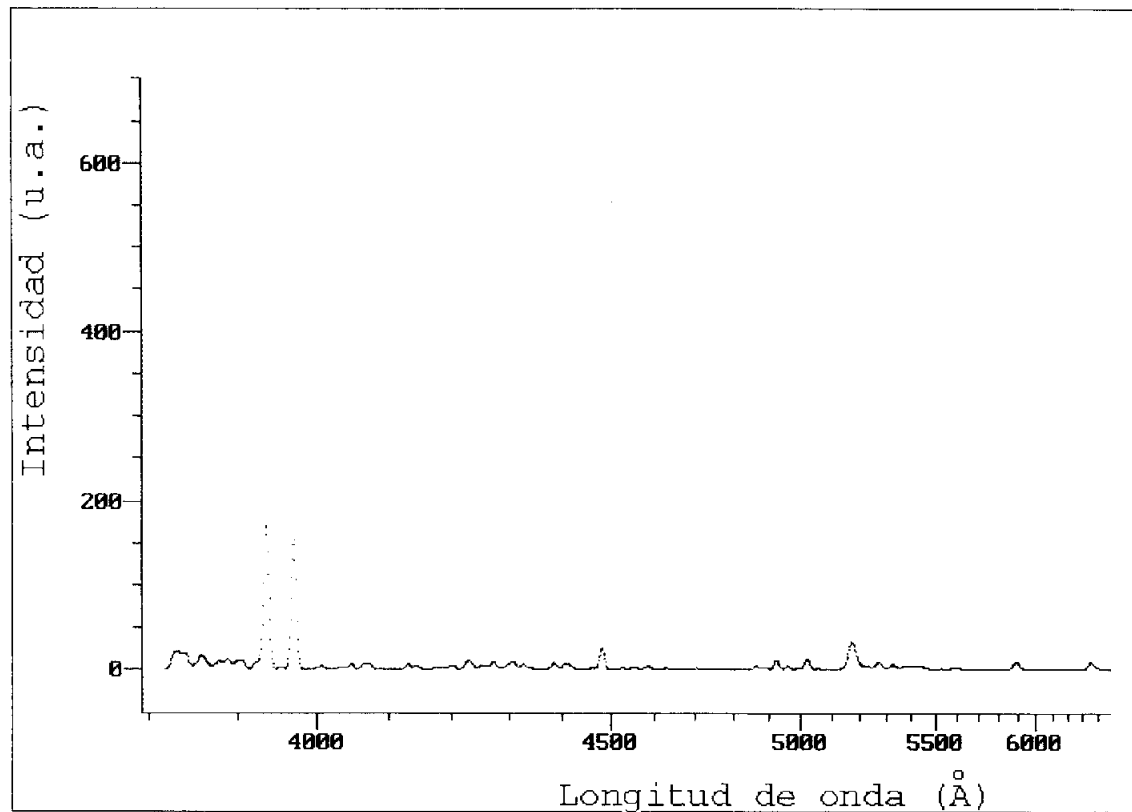
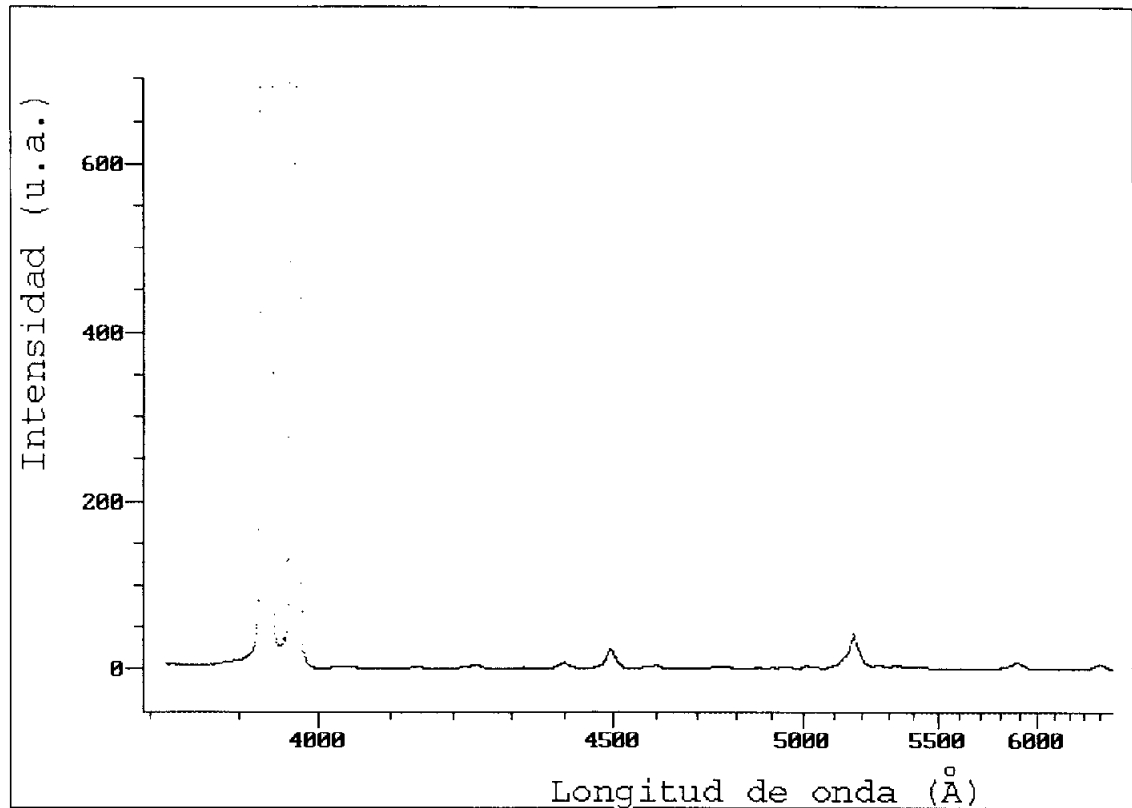


Figura A.2.39. Tramo B del espectro LEO.

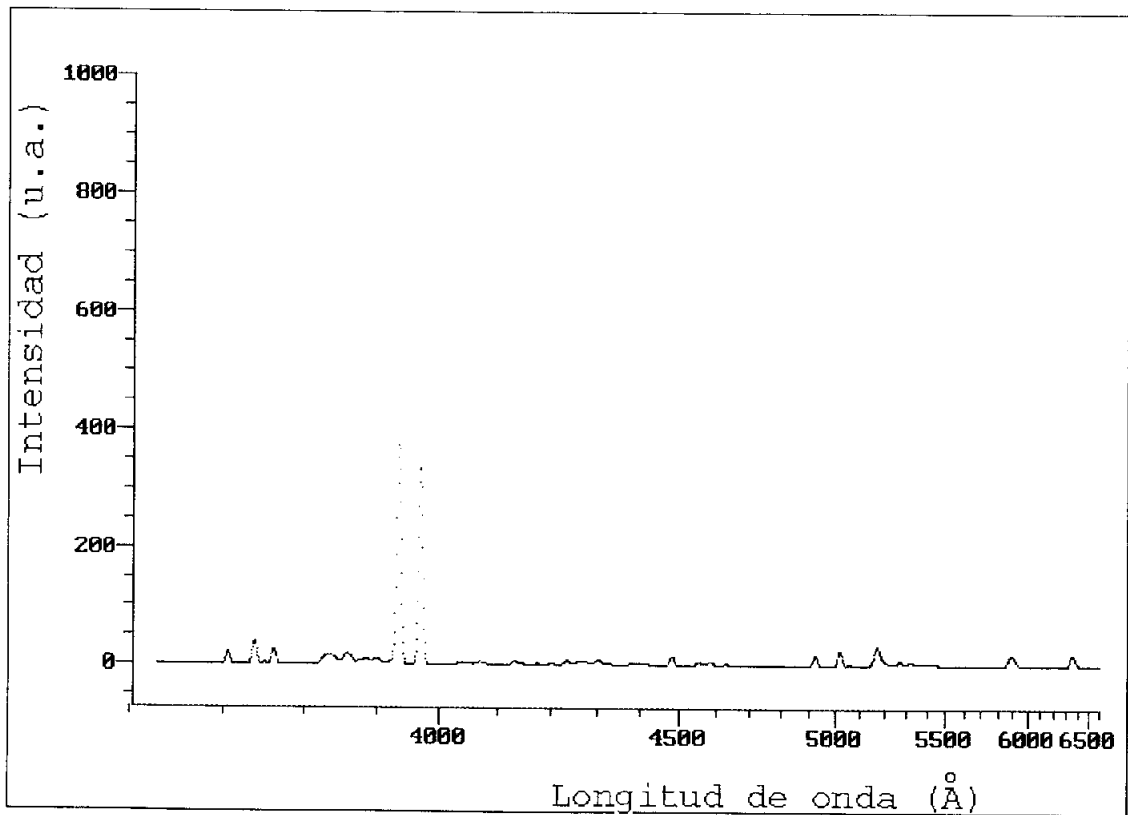
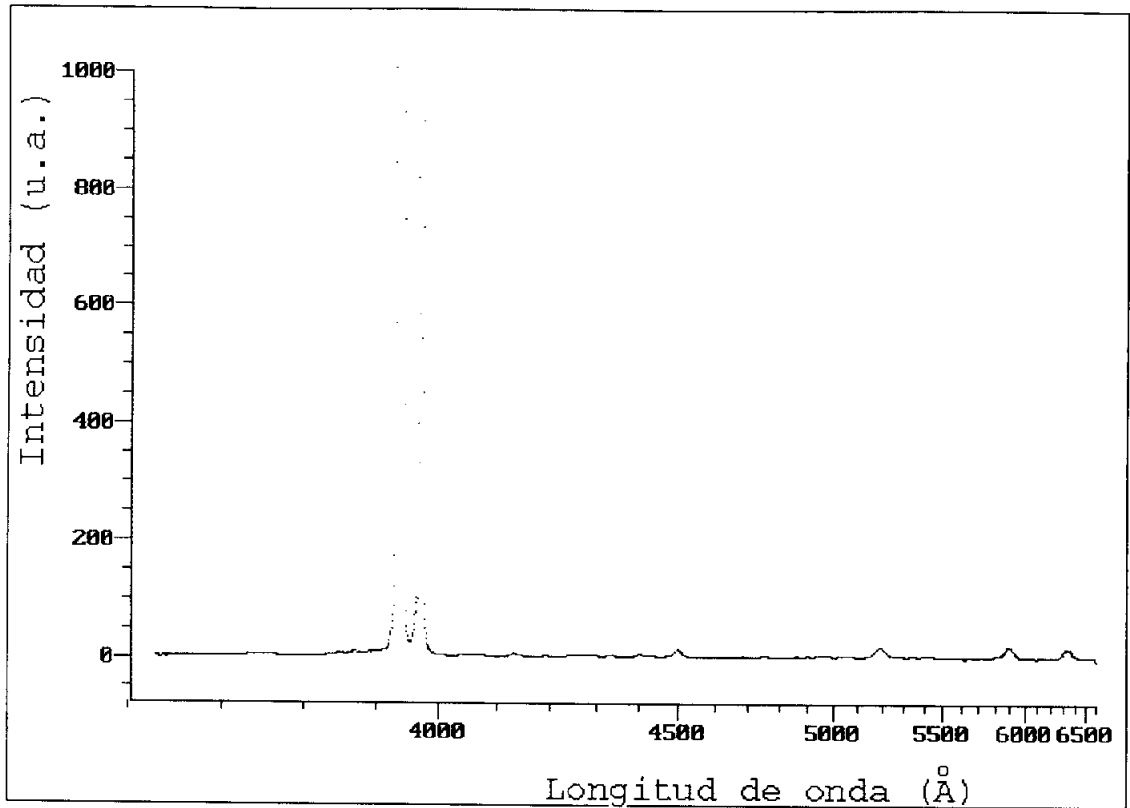


Figura A.2.40. Tramo H del espectro LEO.

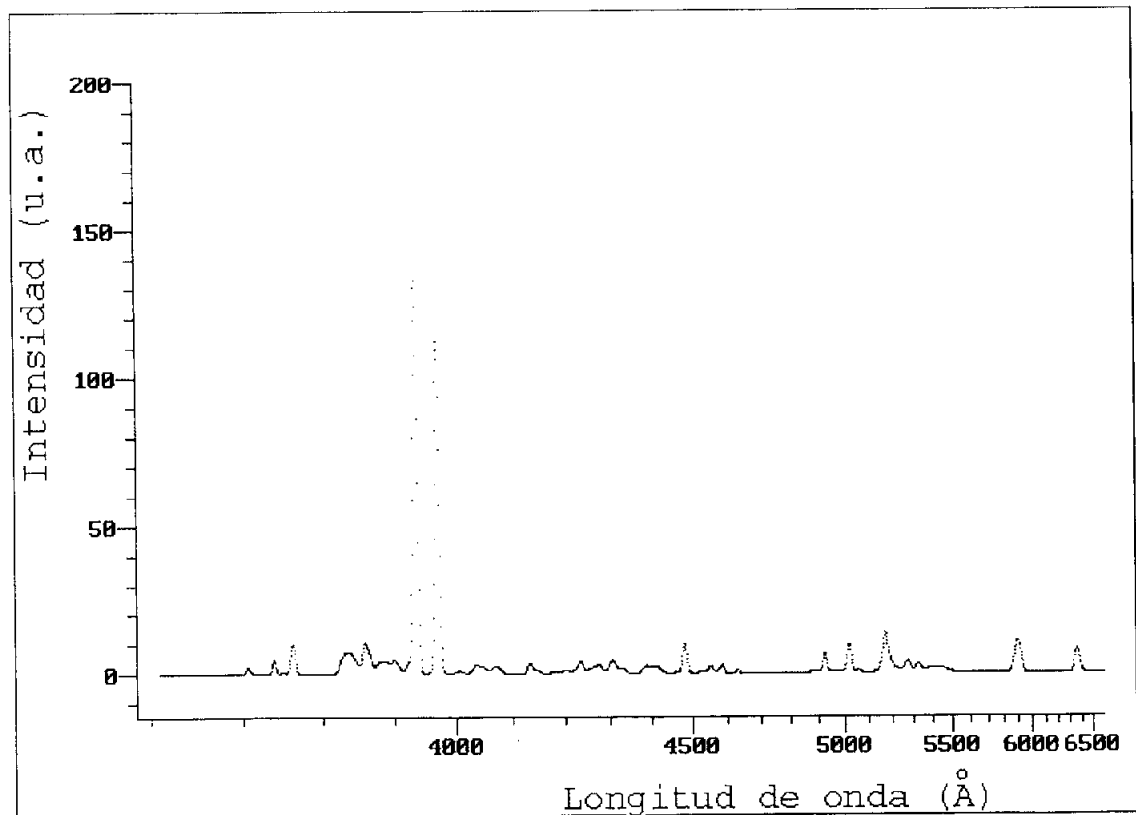
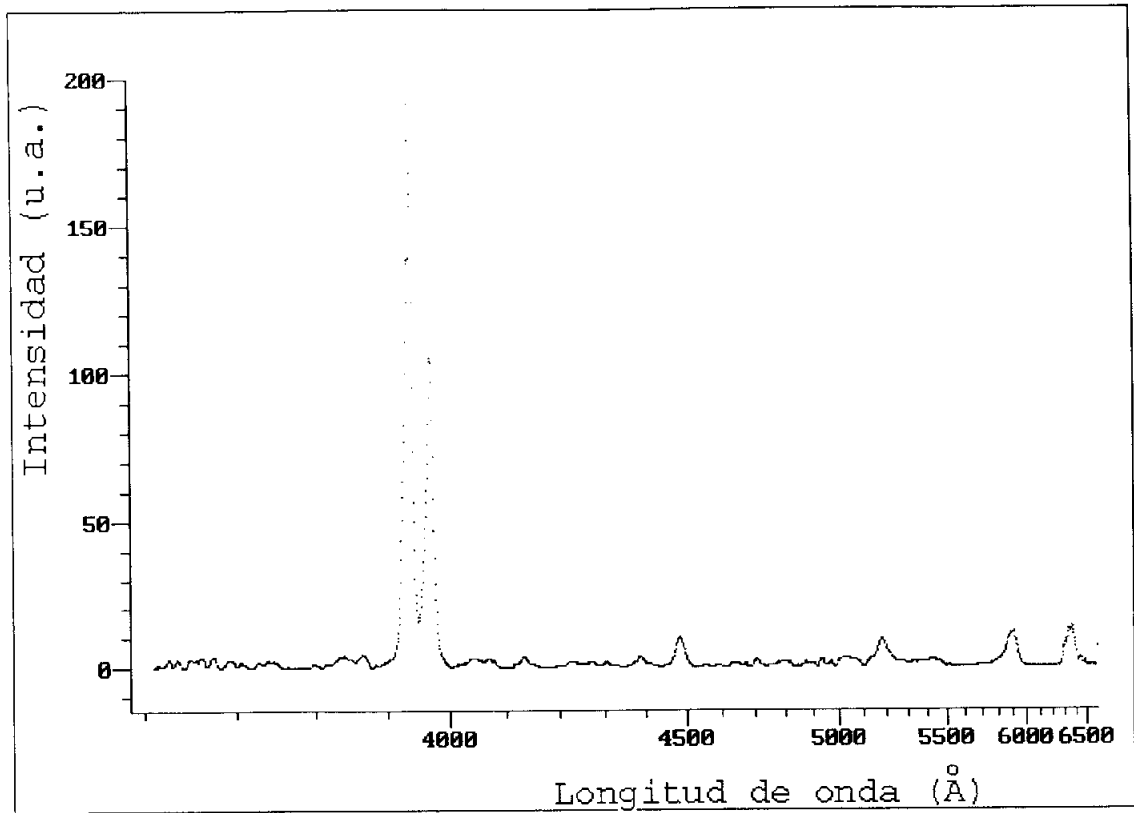


Figura A.2.41. Tramo I del espectro LEO.

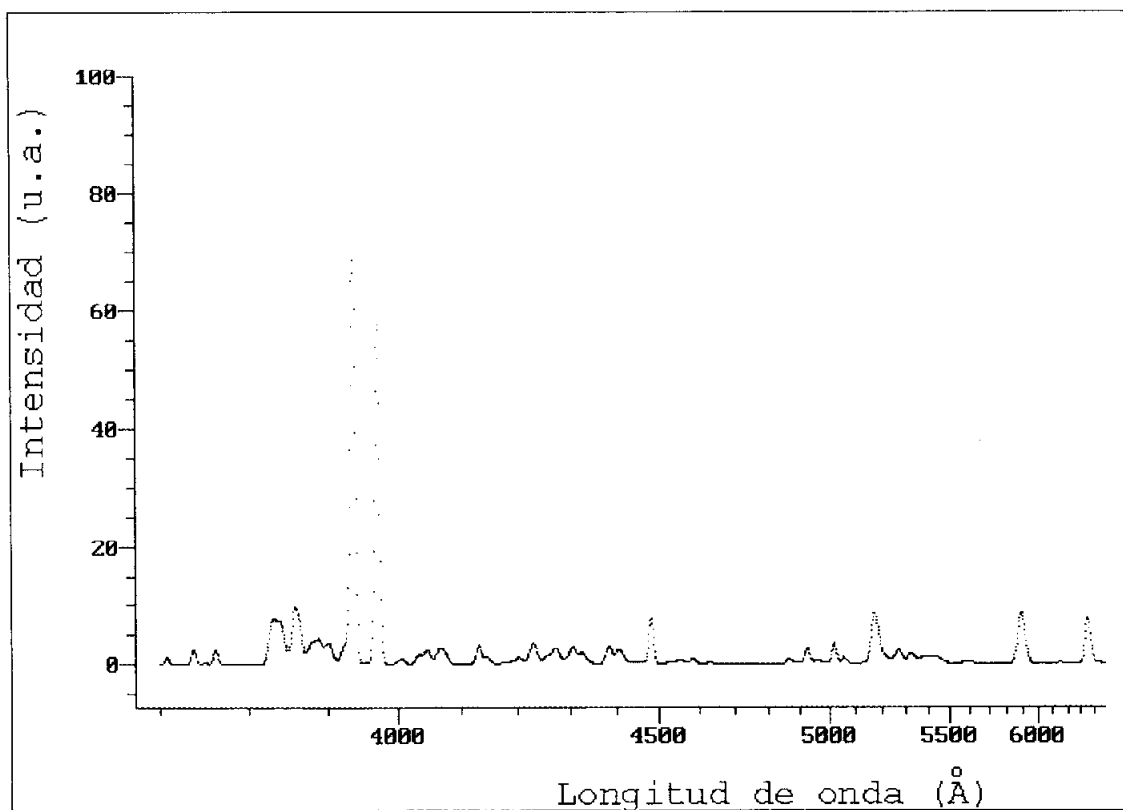
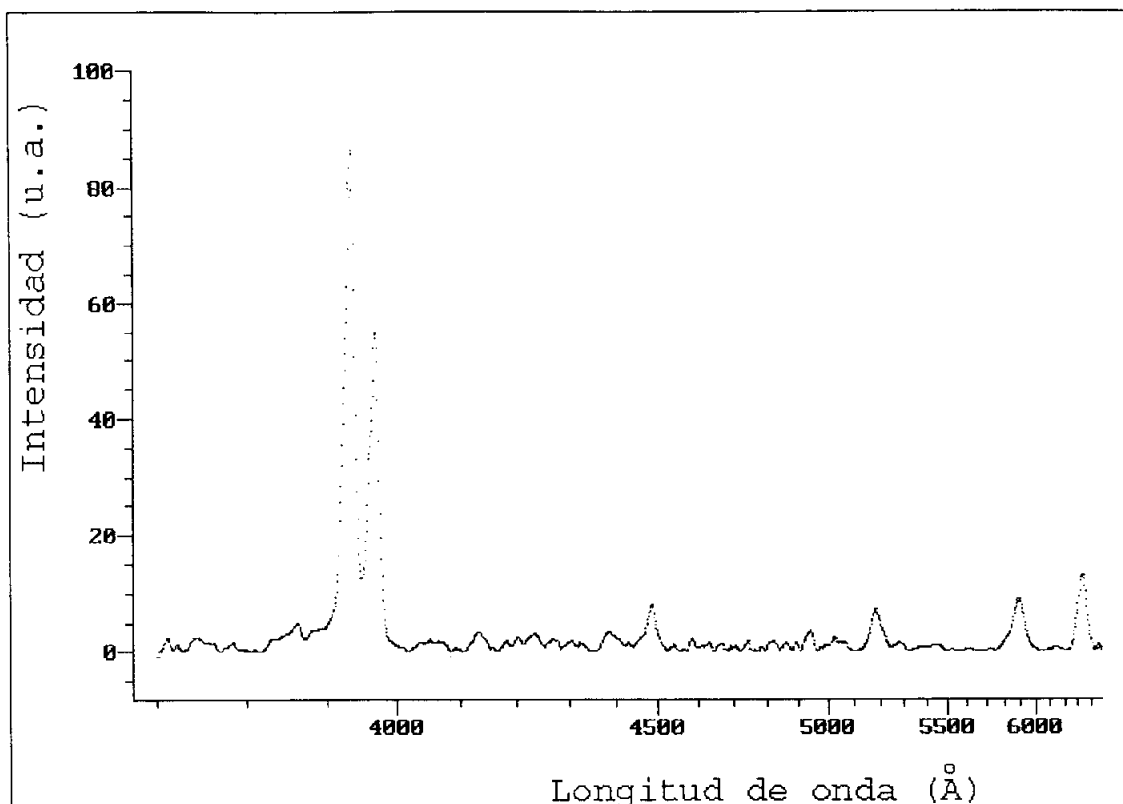


Figura A.2.42. Tramo J del espectro LEO.

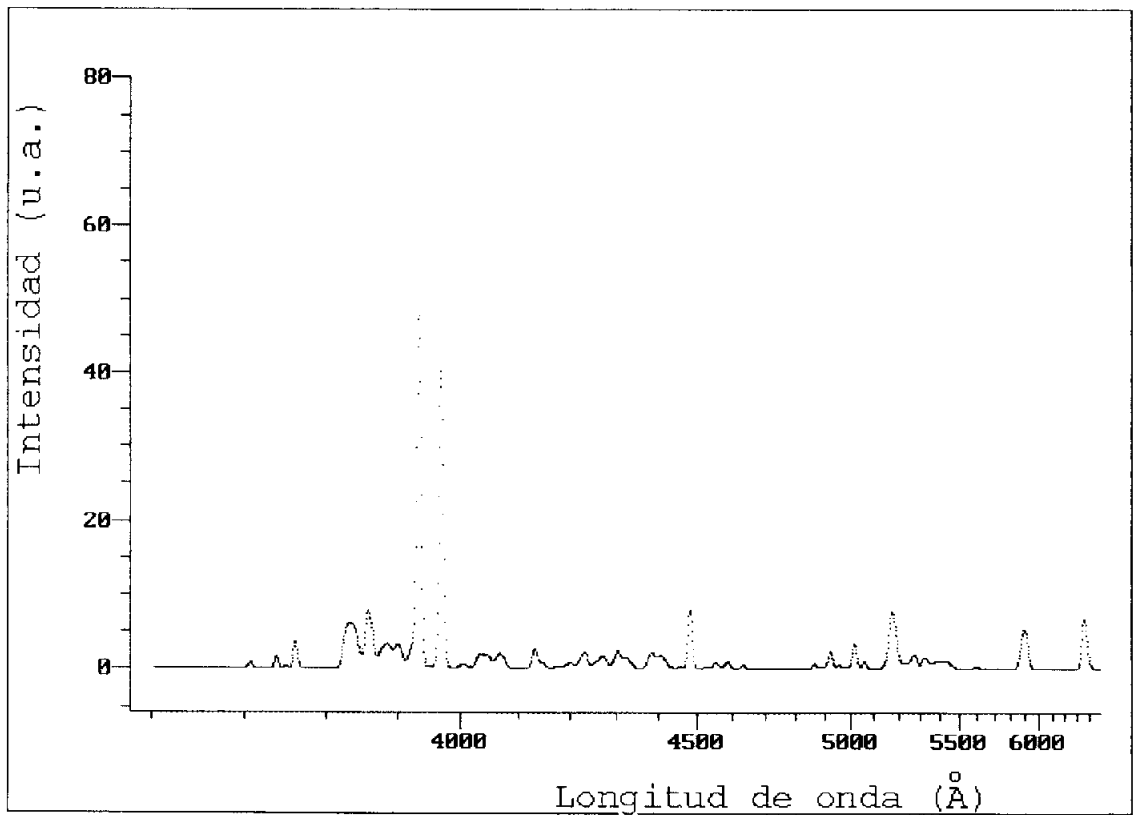
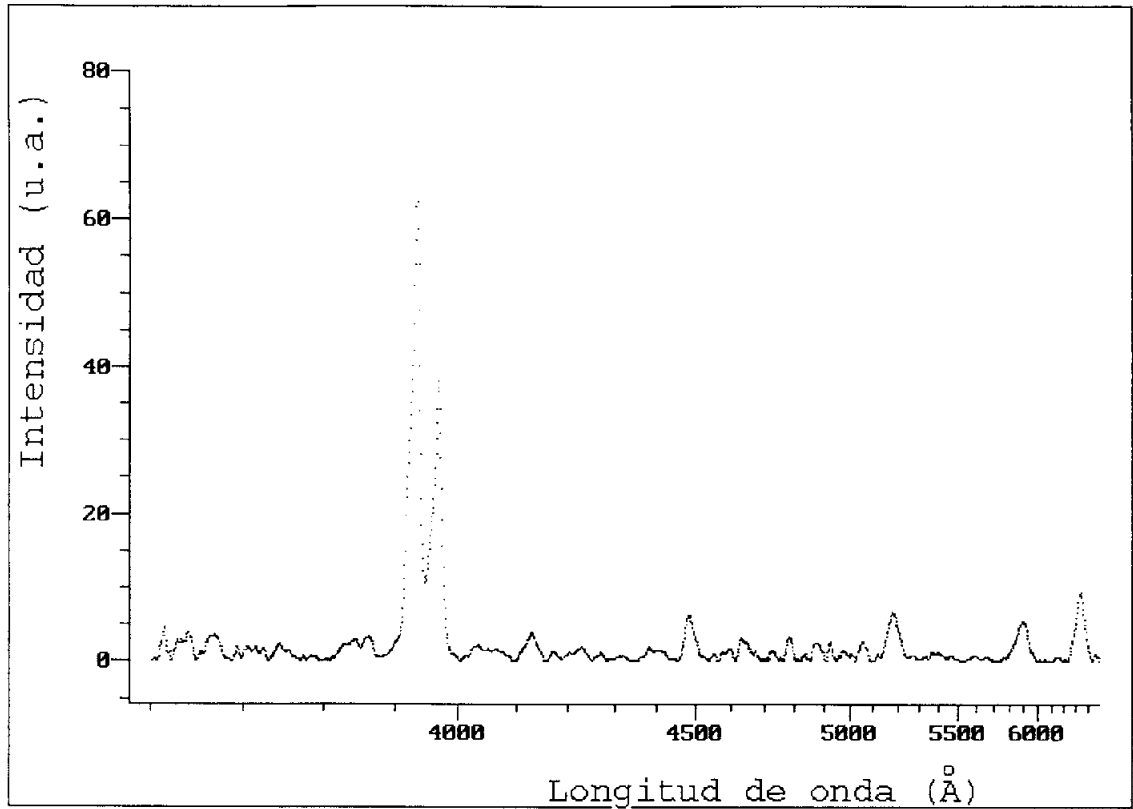


Figura A.2.43. Tramo K del espectro LEO.

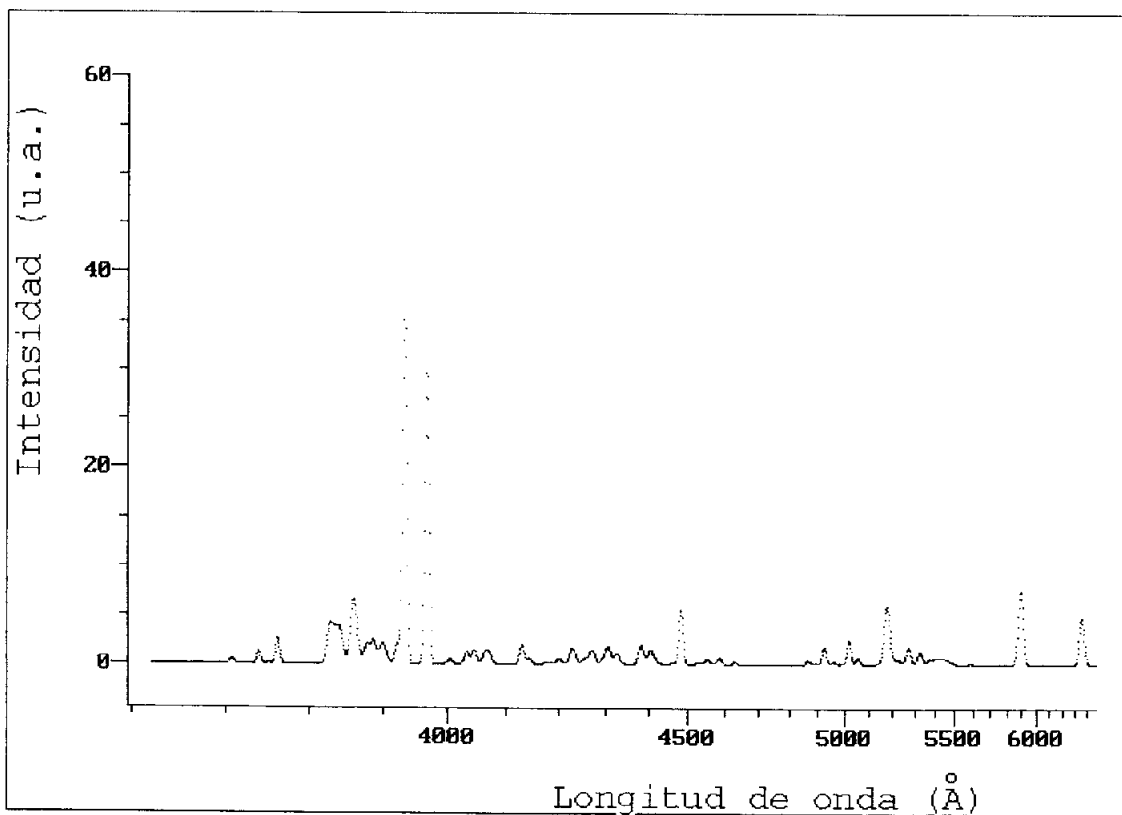
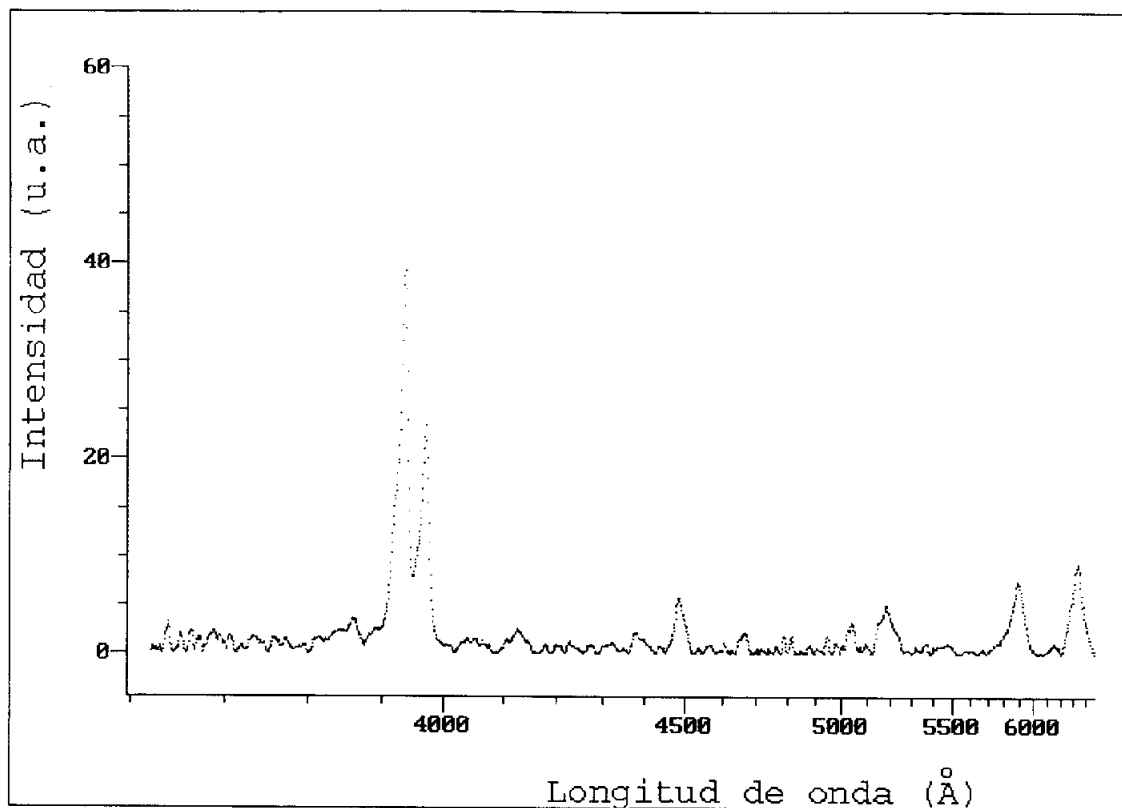


Figura A.2.44. Tramo L del espectro LEO.

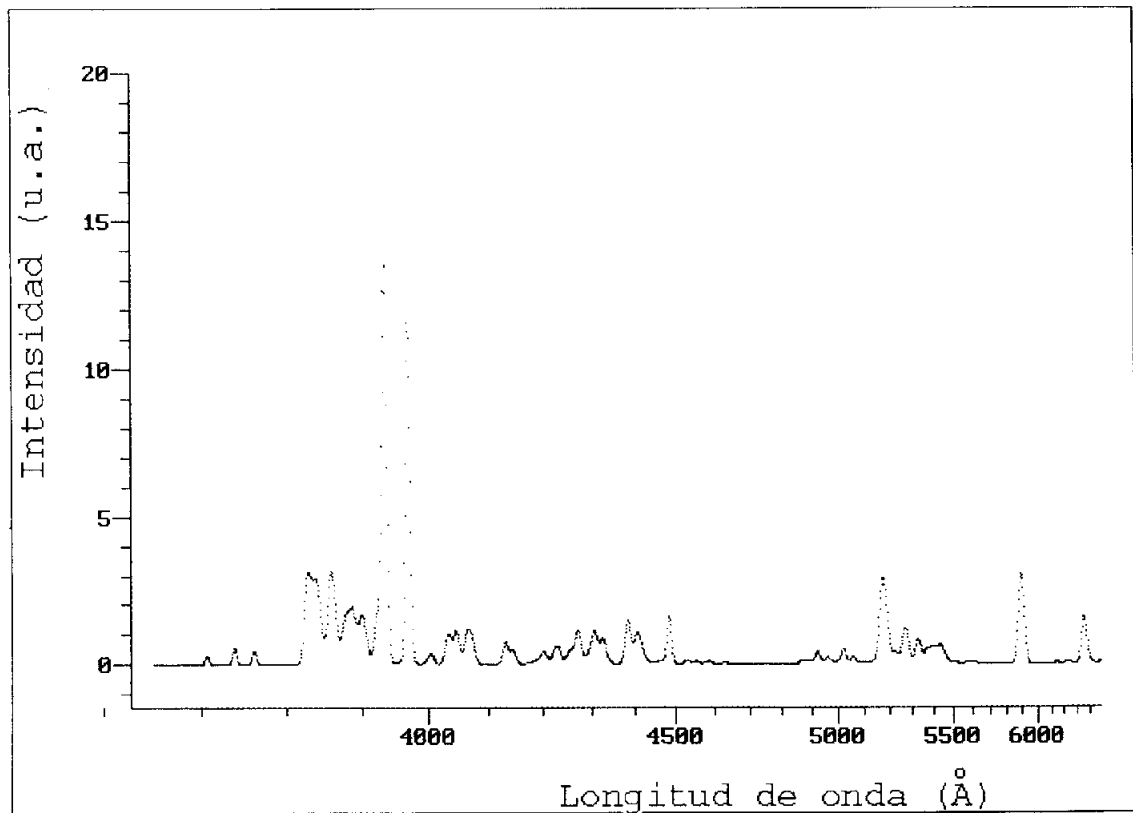
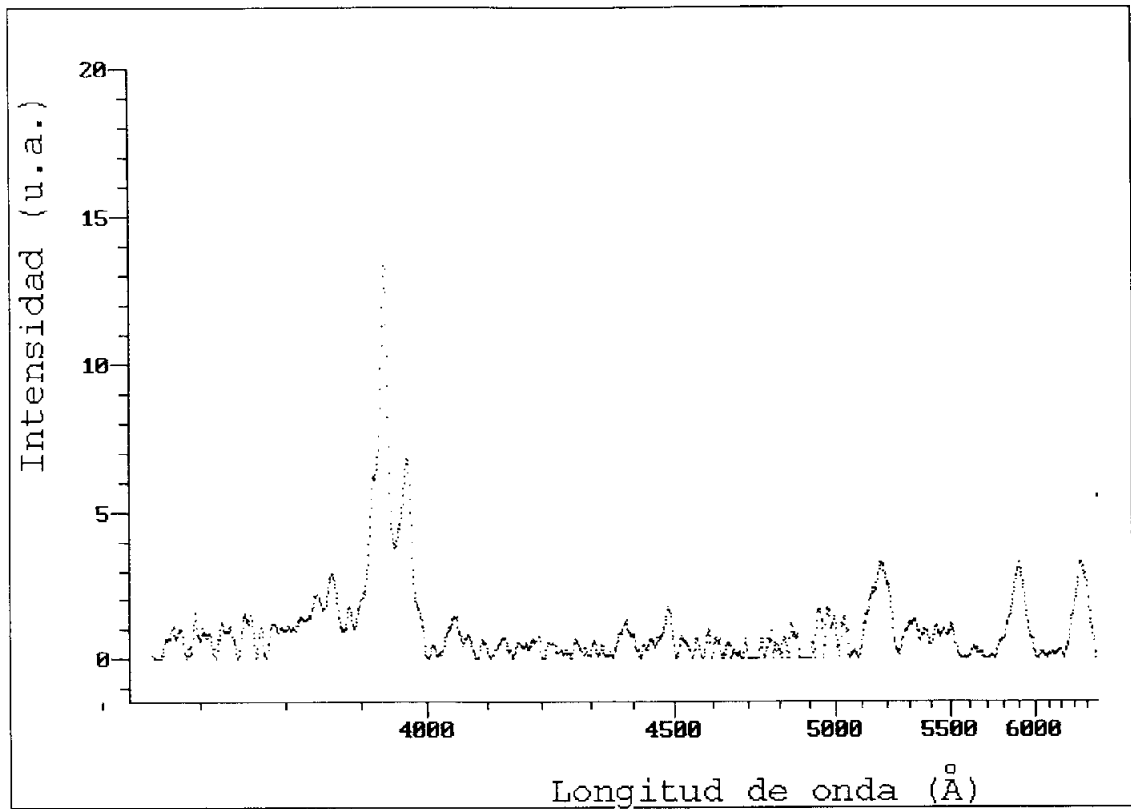


Figura A.2.45. Tramo M del espectro LEO.

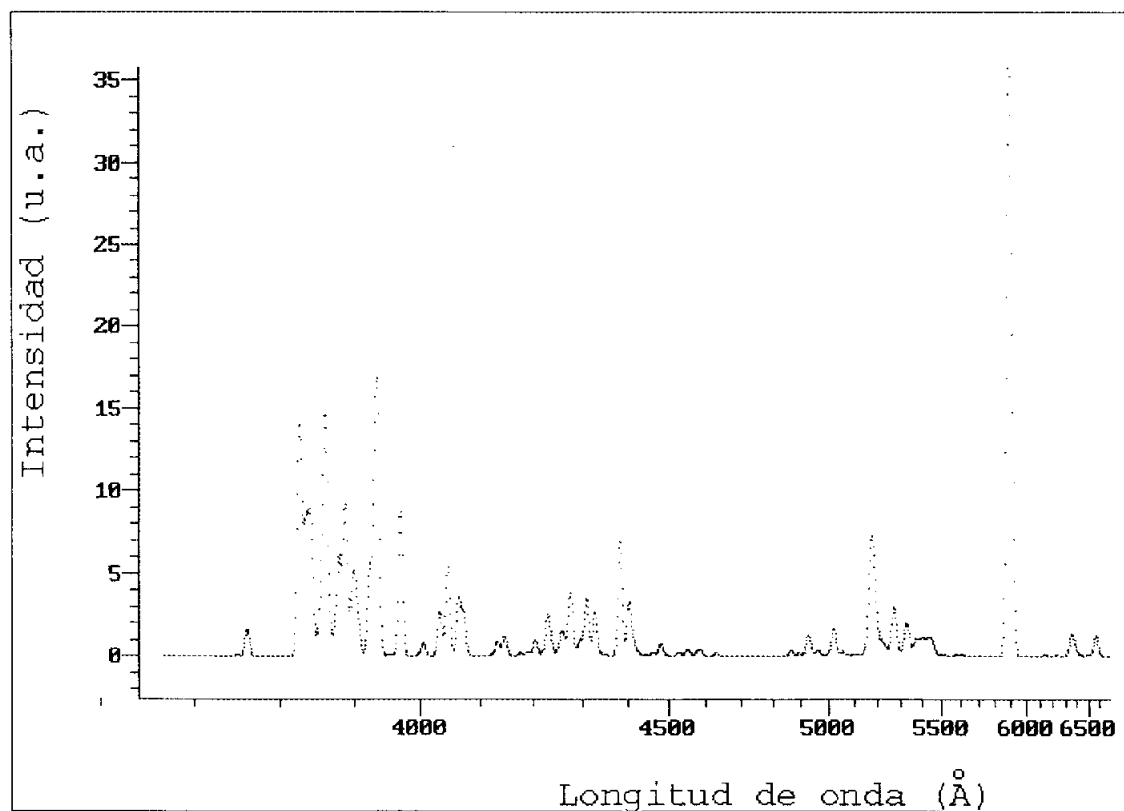
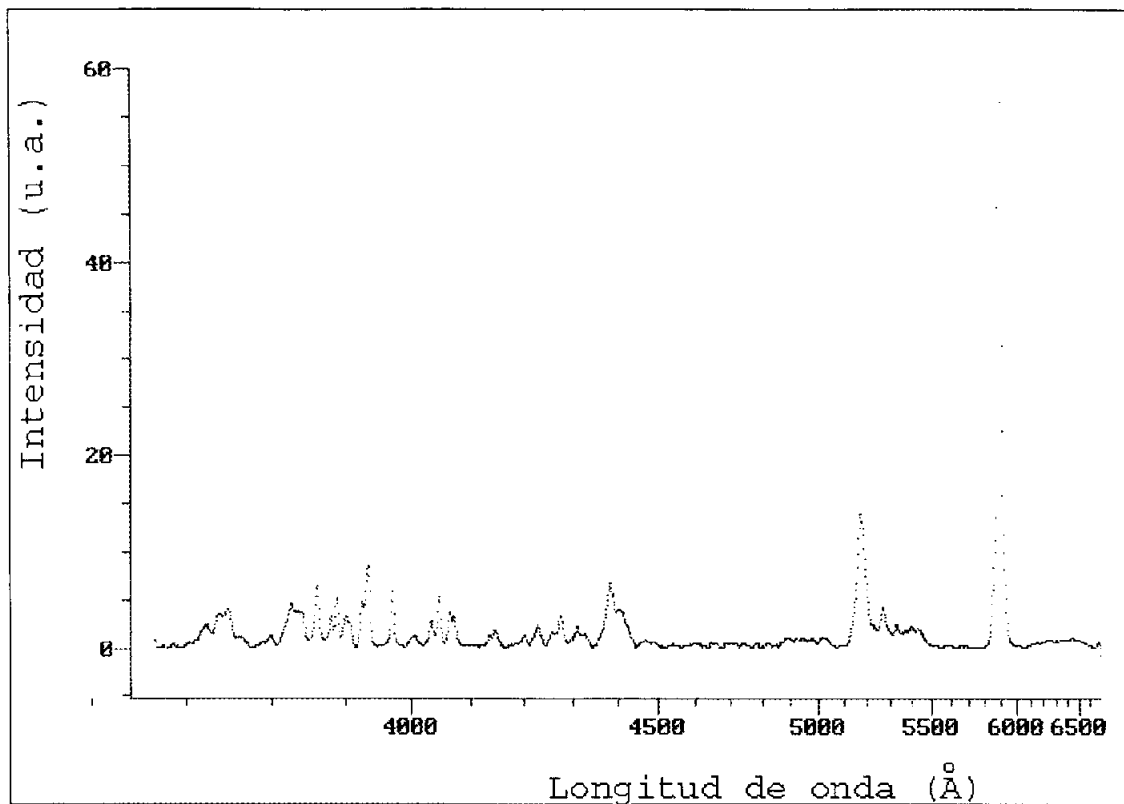


Figura A.2.46. Tramo A del espectro AND.

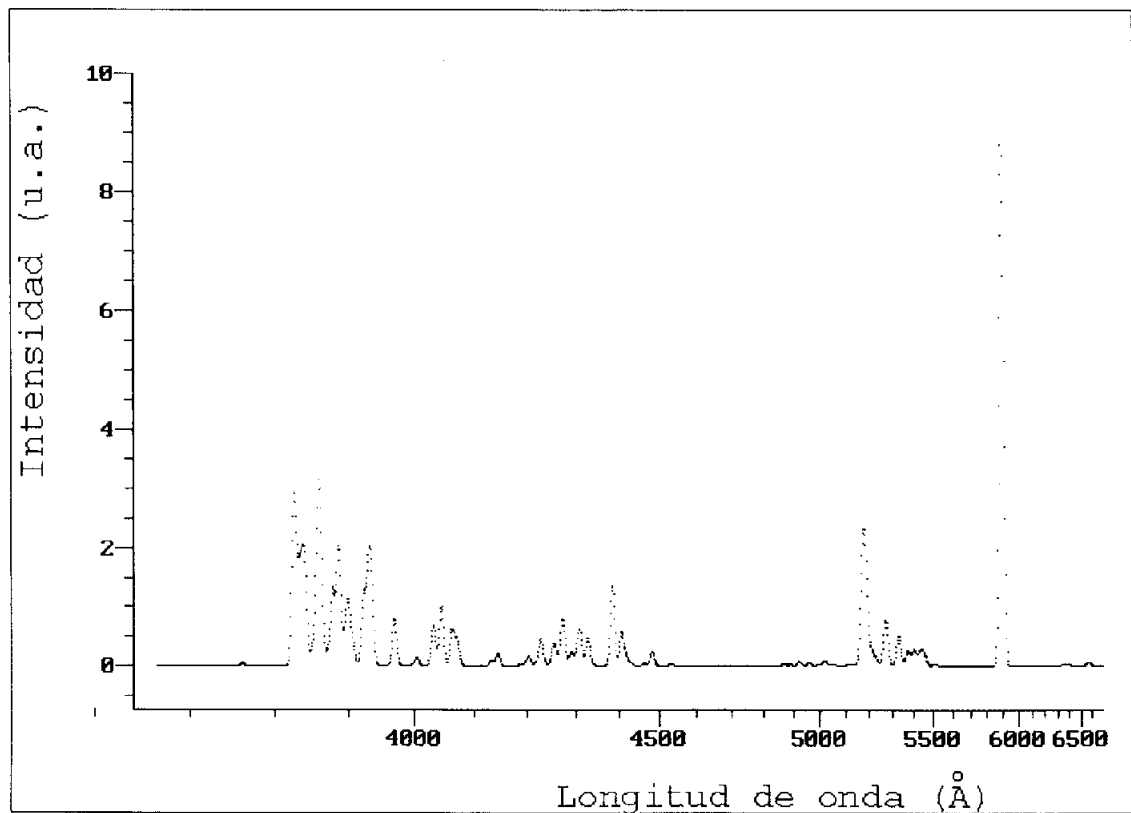
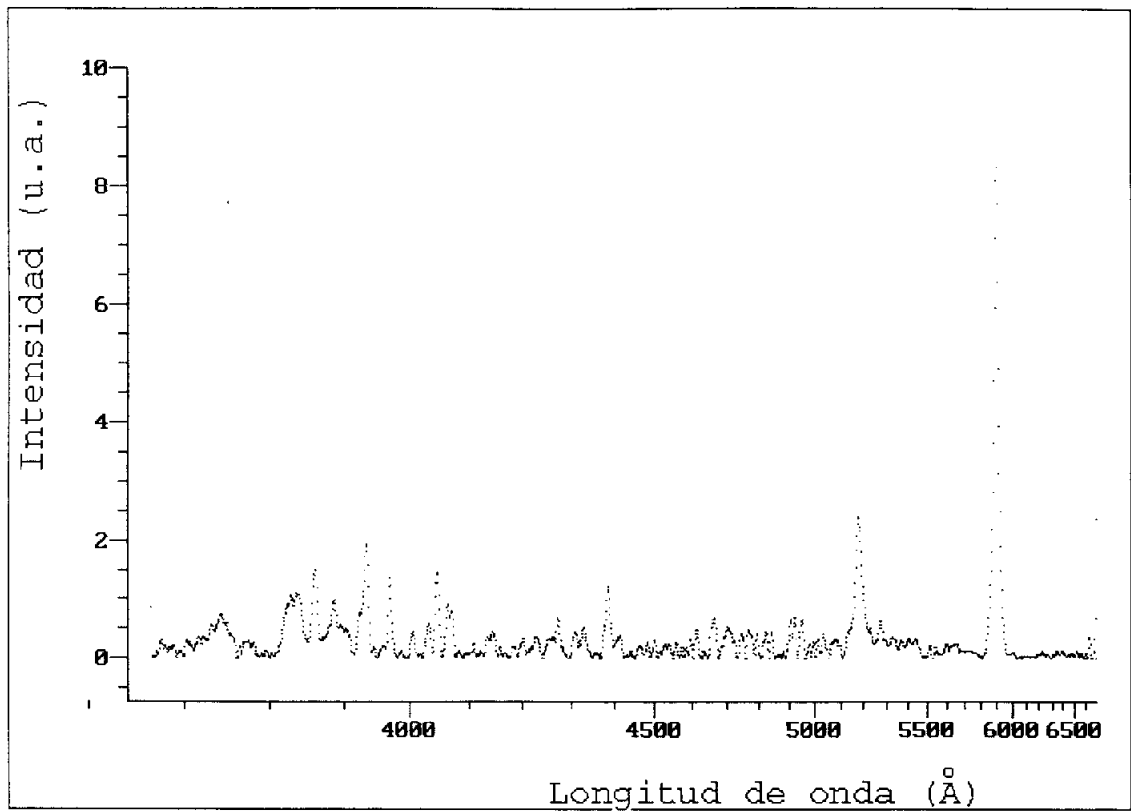


Figura A.2.47. Tramo B del espectro AND.

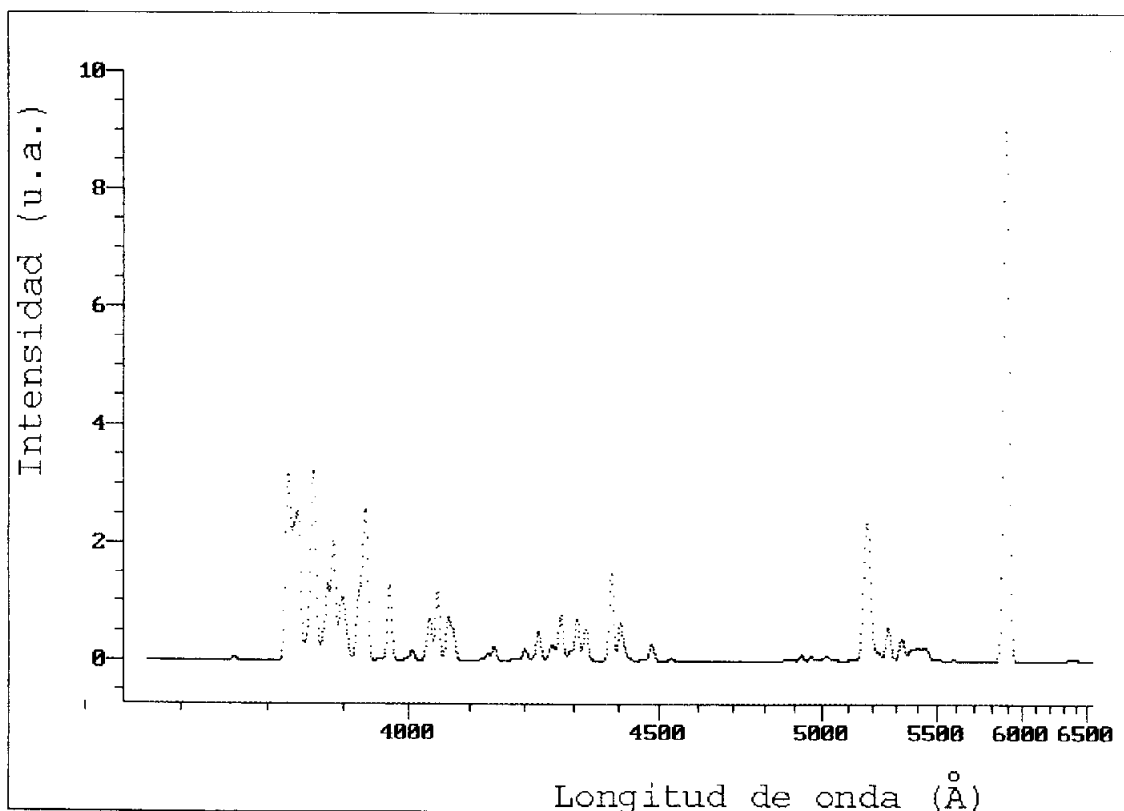
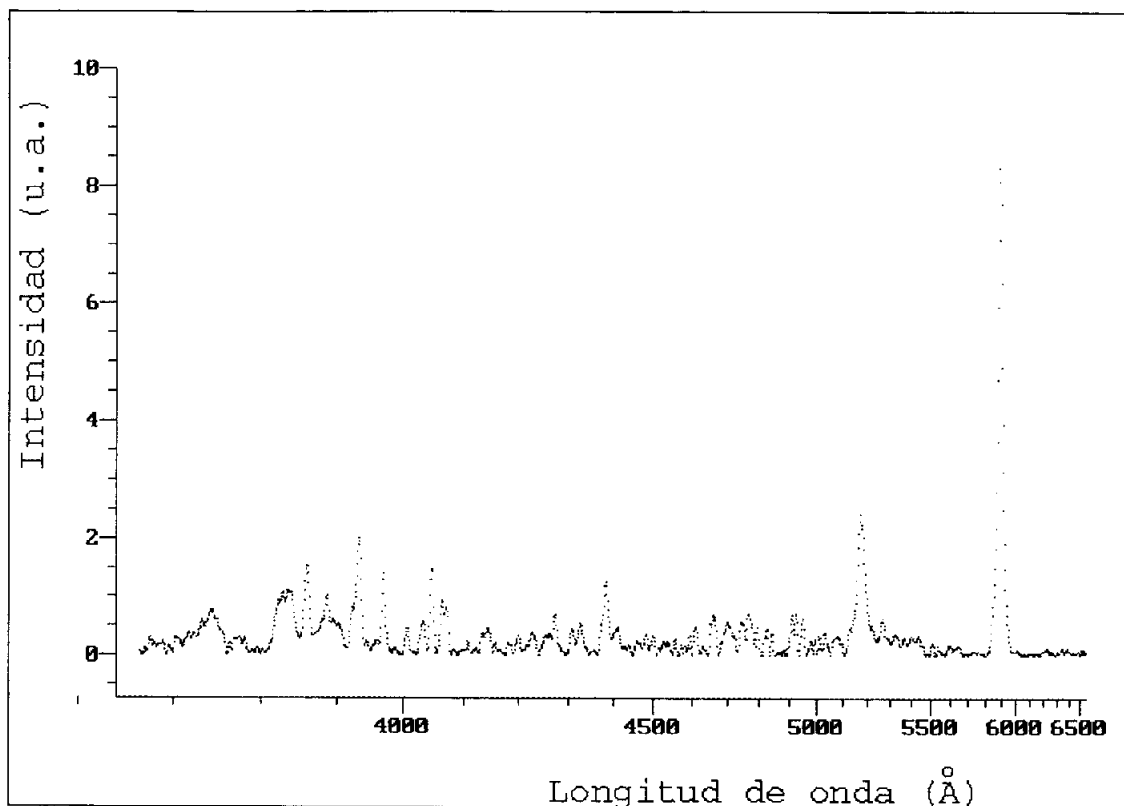


Figura A.2.48. Tramo C del espectro AND.

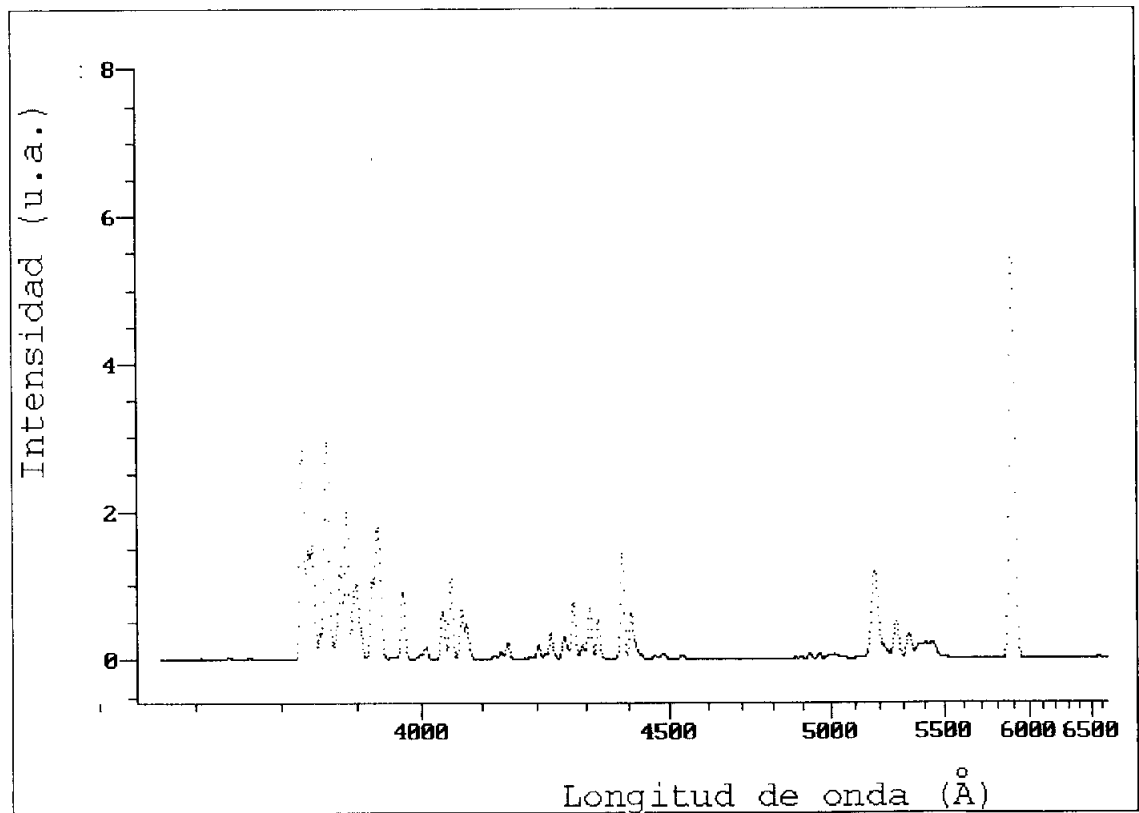
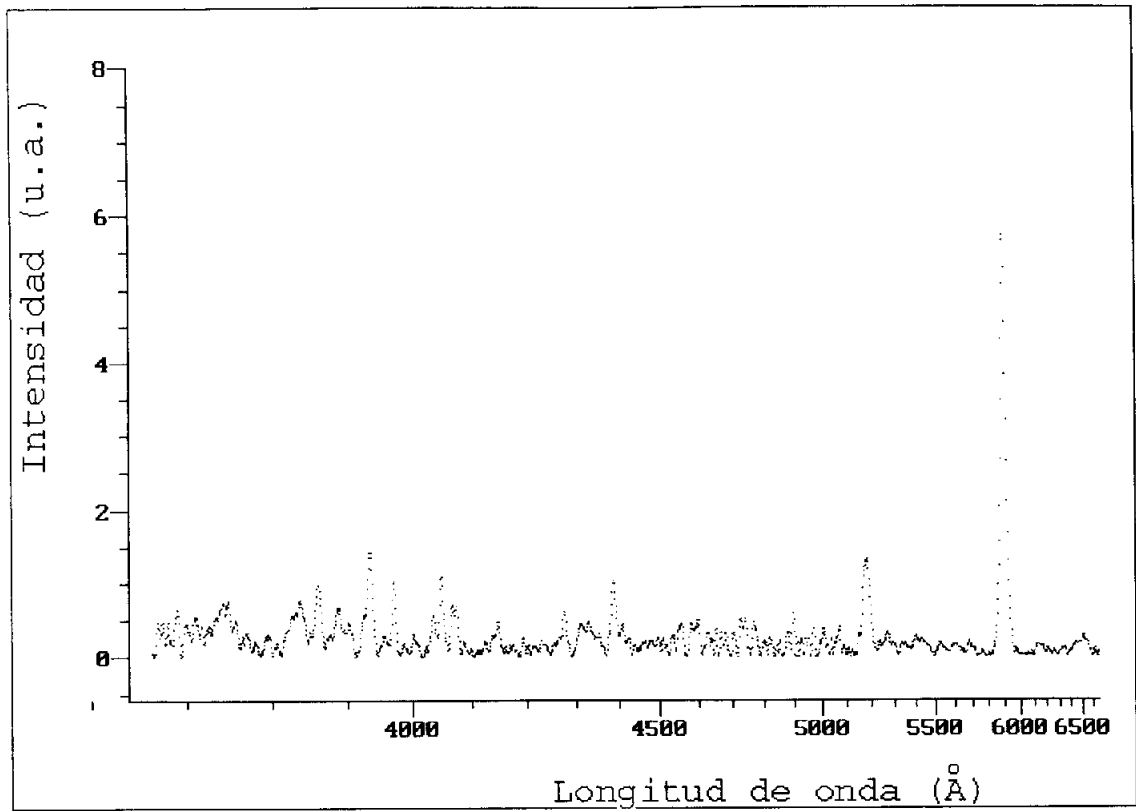


Figura A.2.49. Tramo D del espectro AND.

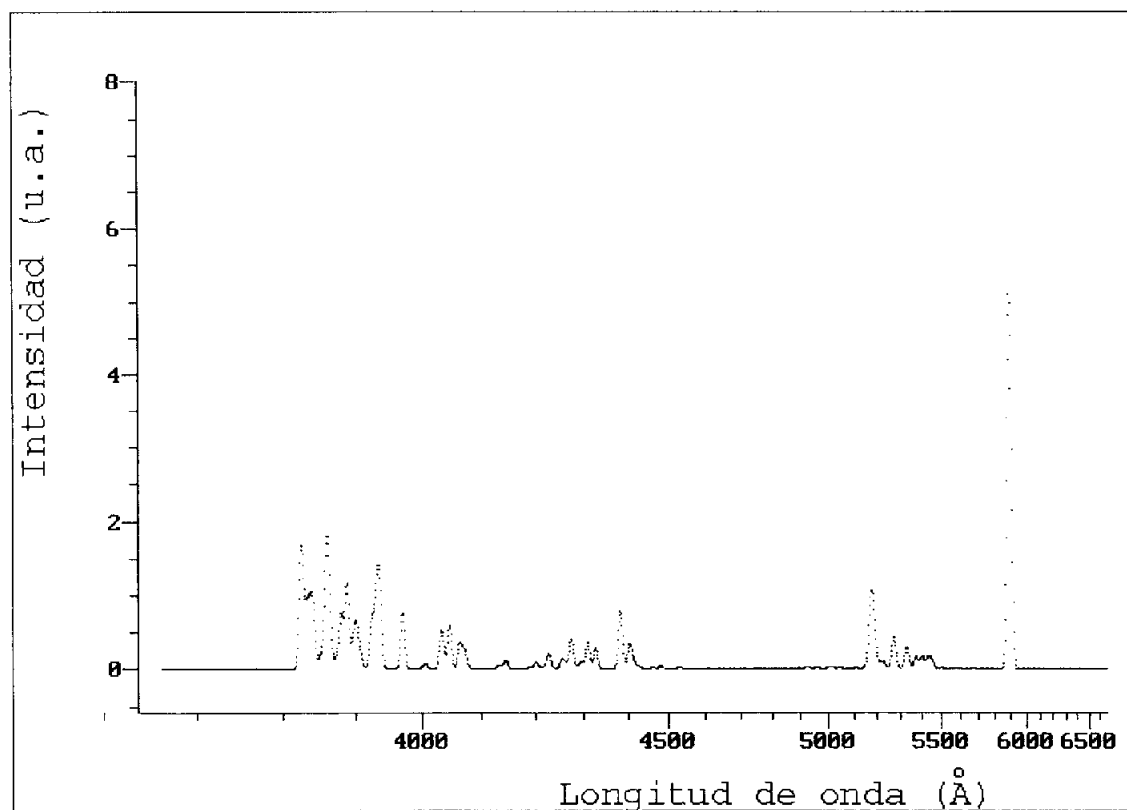
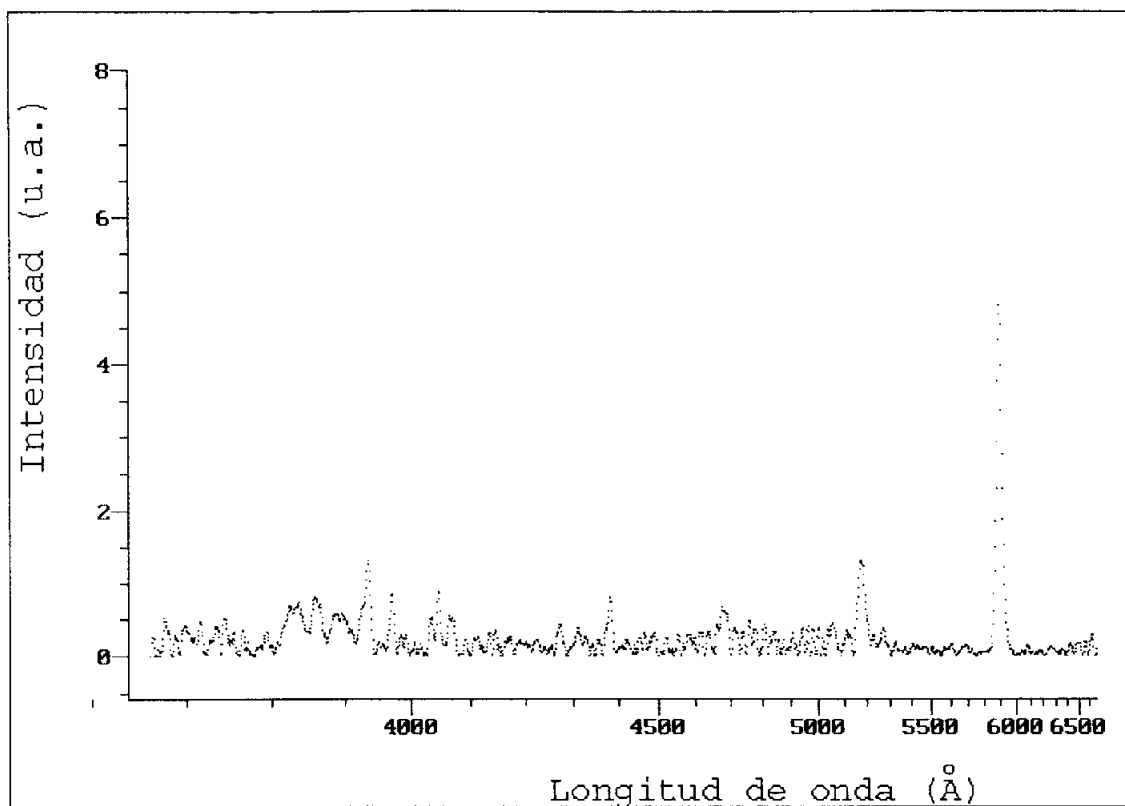


Figura A.2.50. Tramo E del espectro AND.

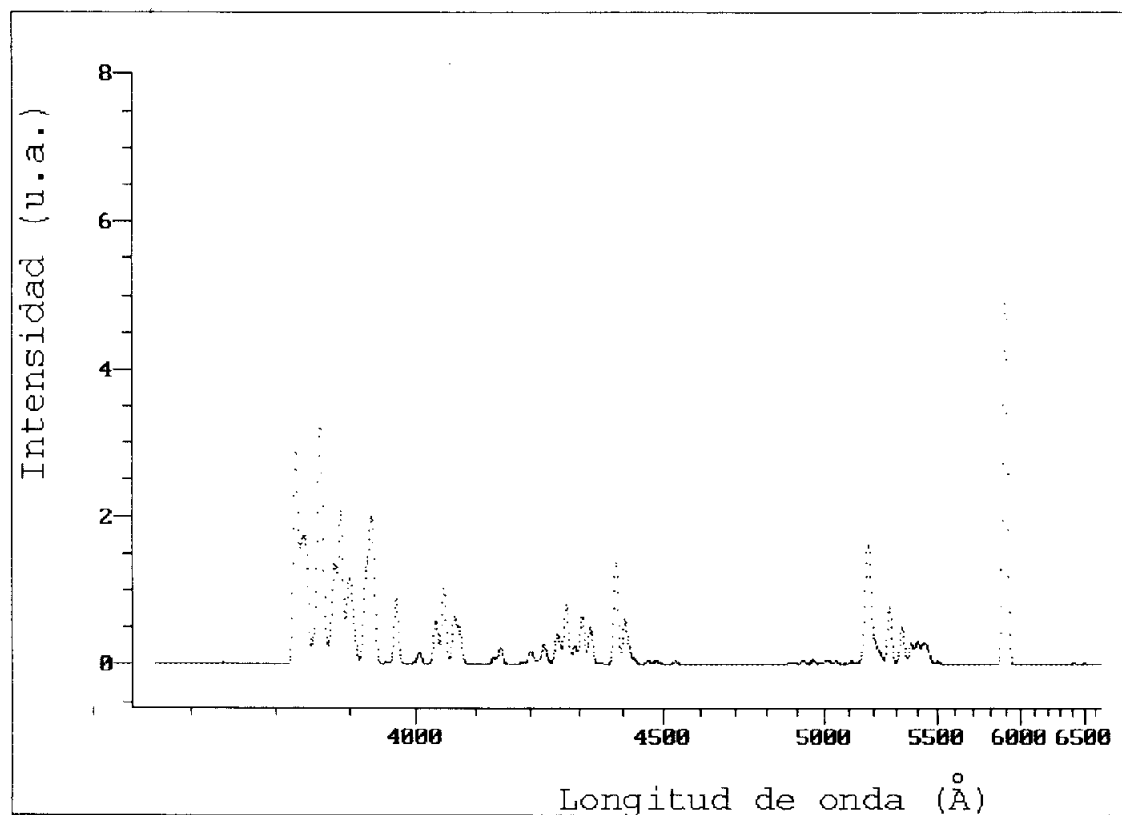
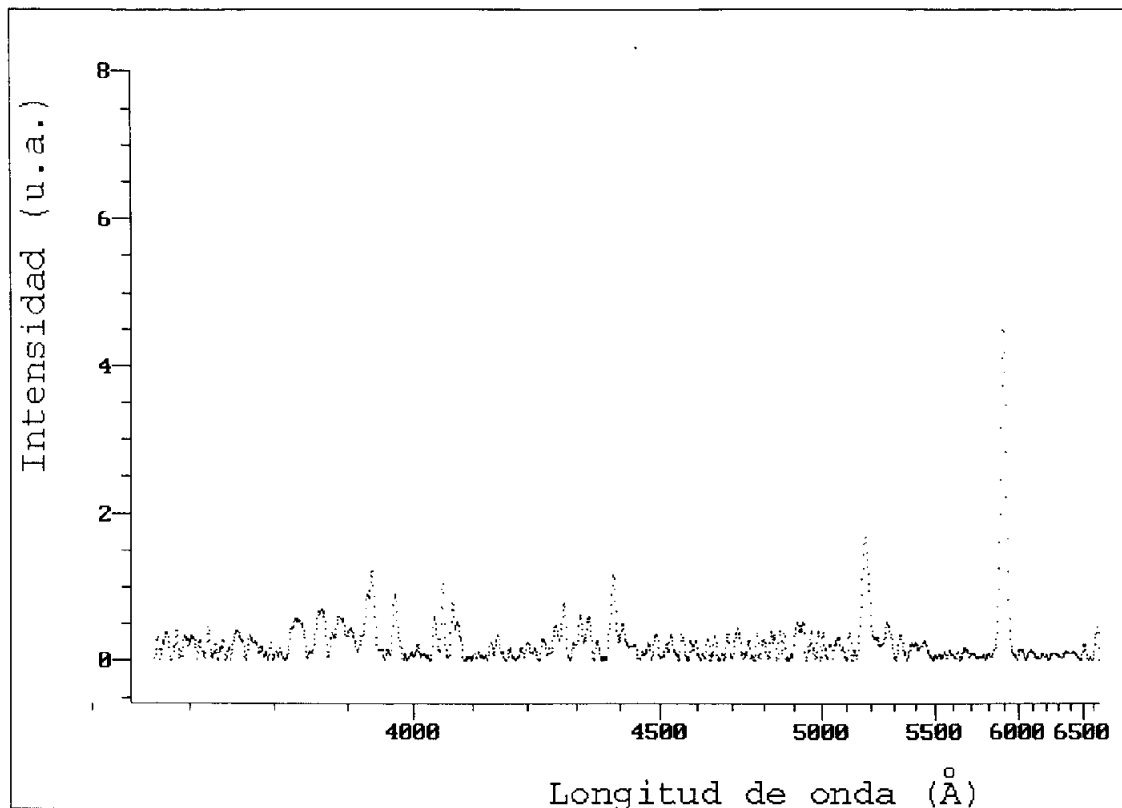


Figura A.2.51. Tramo F del espectro AND.

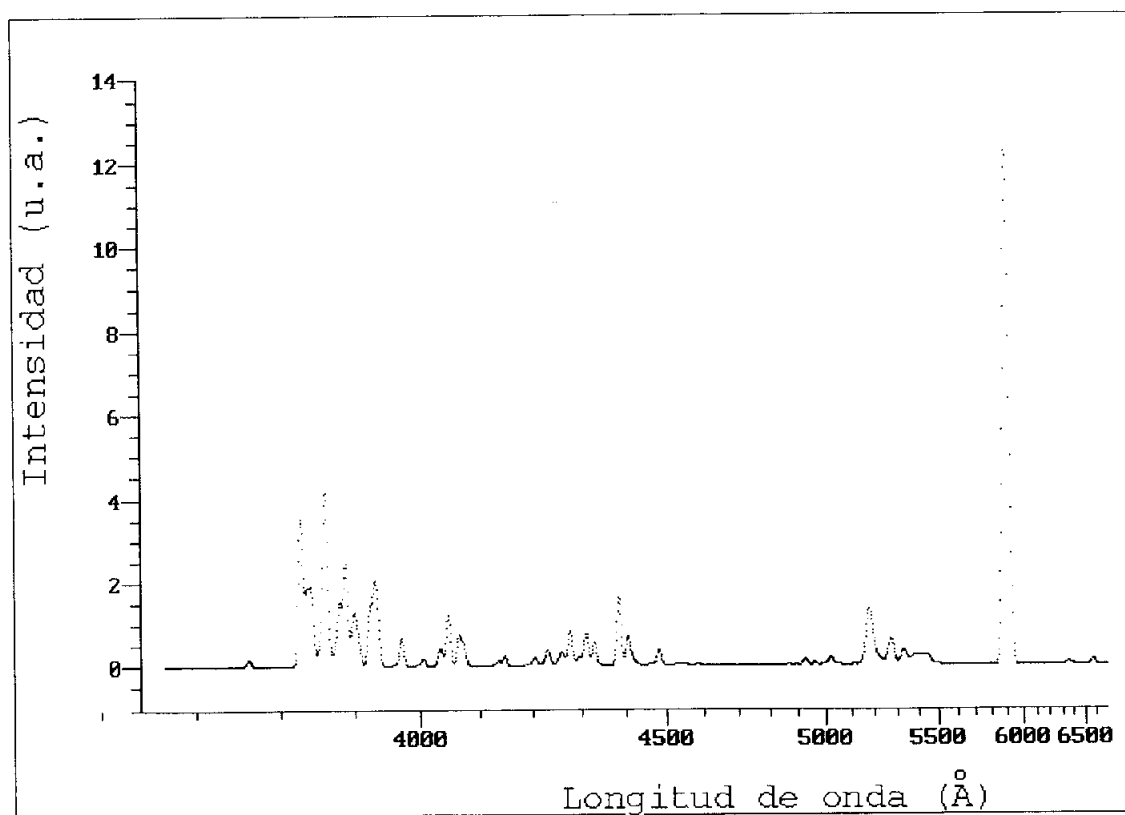
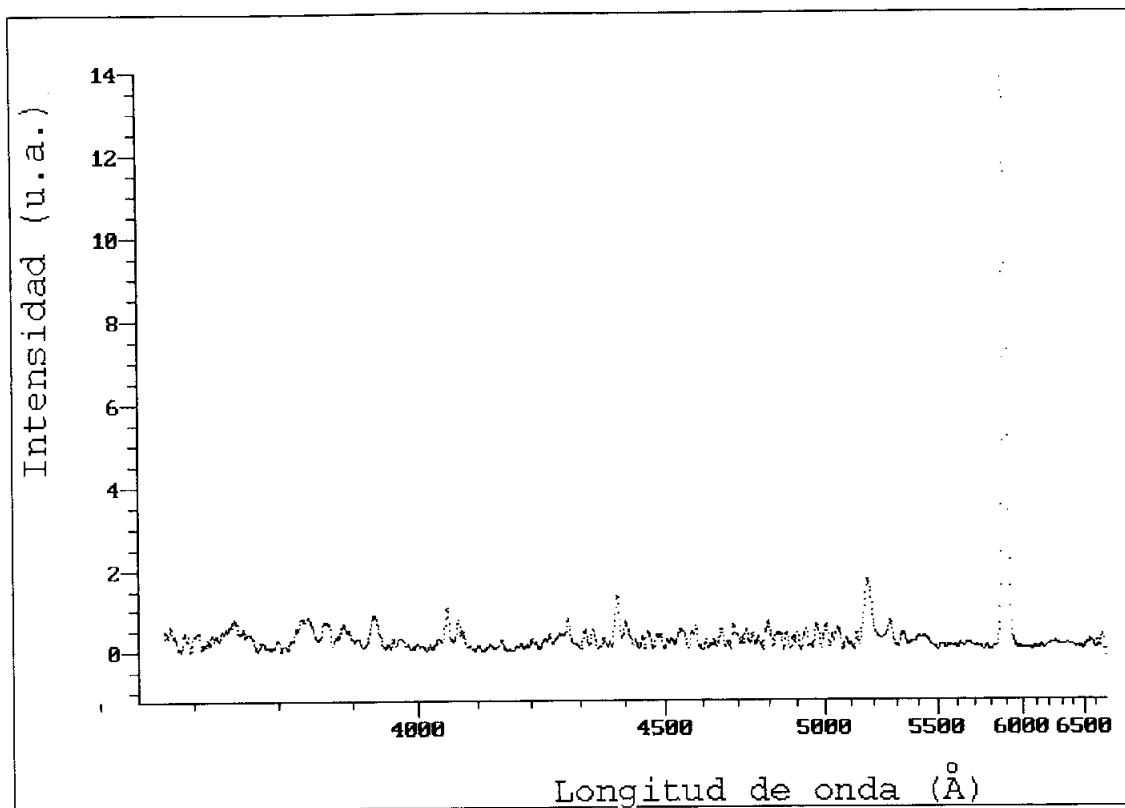


Figura A.2.52. Tramo G del espectro AND.

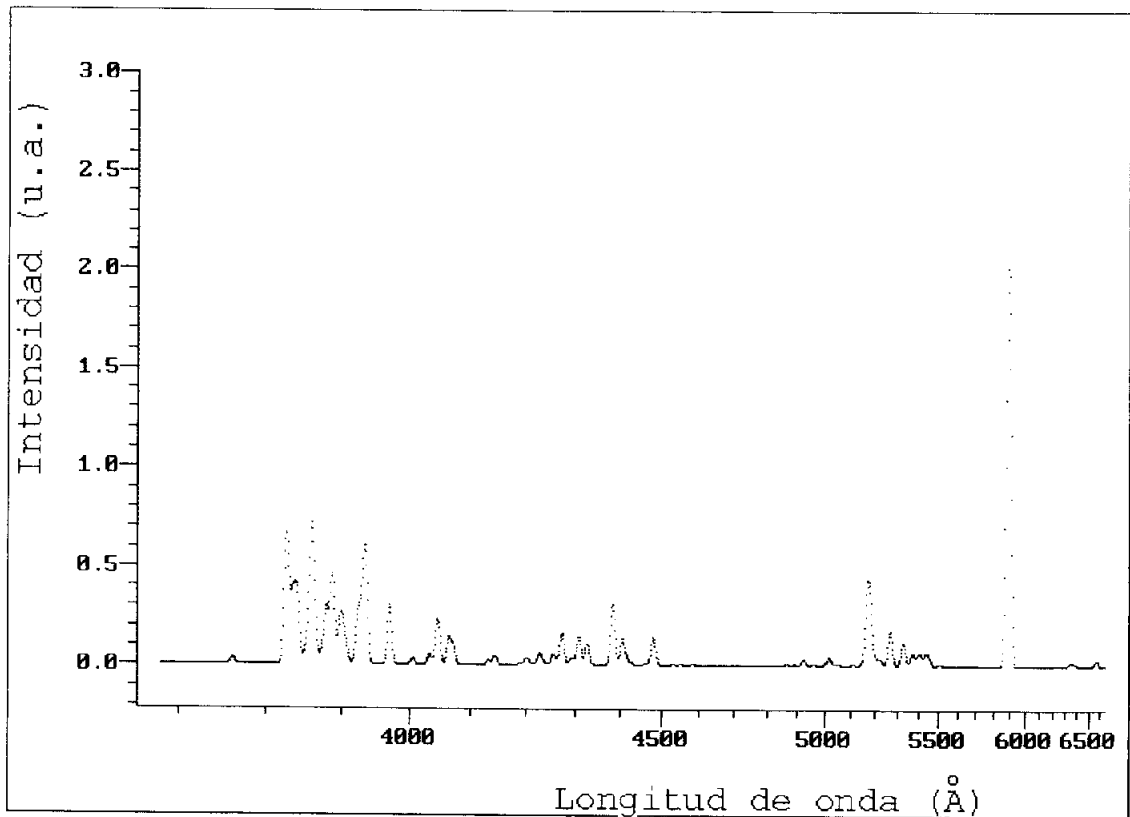
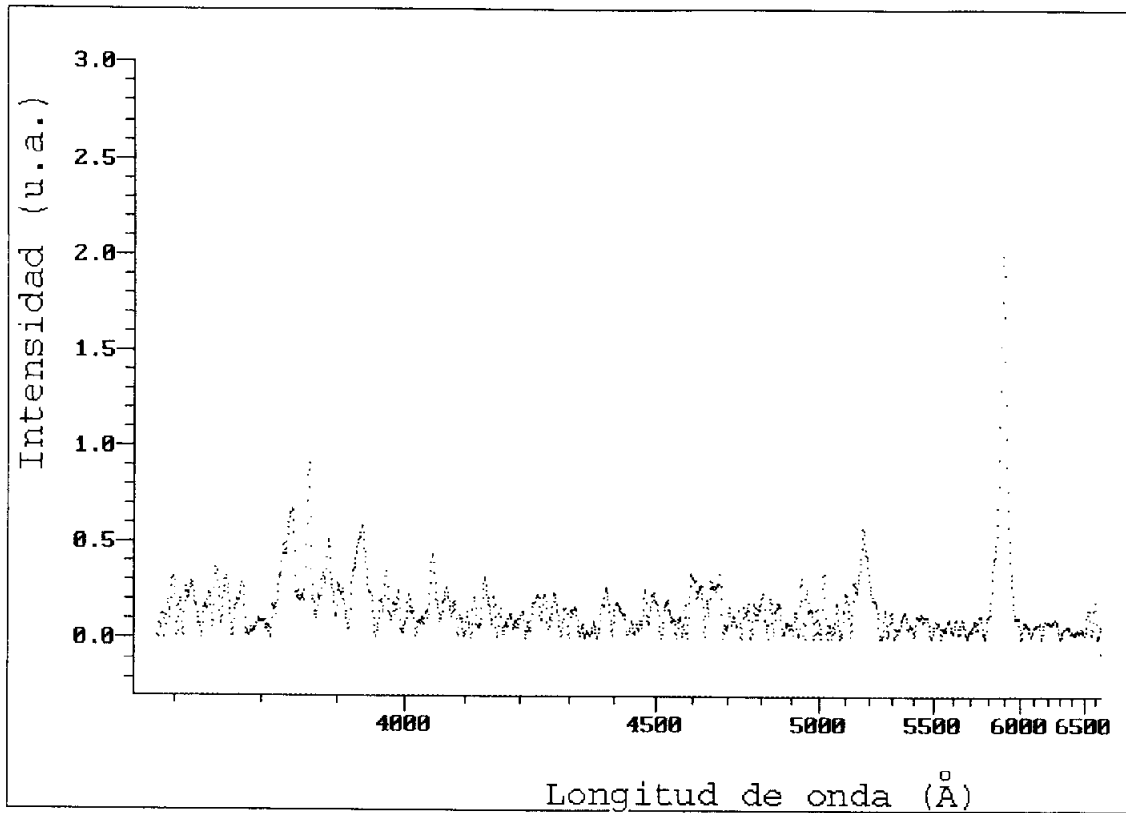


Figura A.2.53. Tramo U del espectro AND.

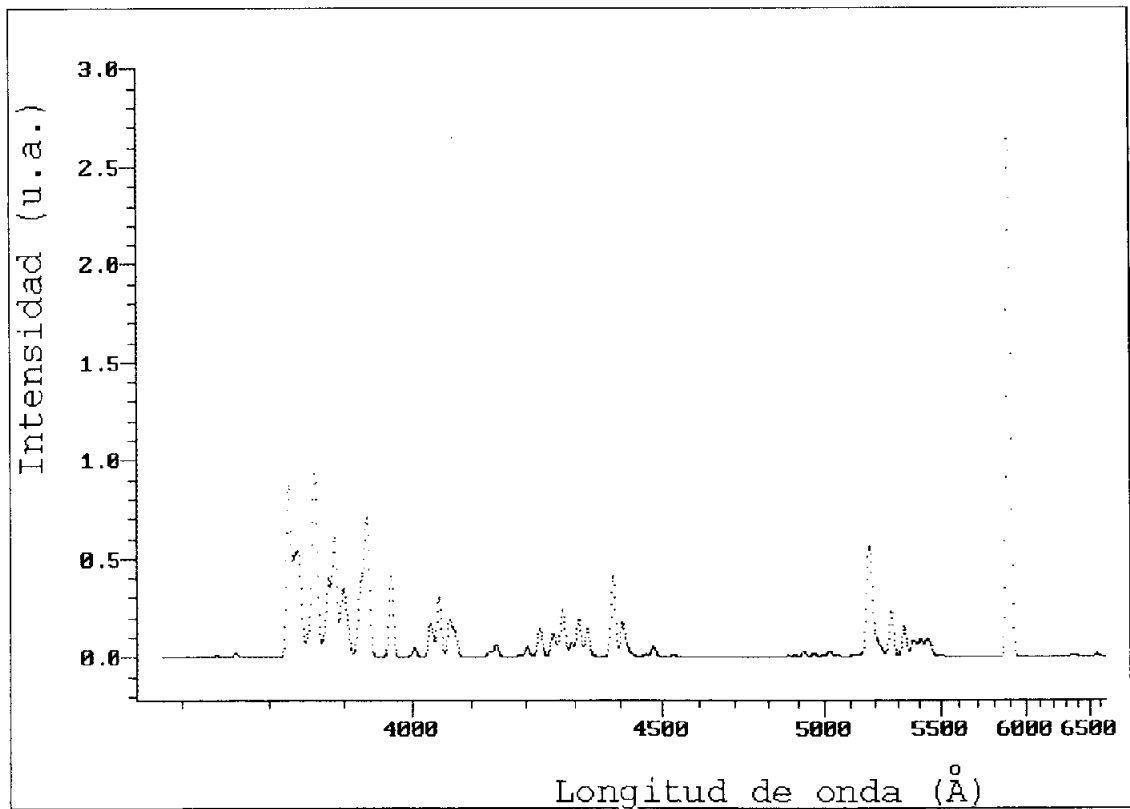
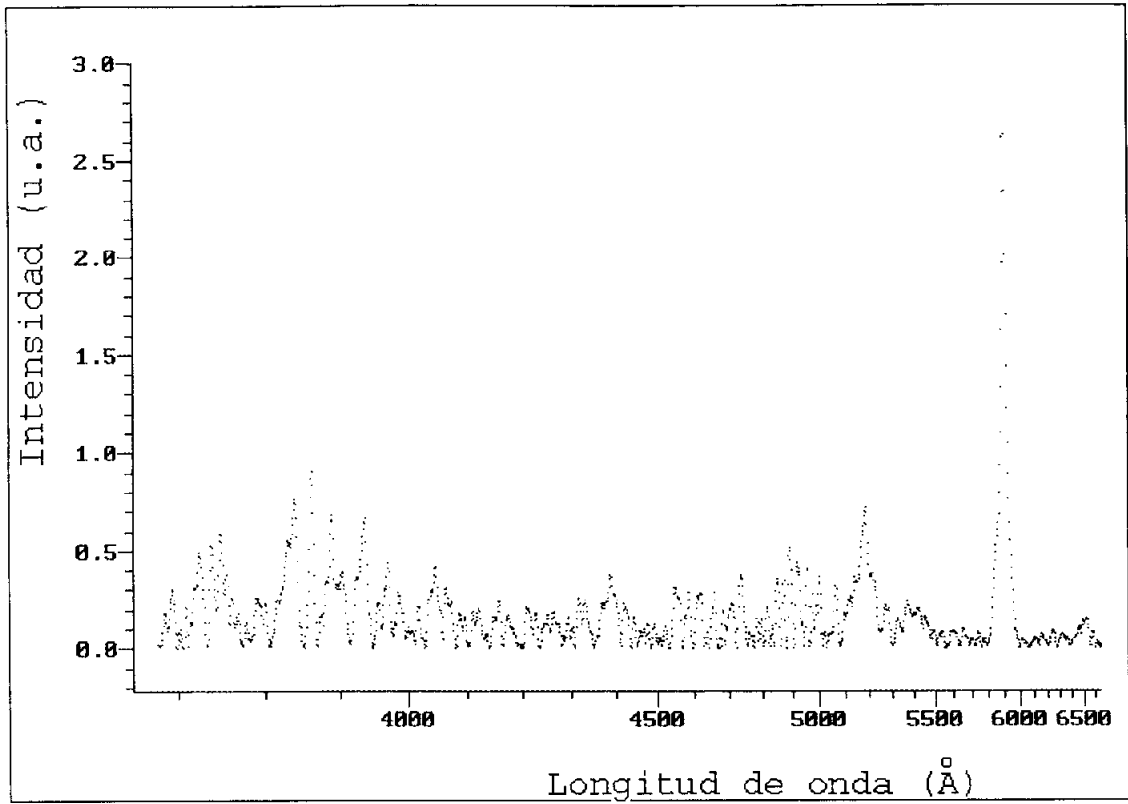


Figura A.2.54. Tramo V del espectro AND.

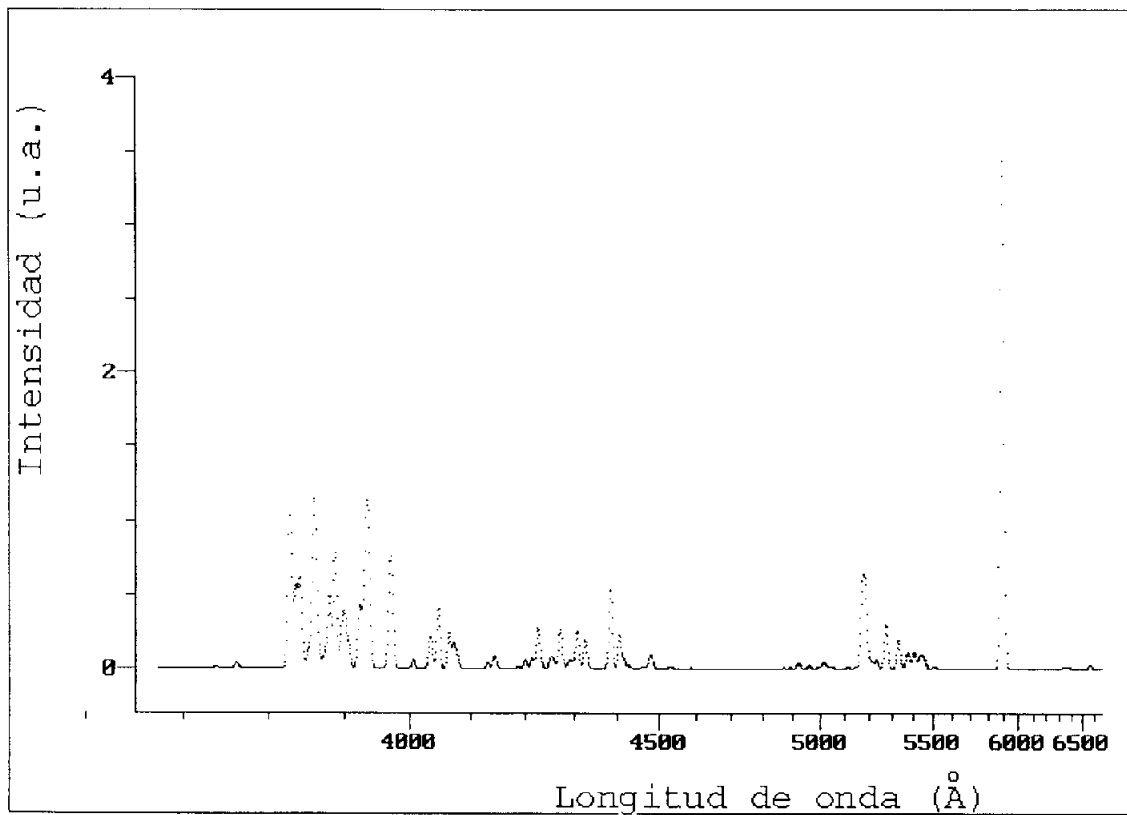
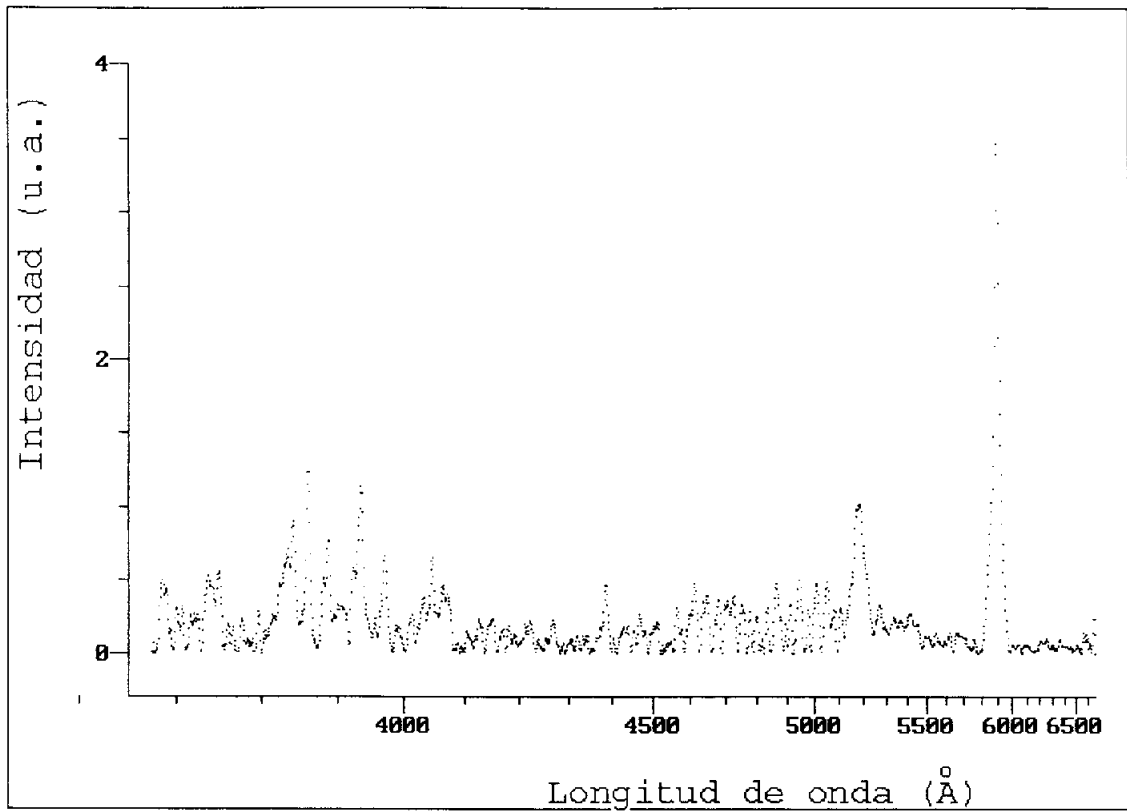


Figura A.2.55. Tramo W del espectro AND.

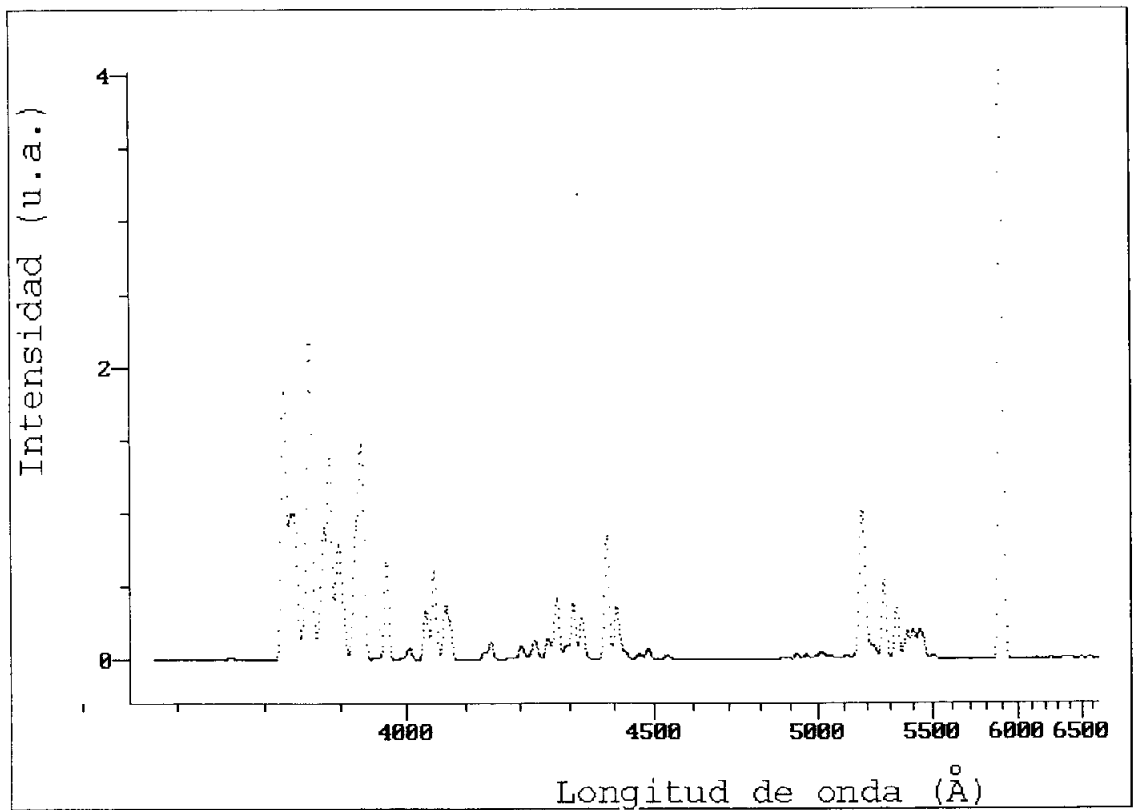
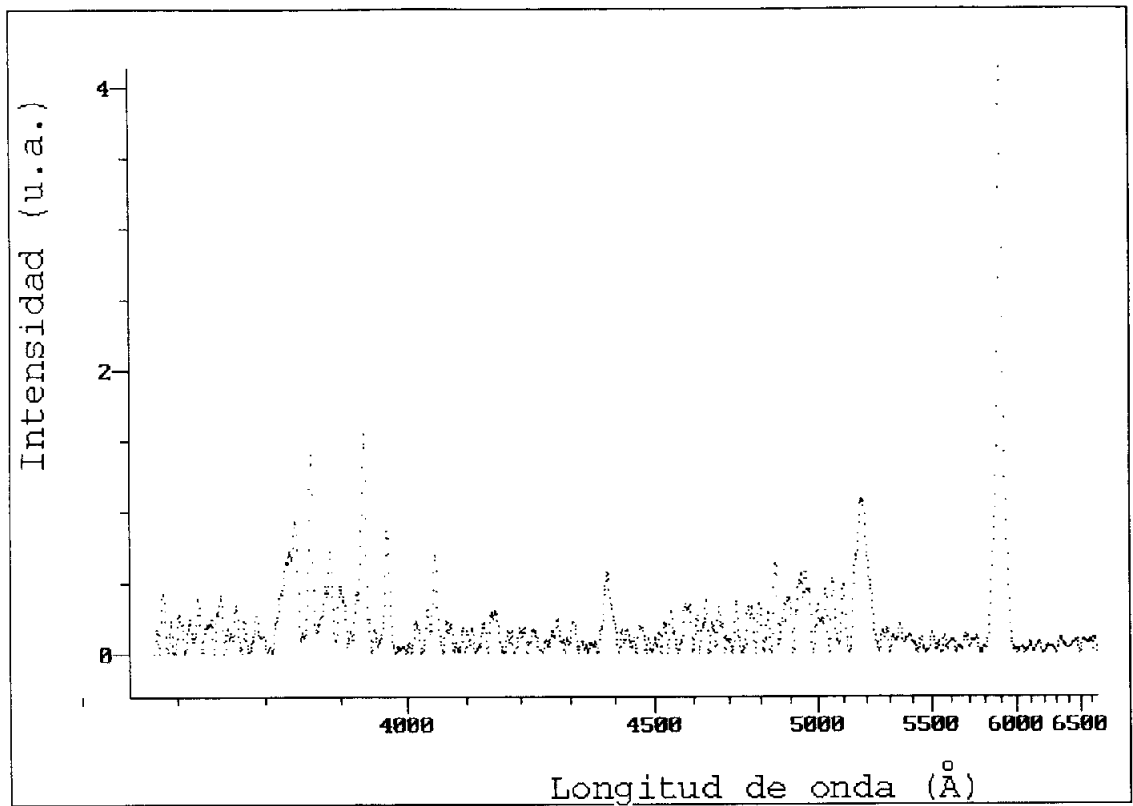


Figura A.2.56. Tramo X del espectro AND.

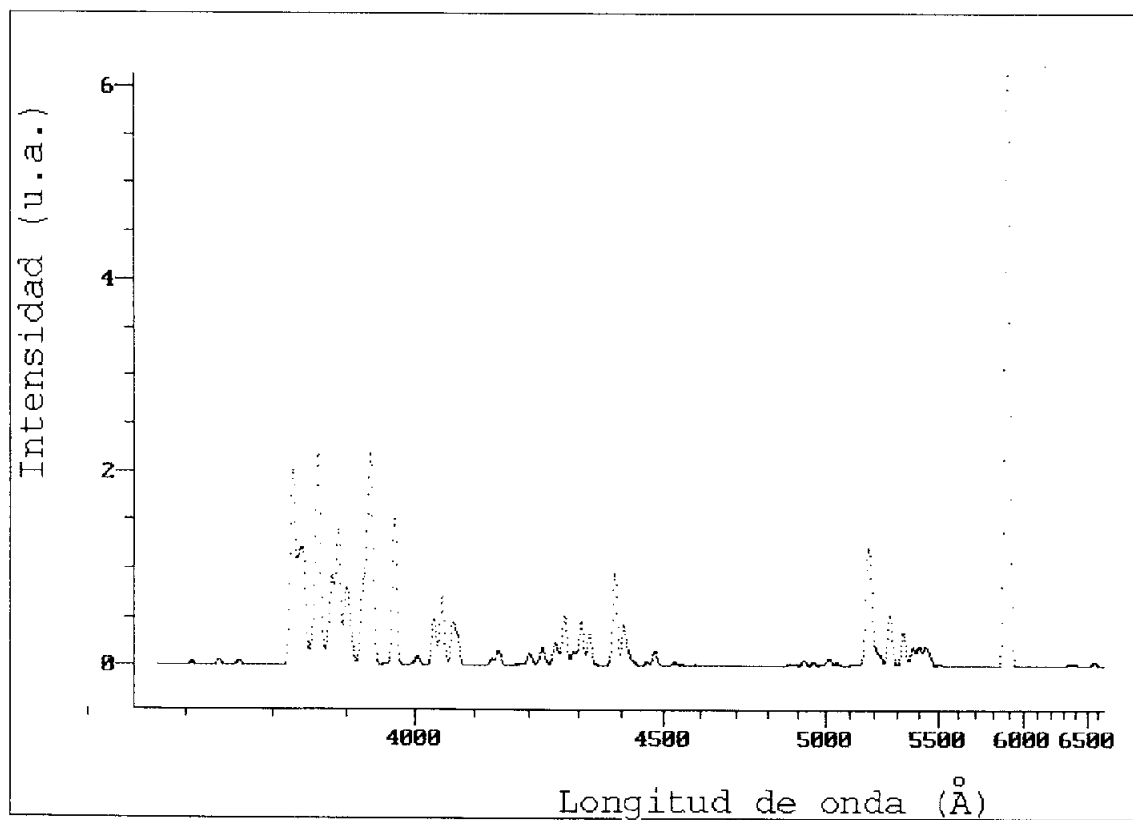
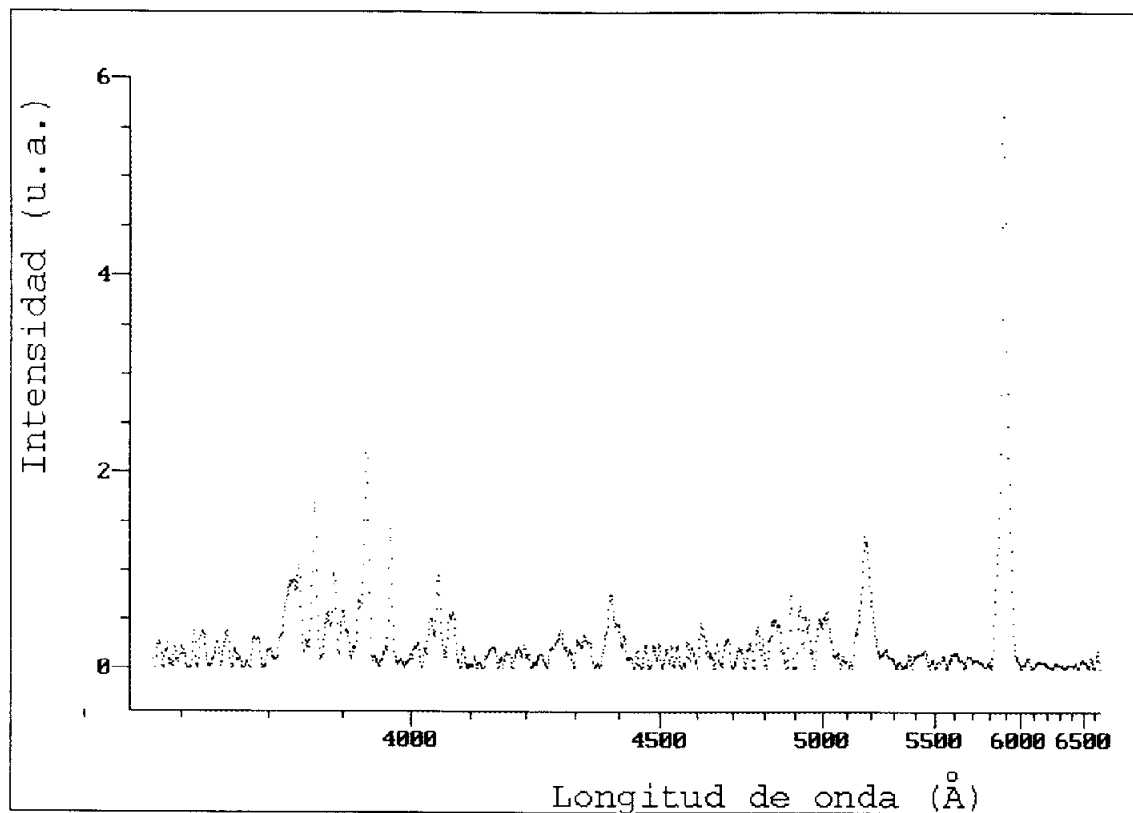


Figura A.2.57. Tramo Y del espectro AND.

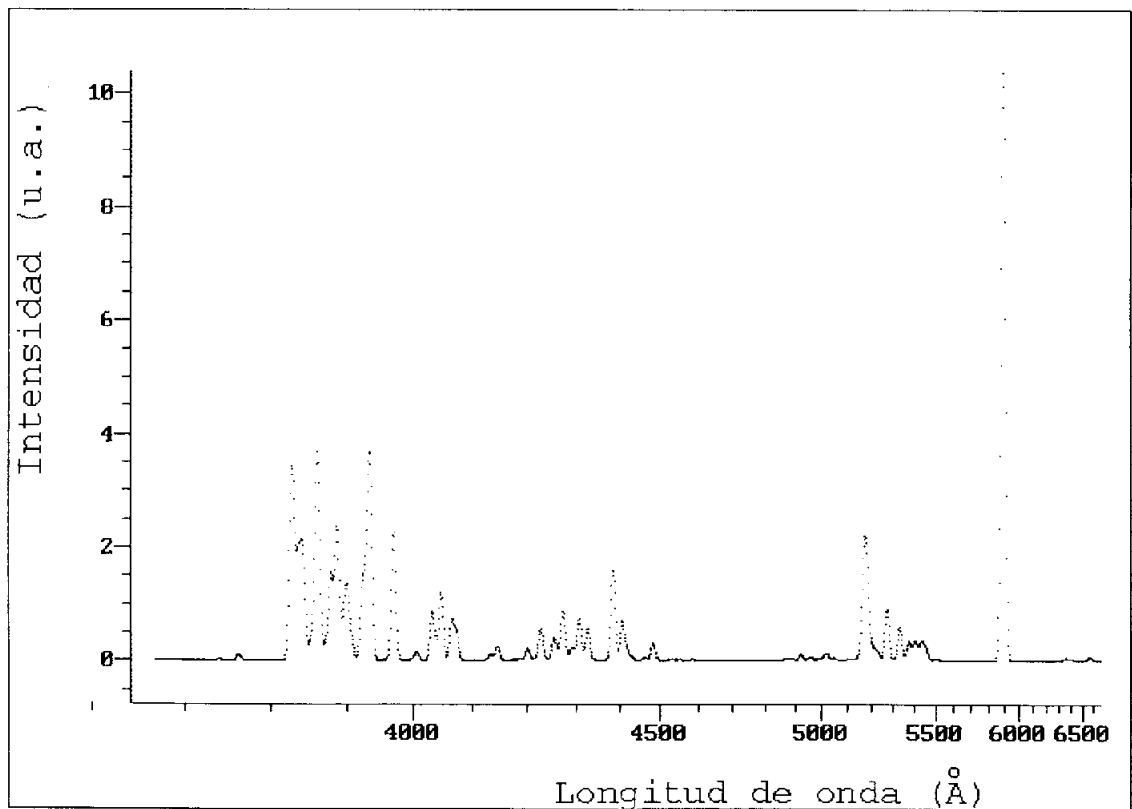
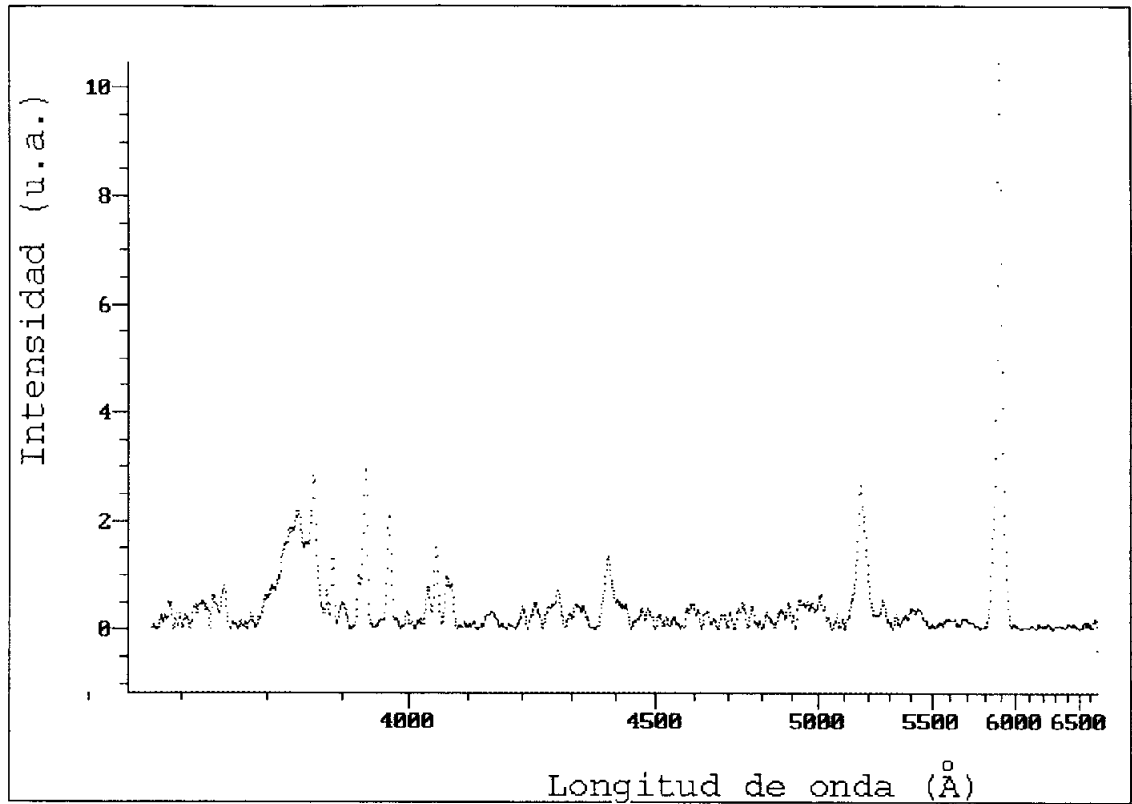


Figura A.2.58. Tramo Z del espectro AND.

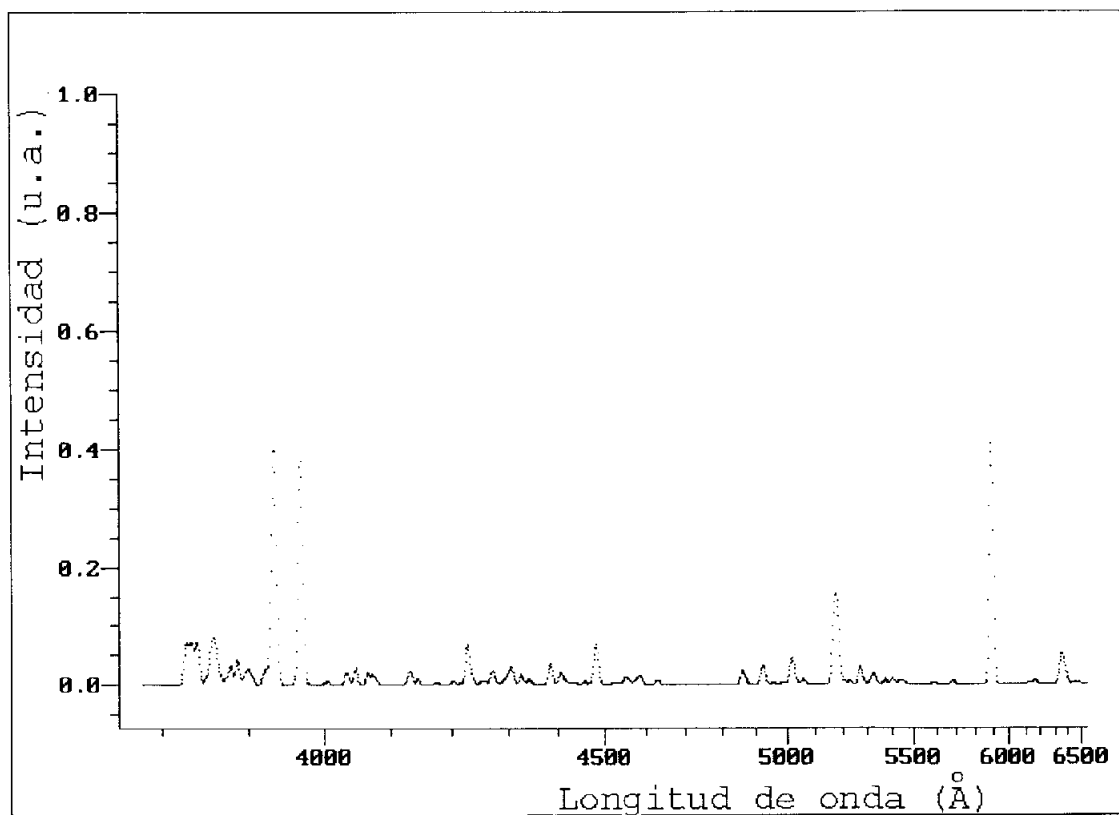
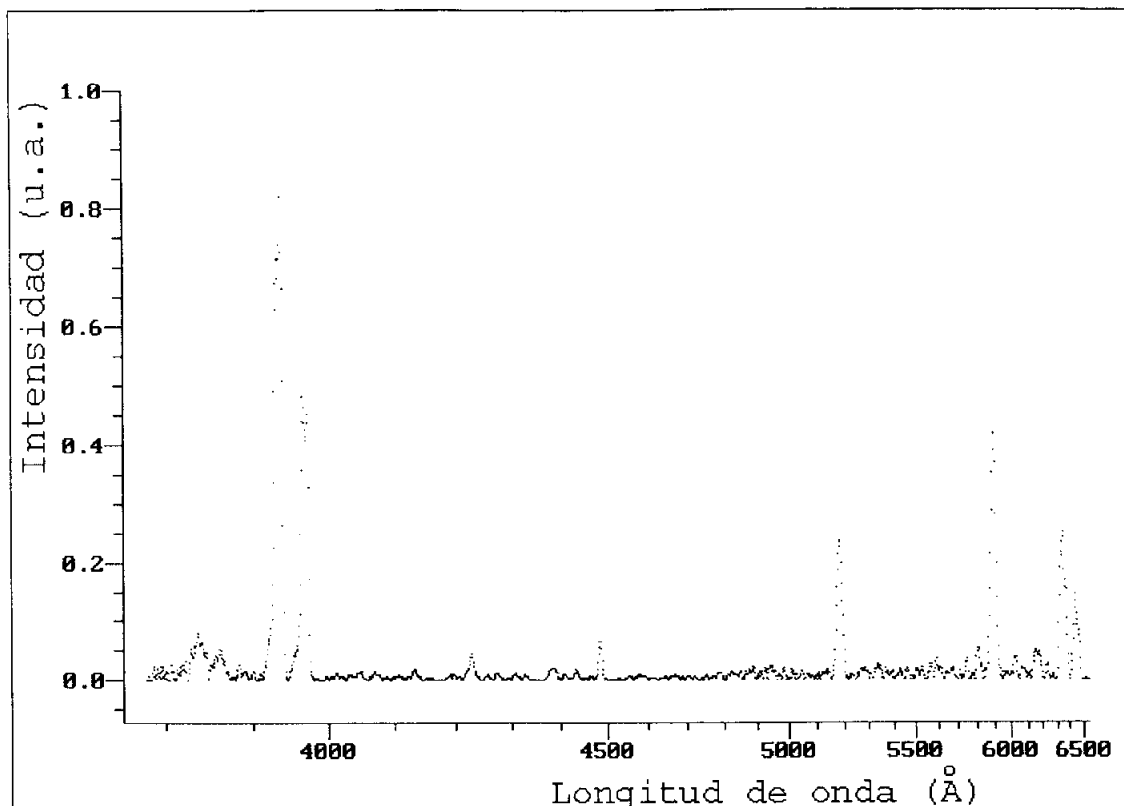


Figura A.2.59. Tramo A del espectro PER1.

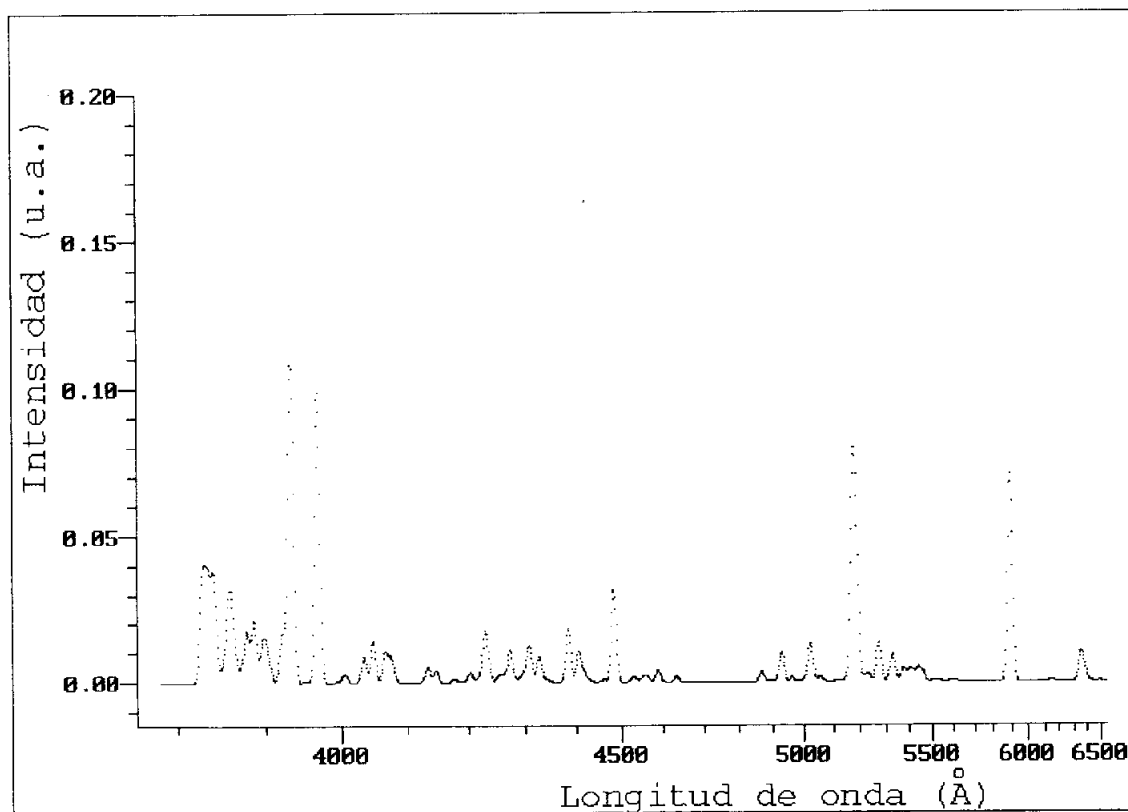
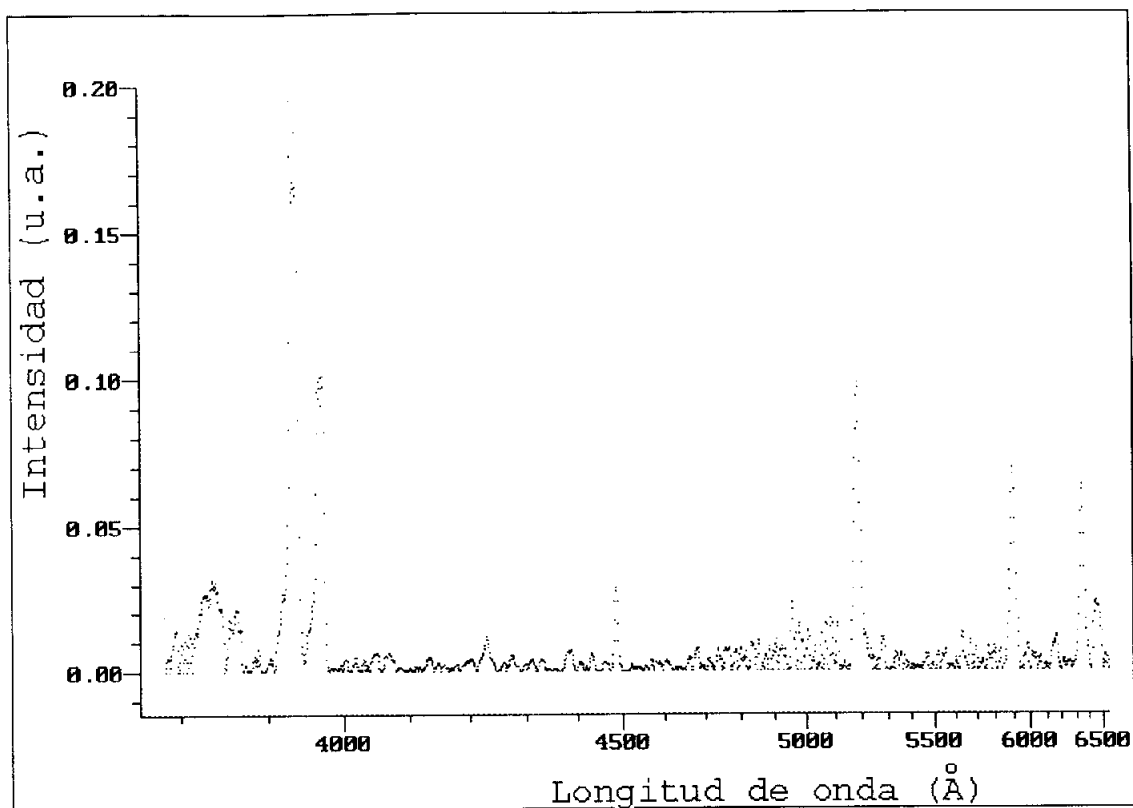


Figura A.2.60. Tramo B del espectro PER1.

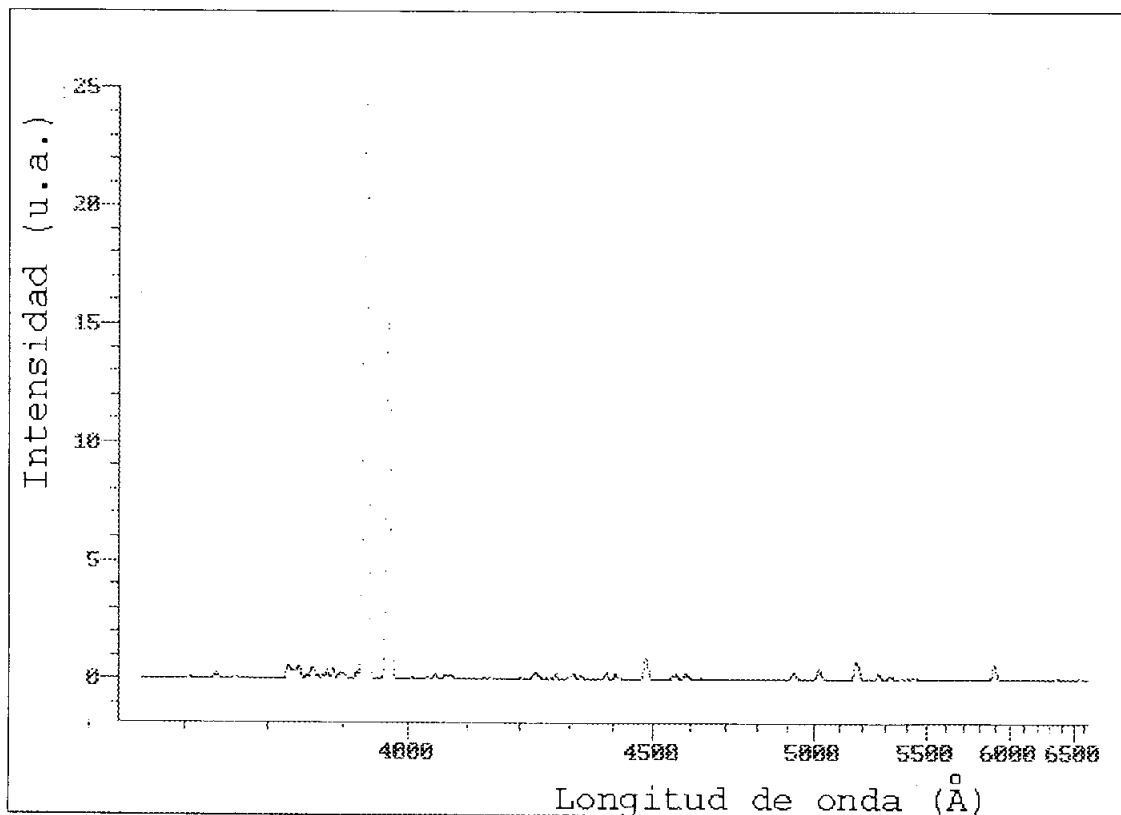
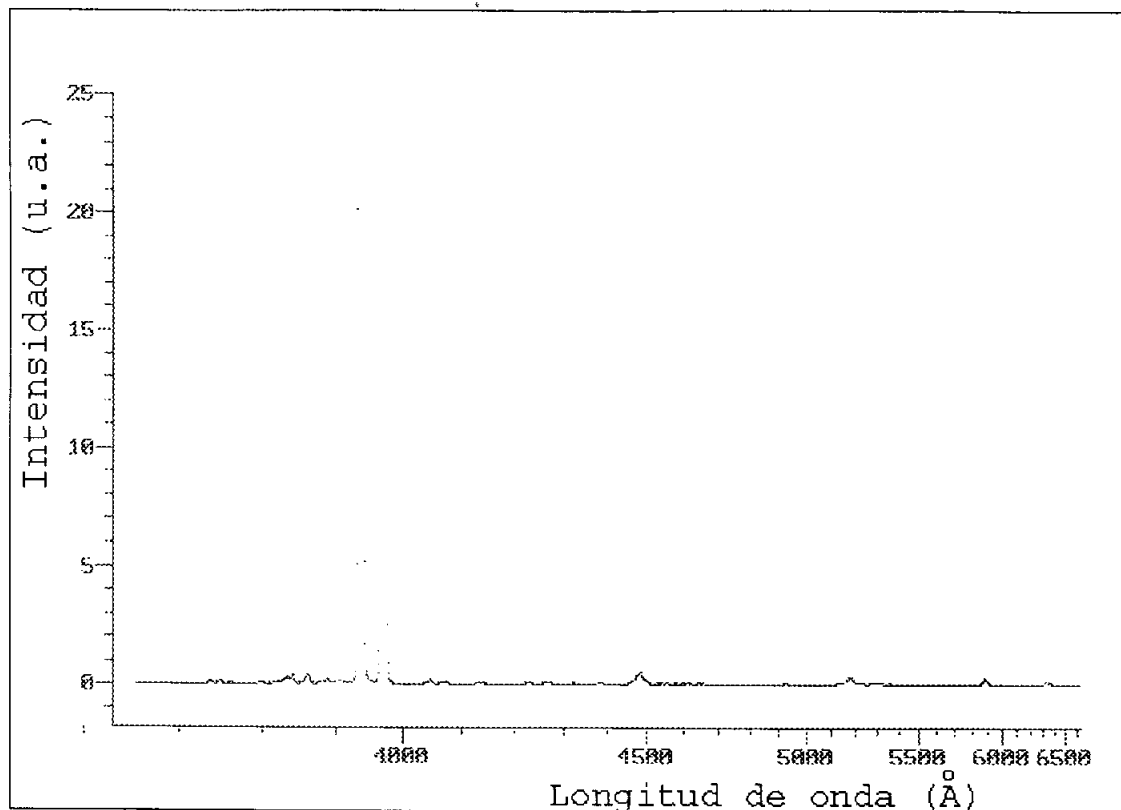


Figura A.2.61. Tramo A del espectro PER2.

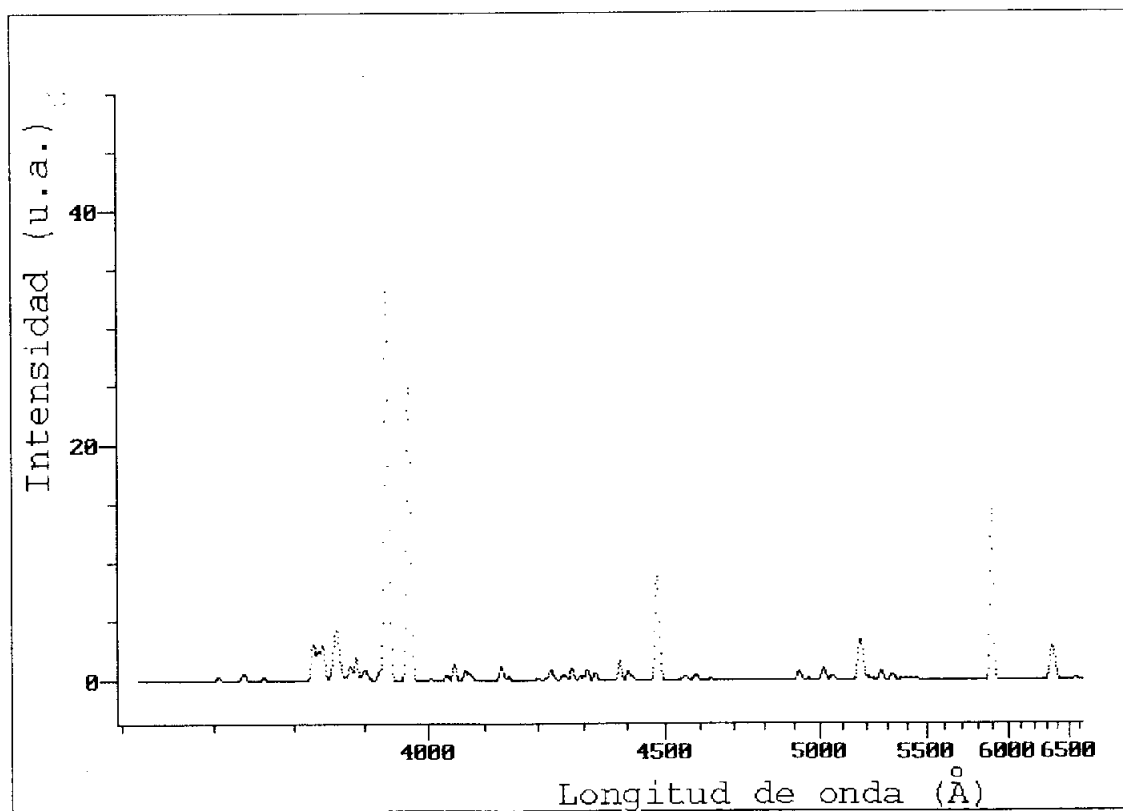
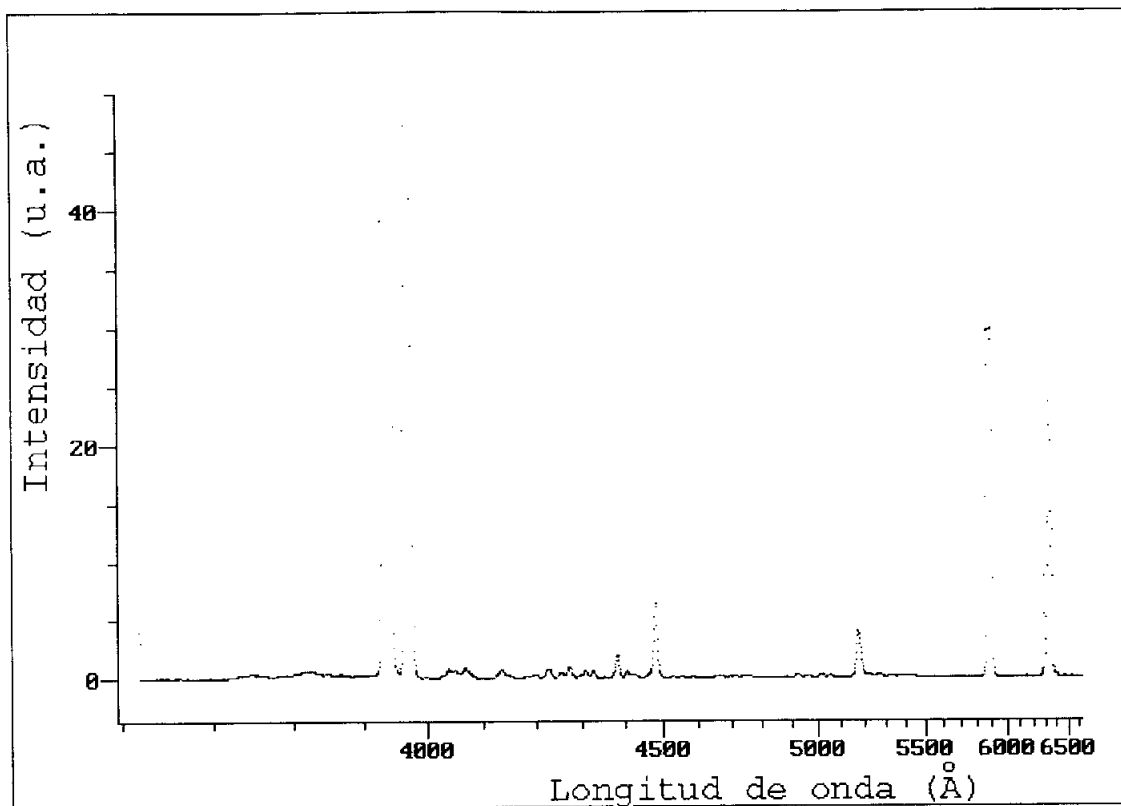


Figura A.2.62. Tramo A del espectro PER3.

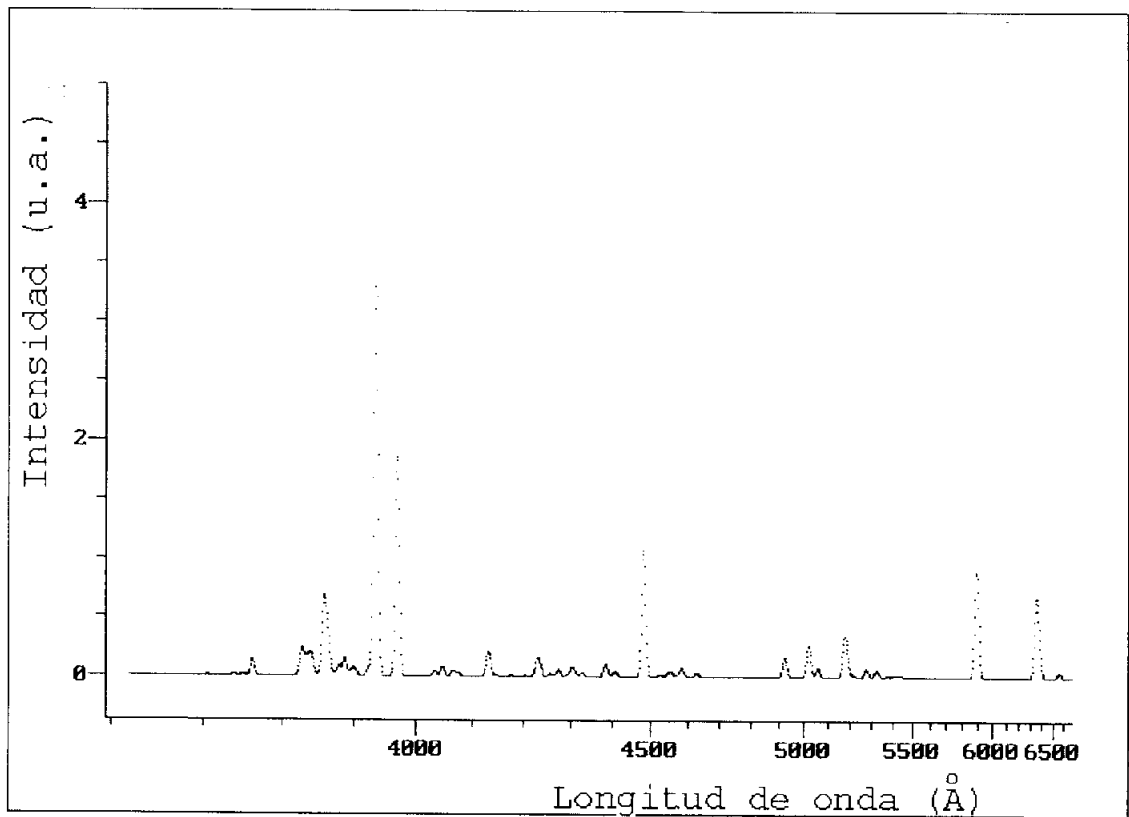
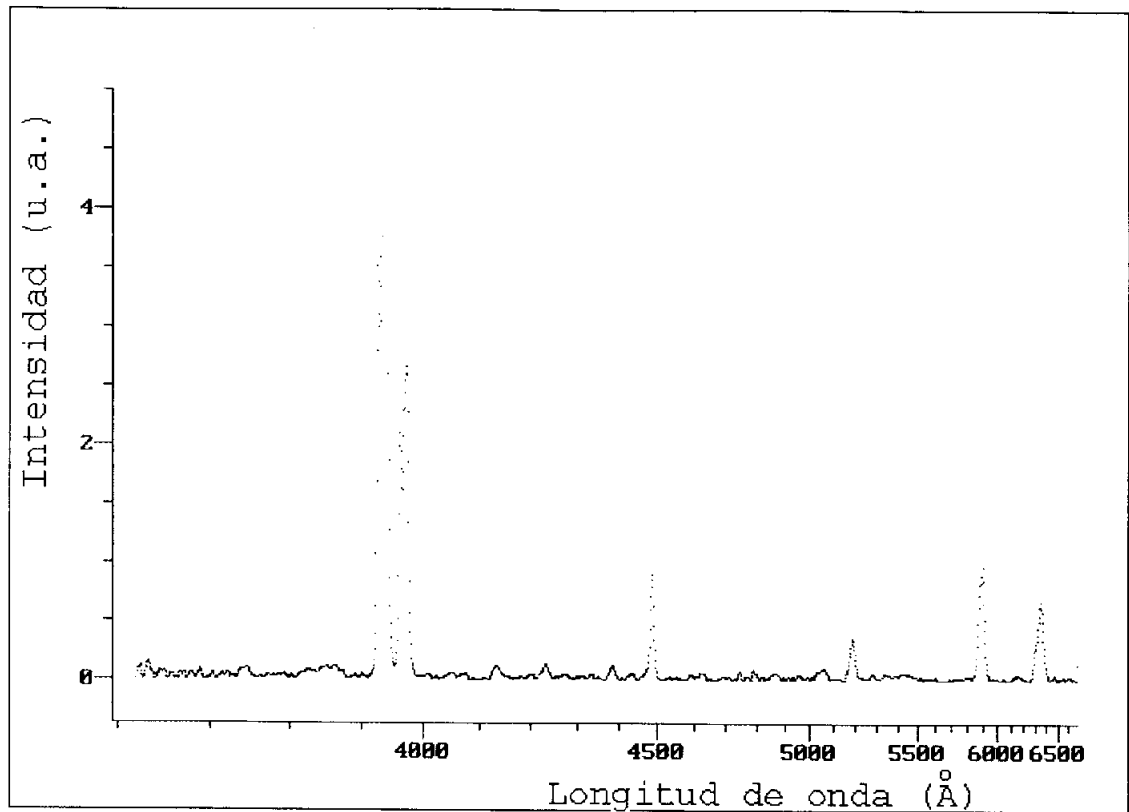


Figura A.2.63. Tramo B del espectro PER3.

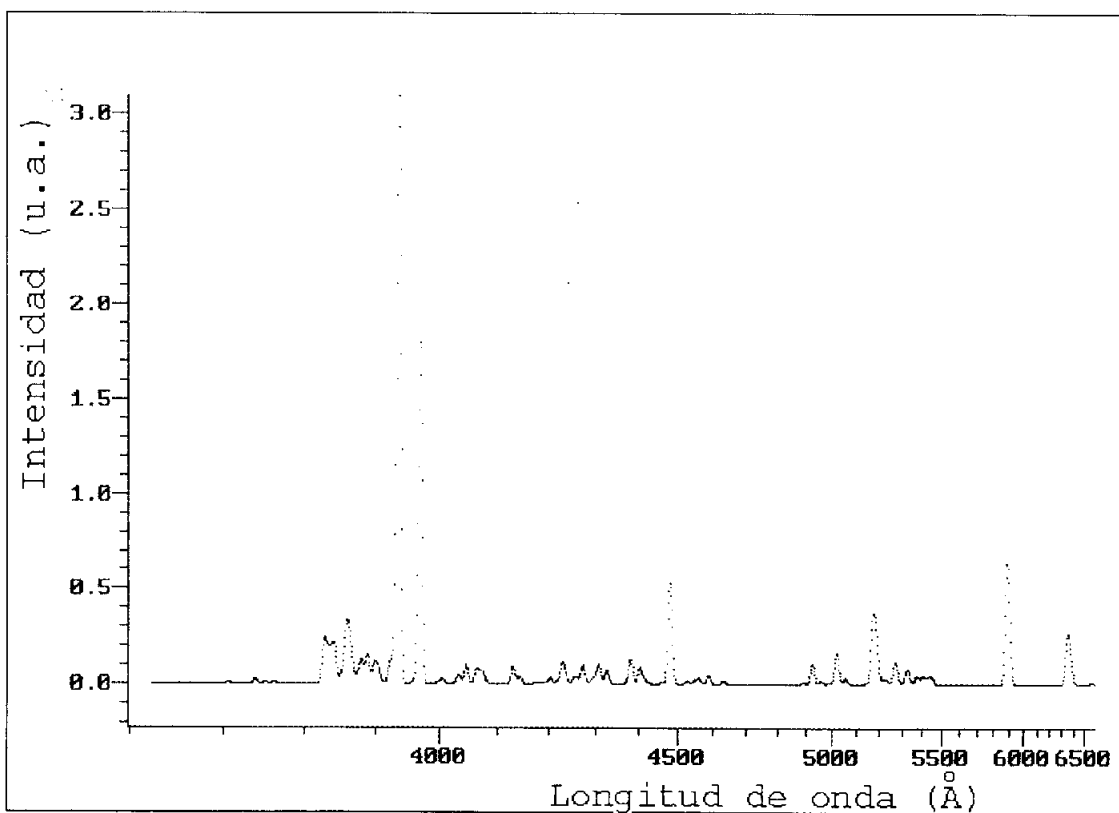
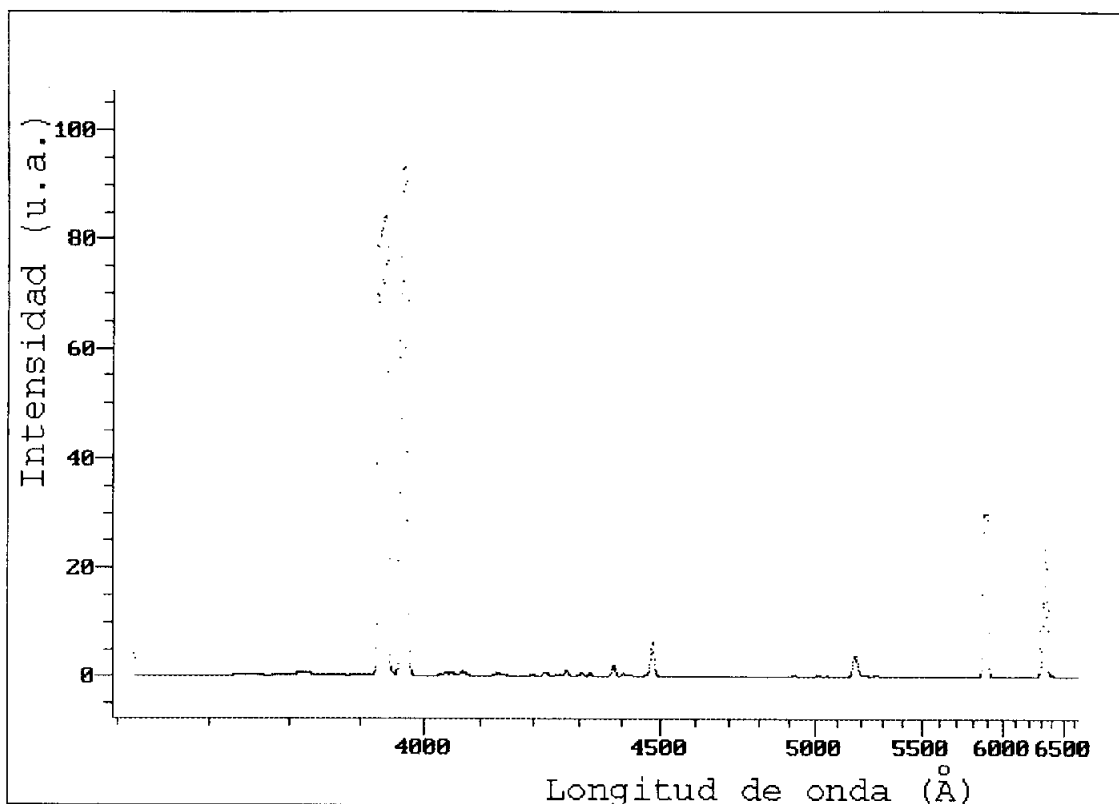


Figura A.2.64. Tramo C del espectro PER3.

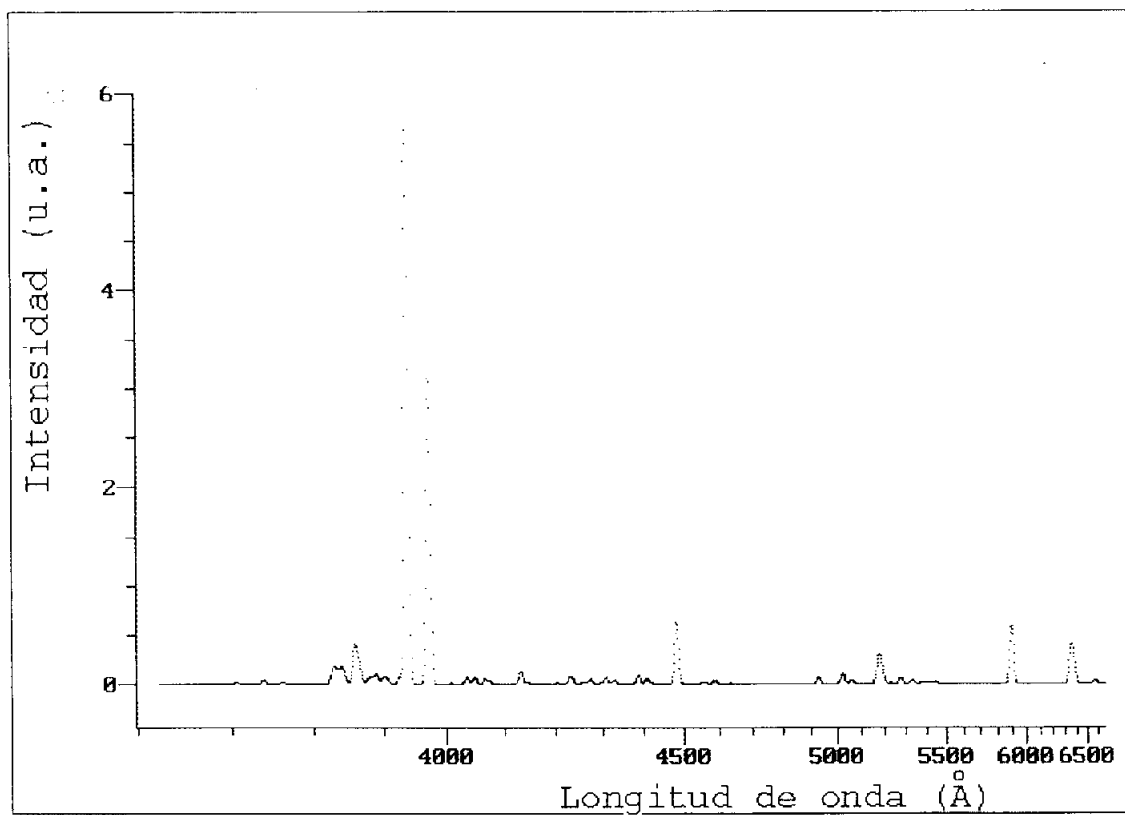
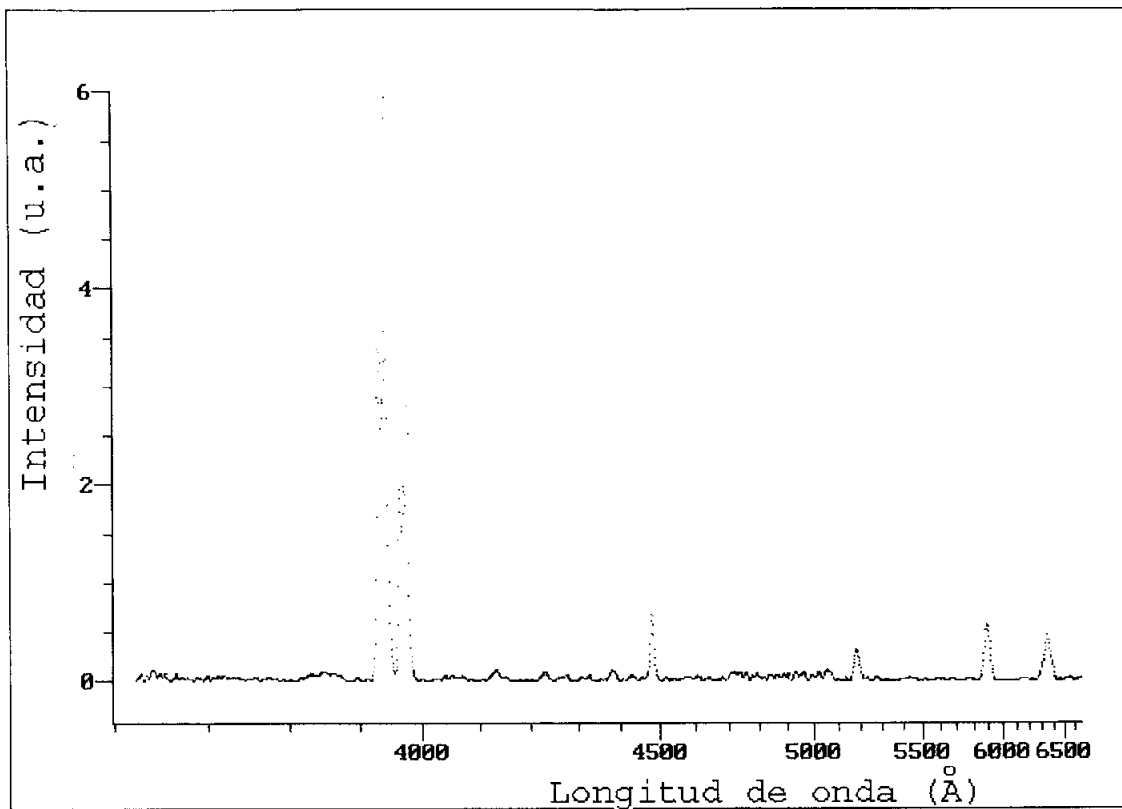


Figura A.2.65. Tramo D del espectro PER3.

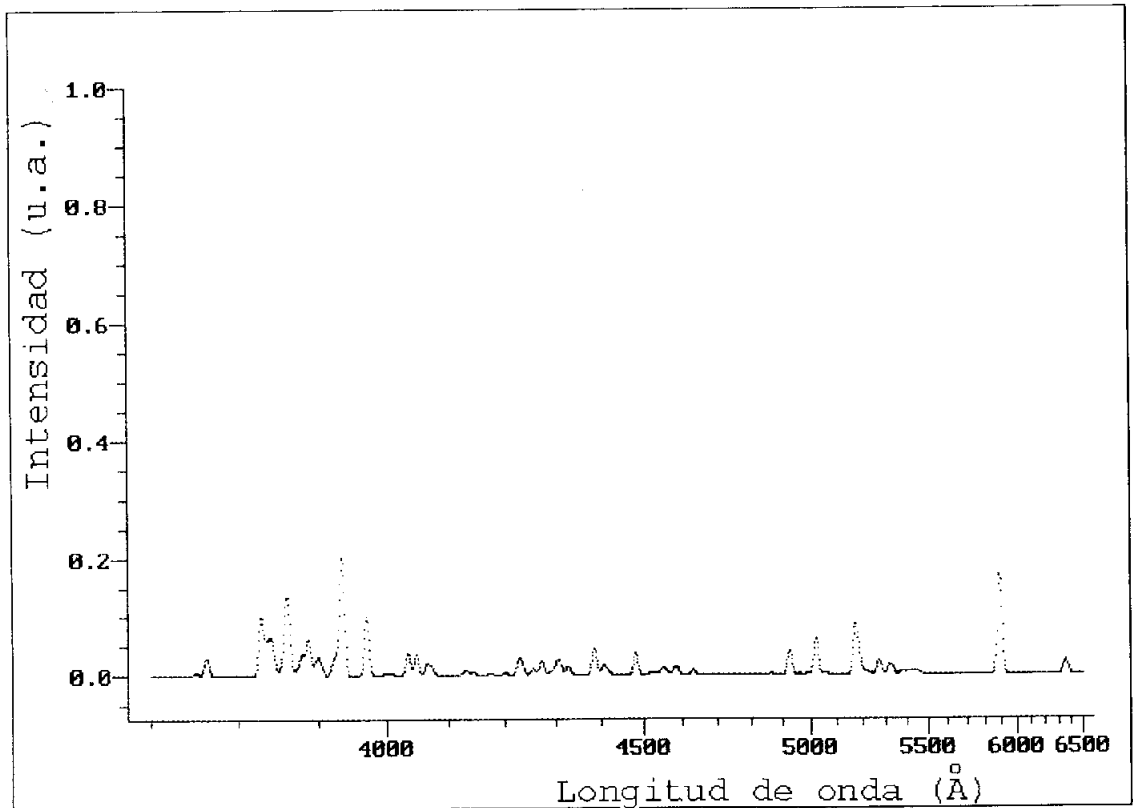
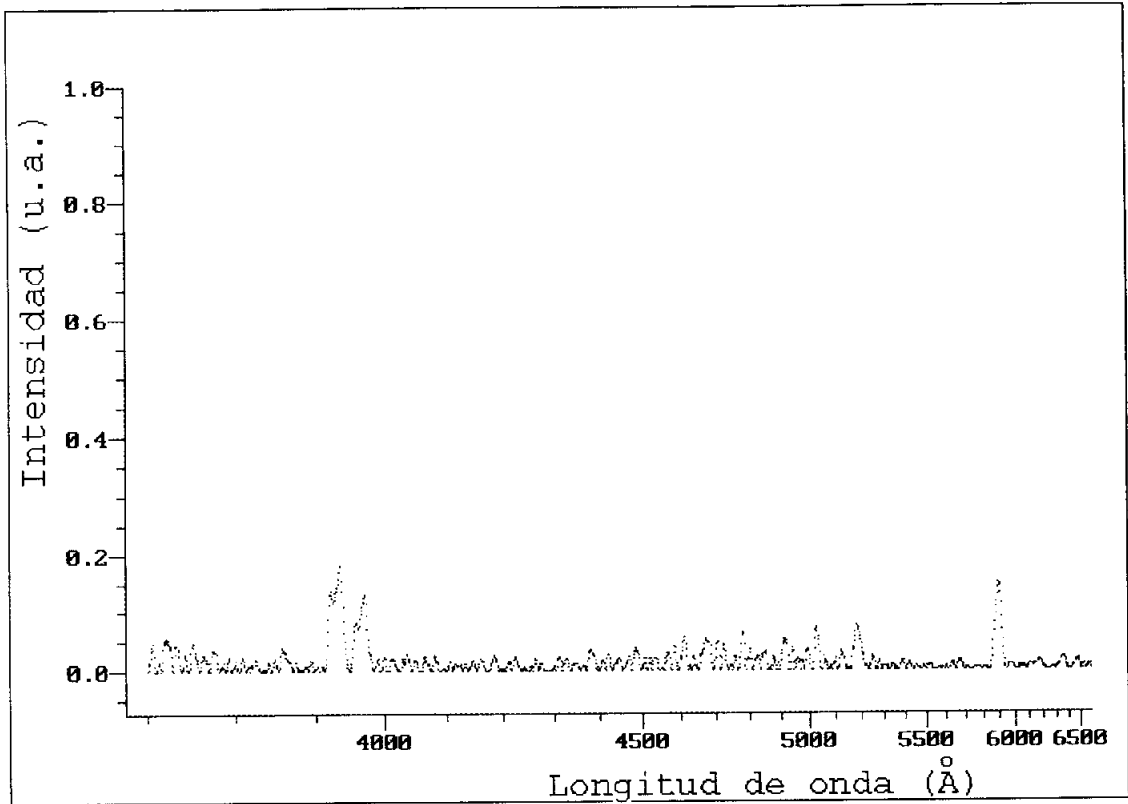


Figura A.2.66. Tramo E del espectro PER3.

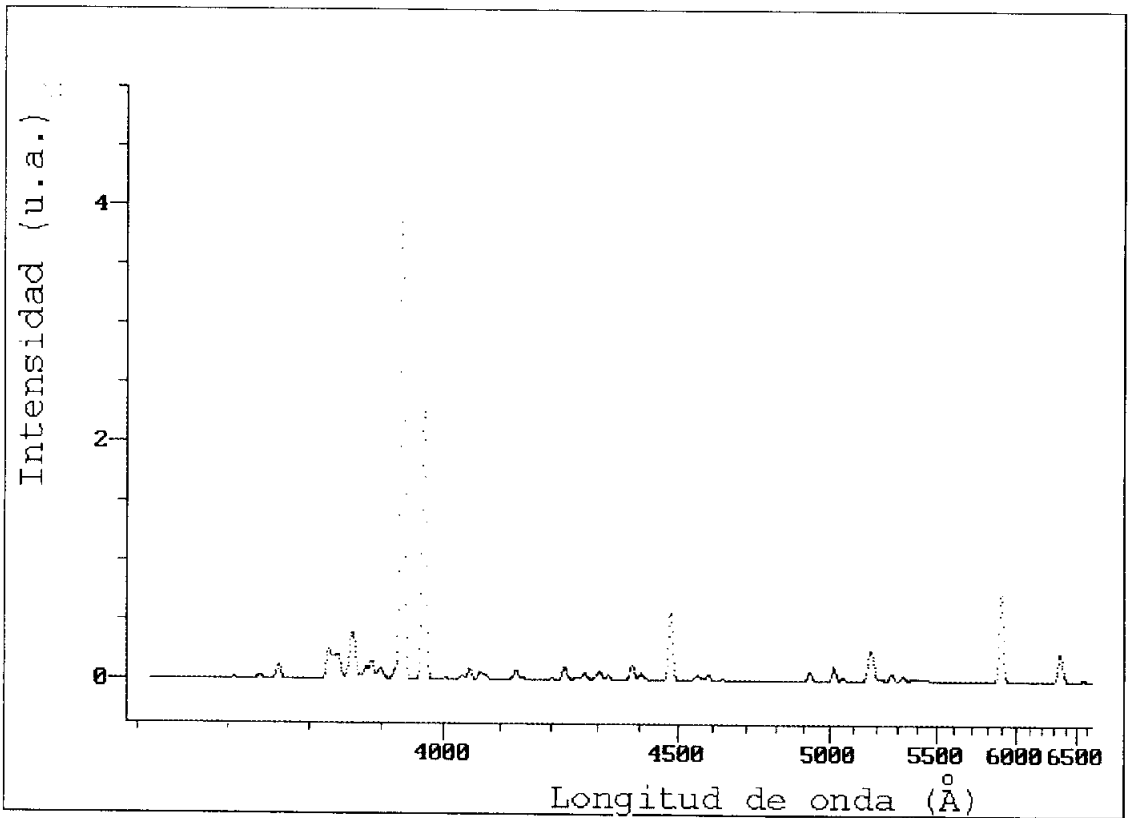
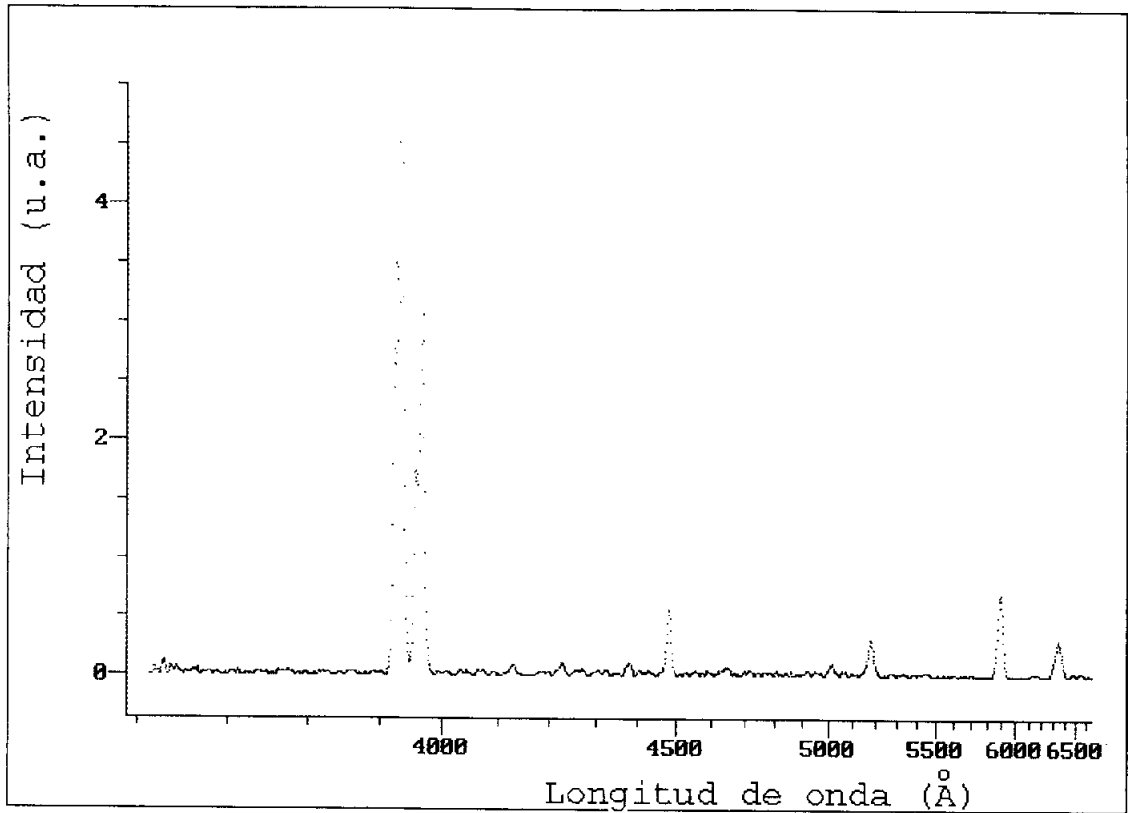


Figura A.2.67. Tramo F del espectro PER3.

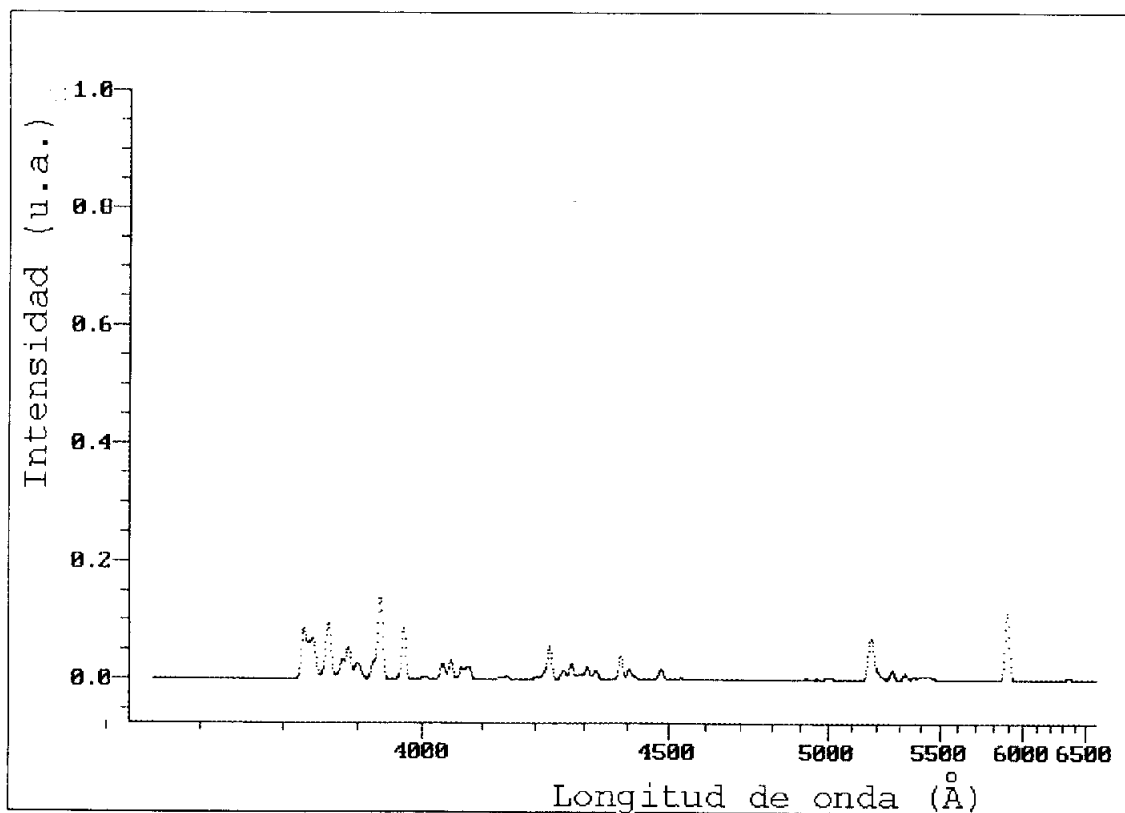
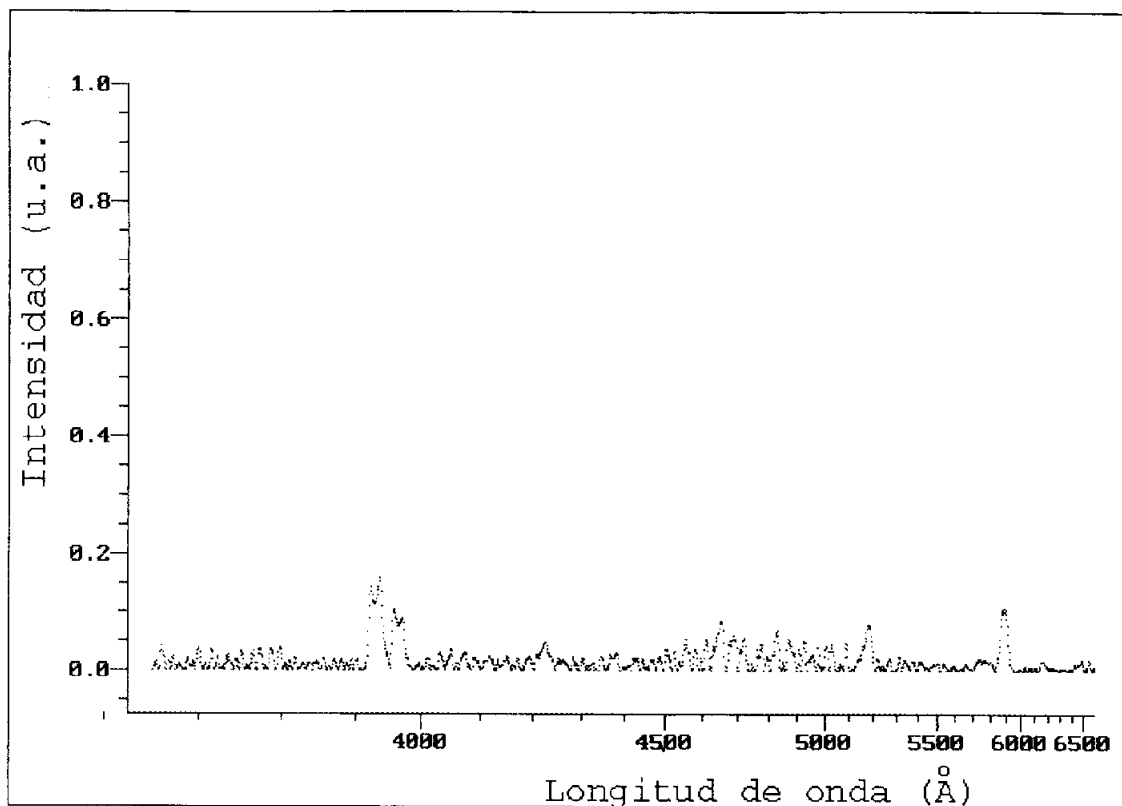


Figura A.2.68. Tramo G del espectro PER3.

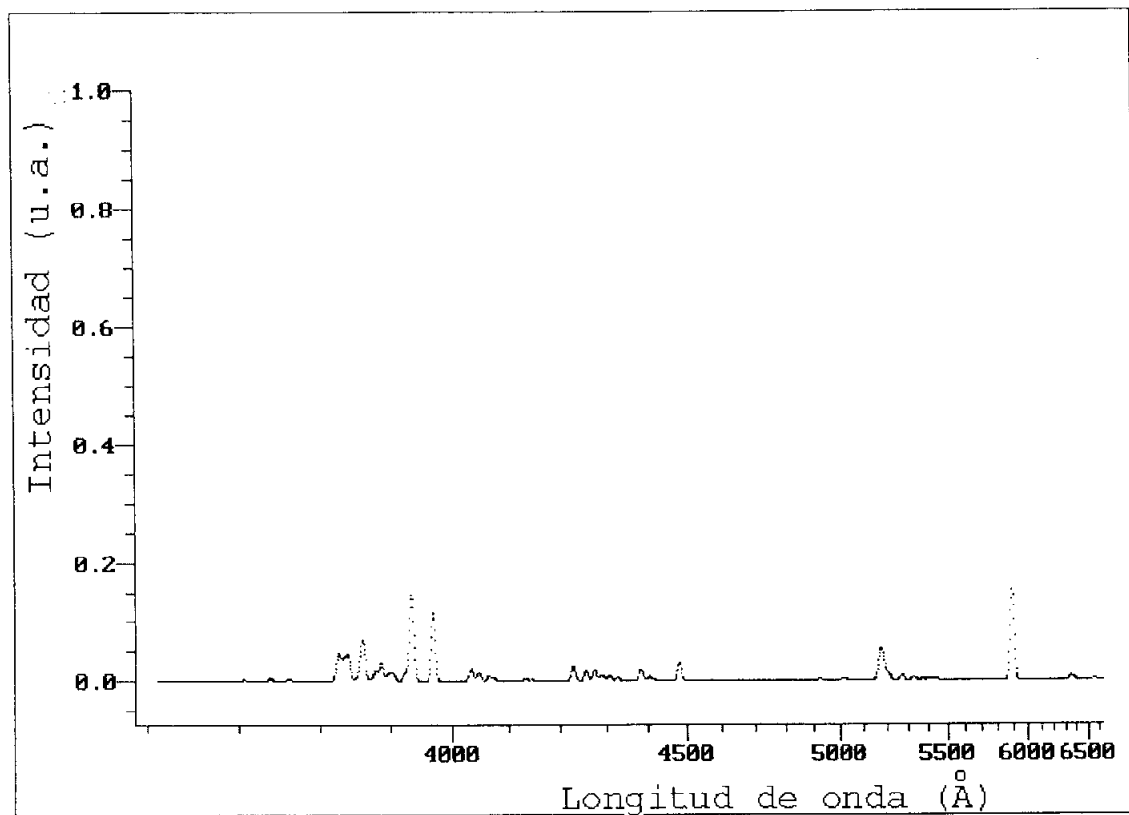
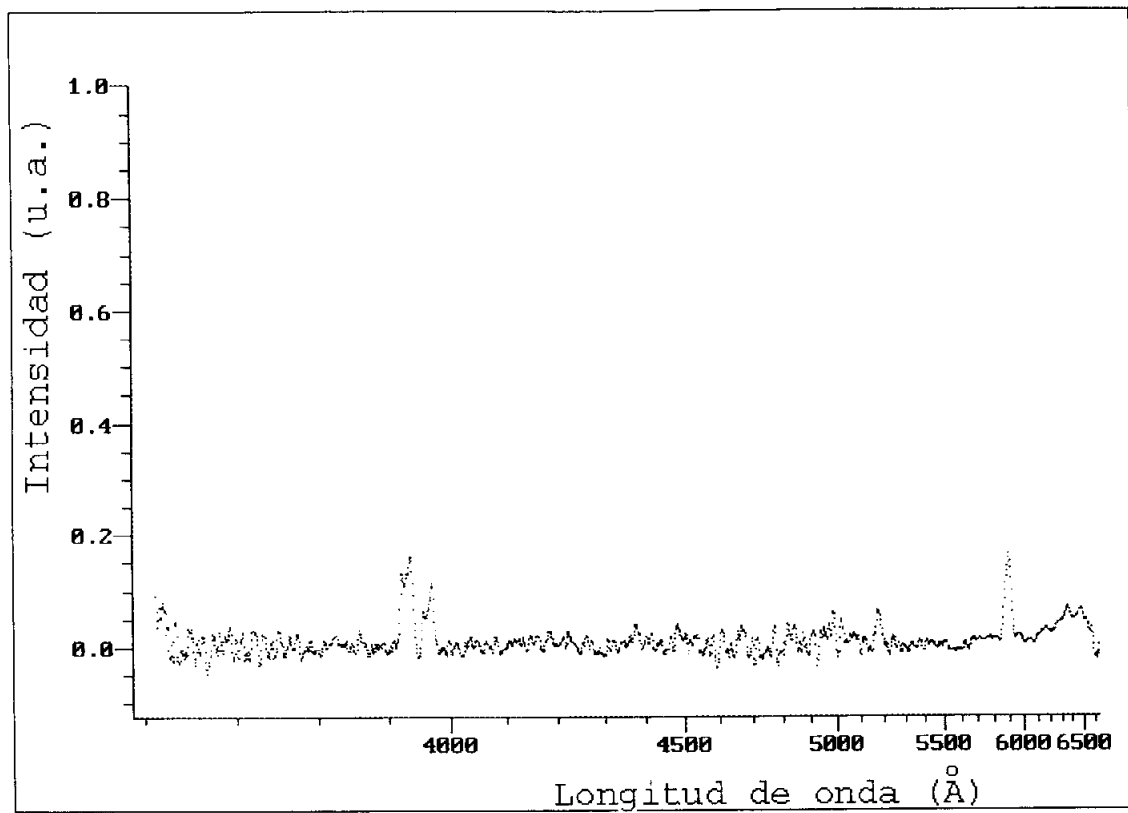


Figura A.2.69. Tramo X del espectro PER3.

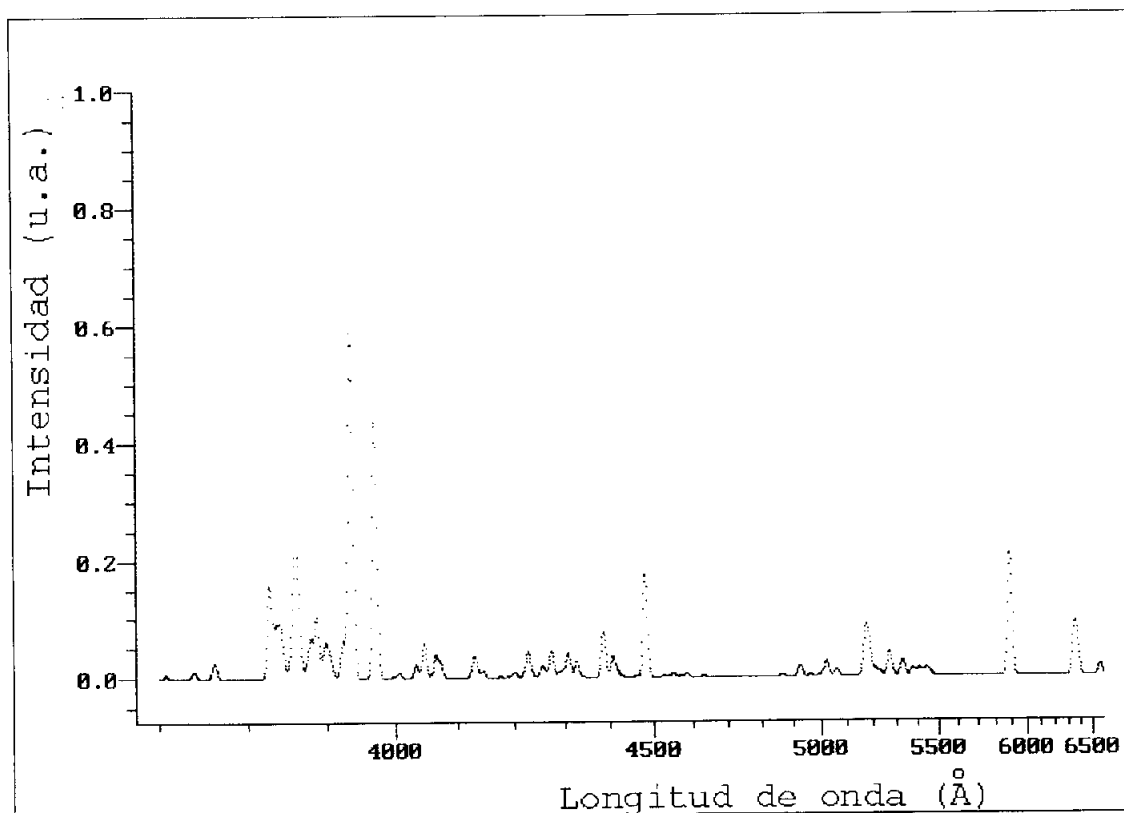
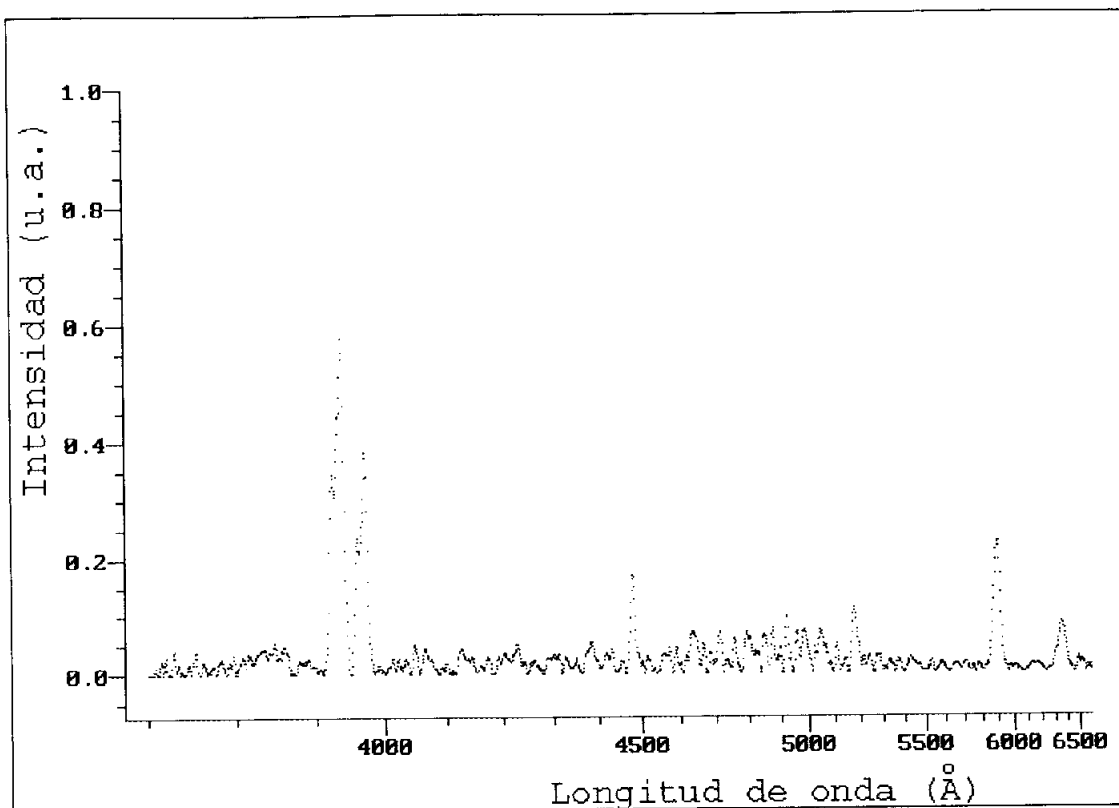


Figura A.2.70. Tramo Y del espectro PER3.

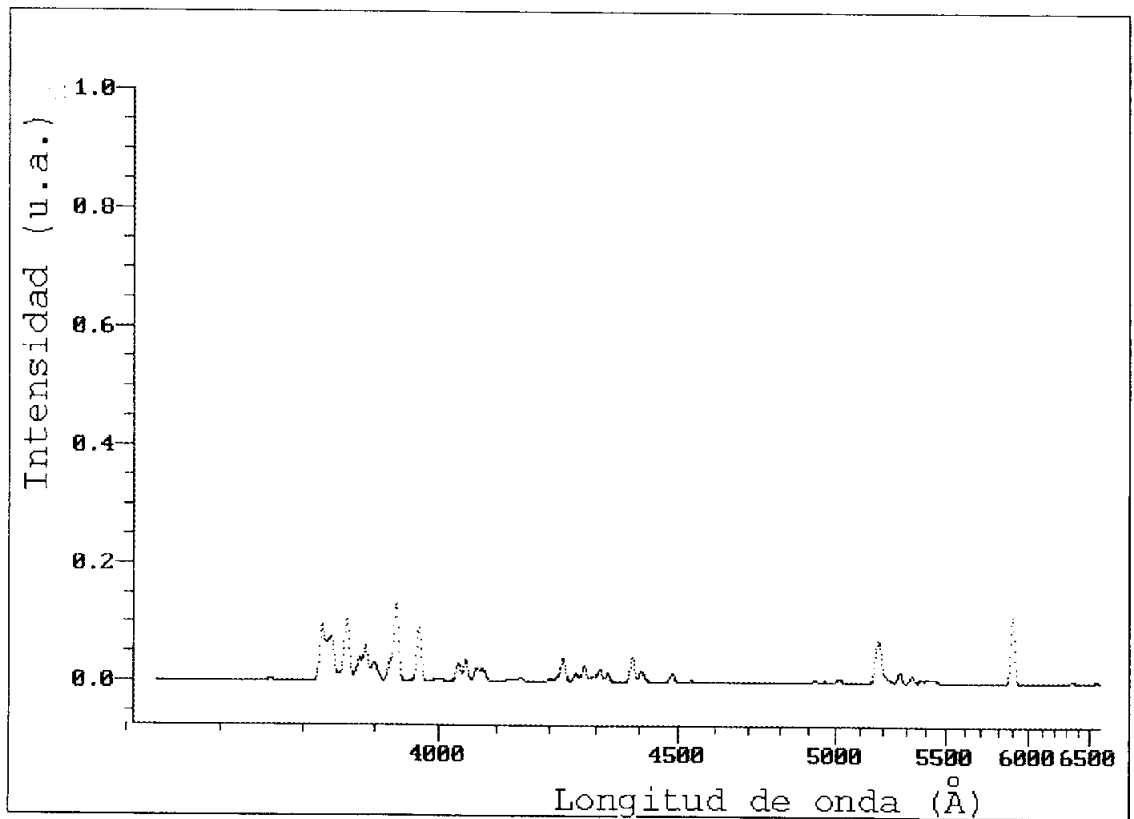
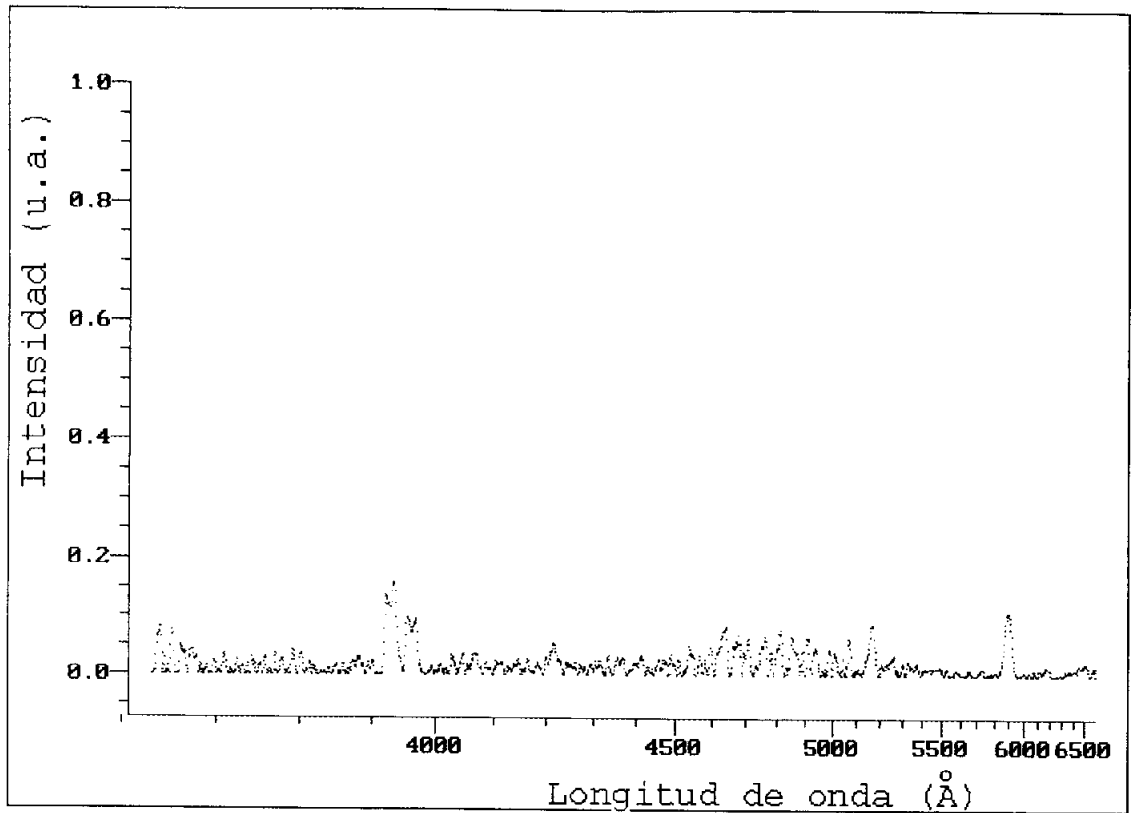


Figura A.2.71. Tramo Z del espectro PER3.

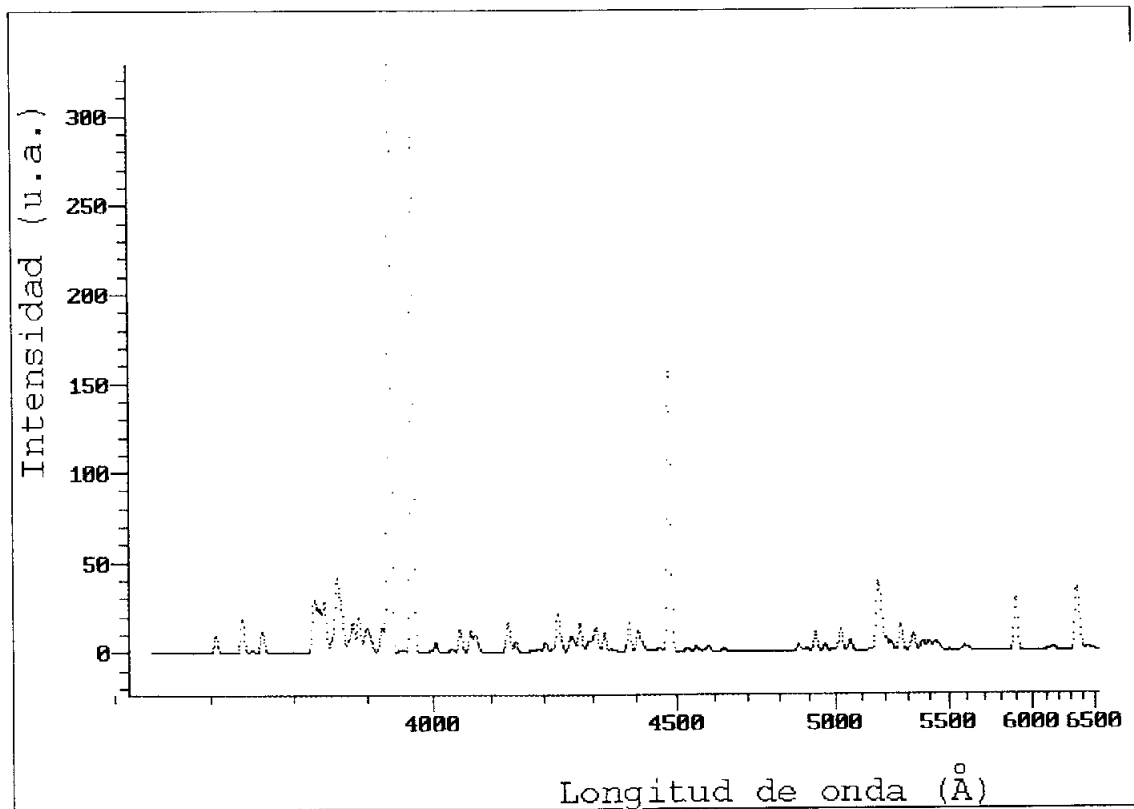
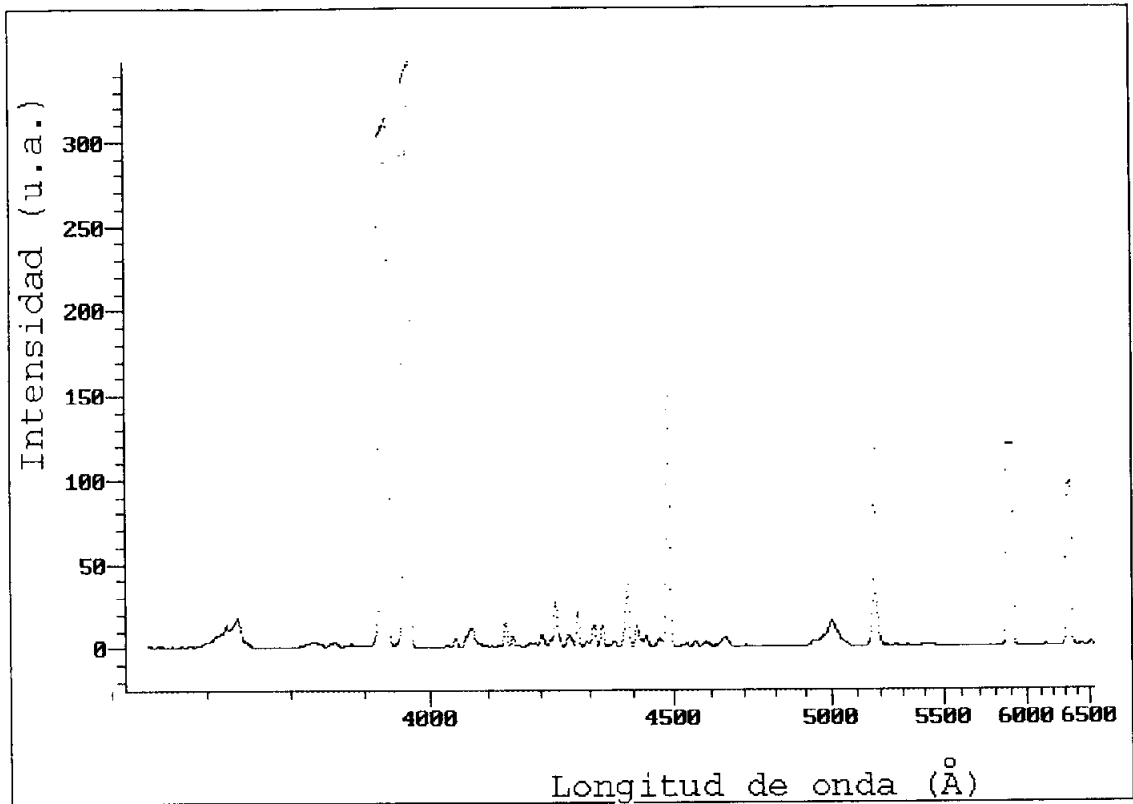


Figura A.2.72. Tramo A del espectro PER4.

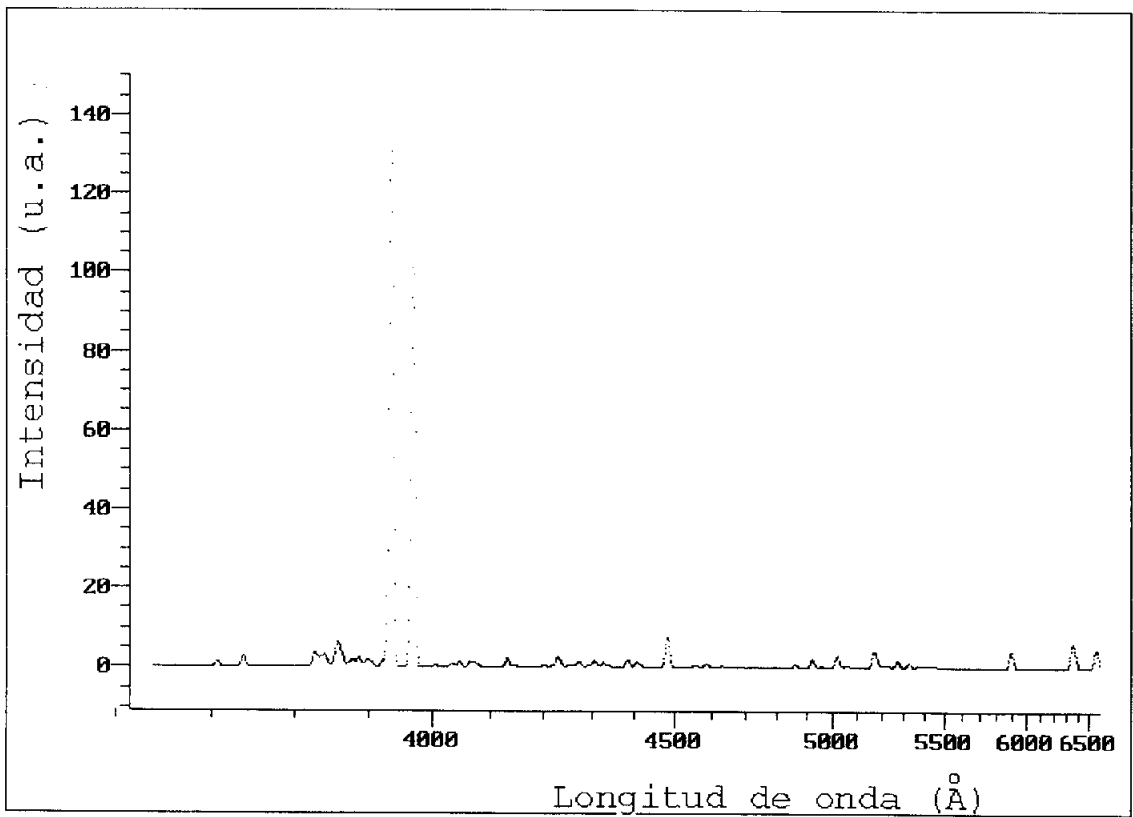
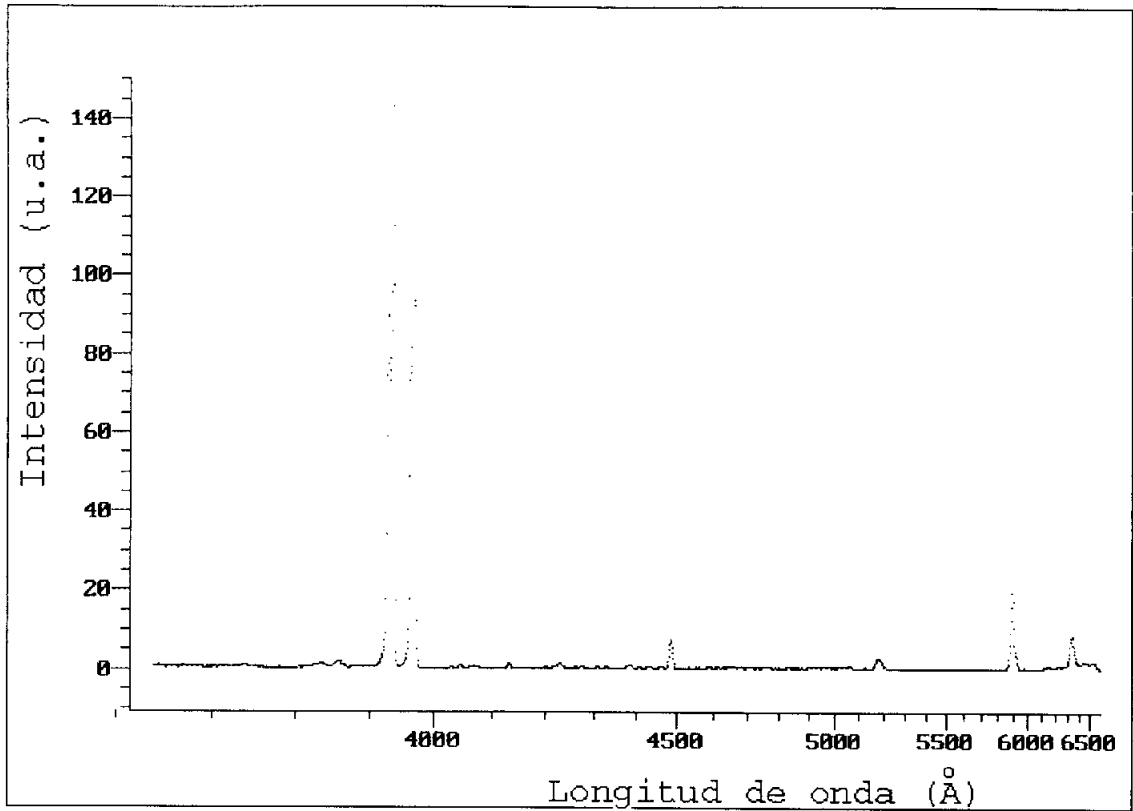


Figura A.2.73. Tramo B del espectro PER4.

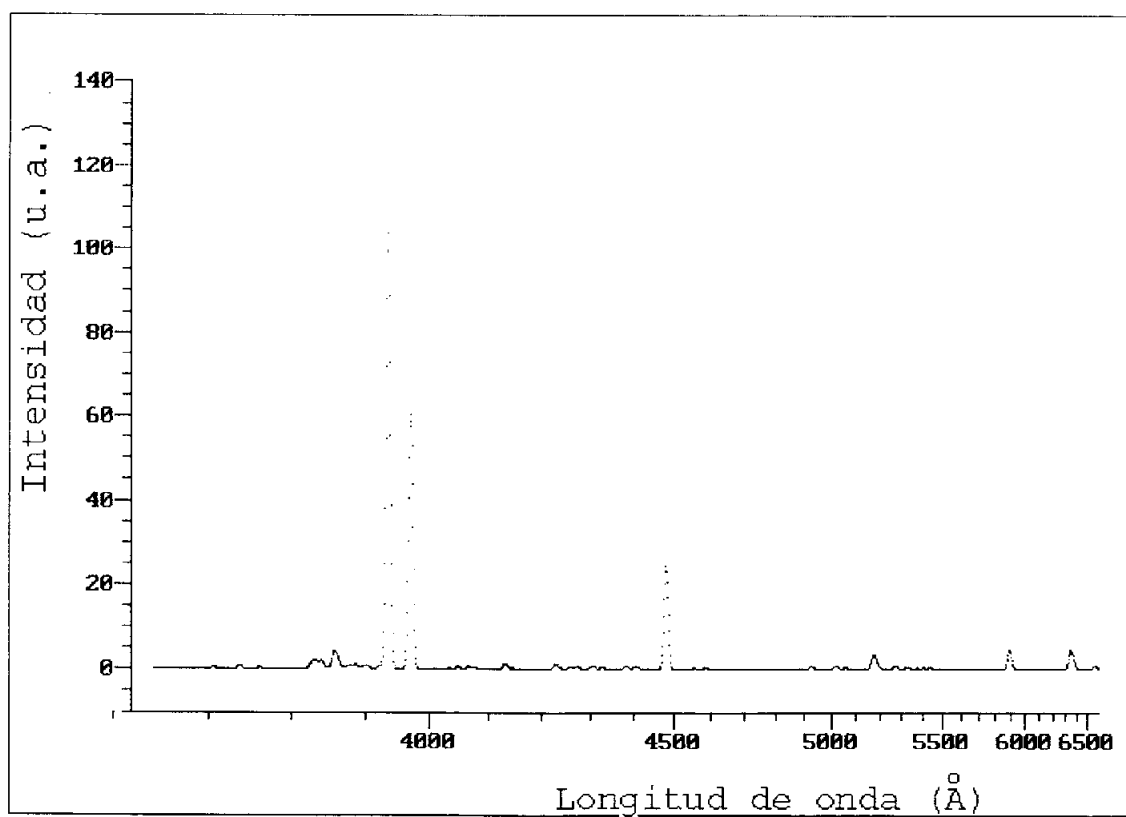
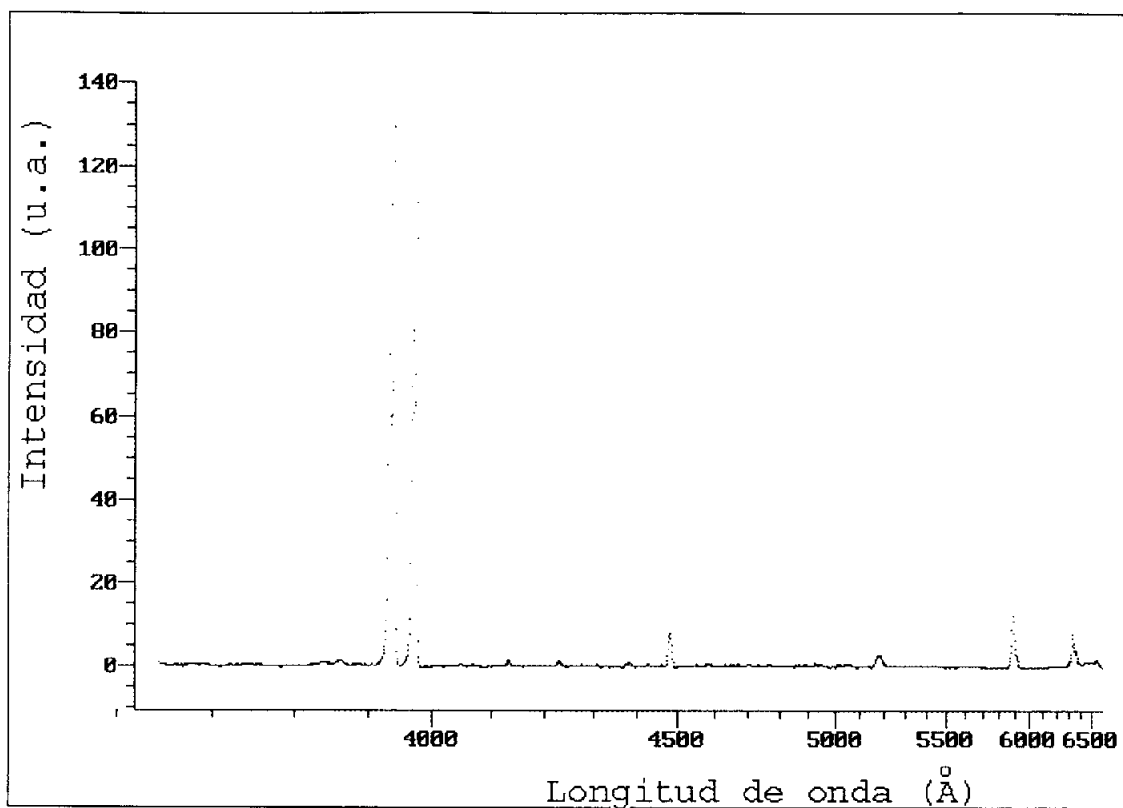


Figura A.2.74. Tramo C del espectro PER4.

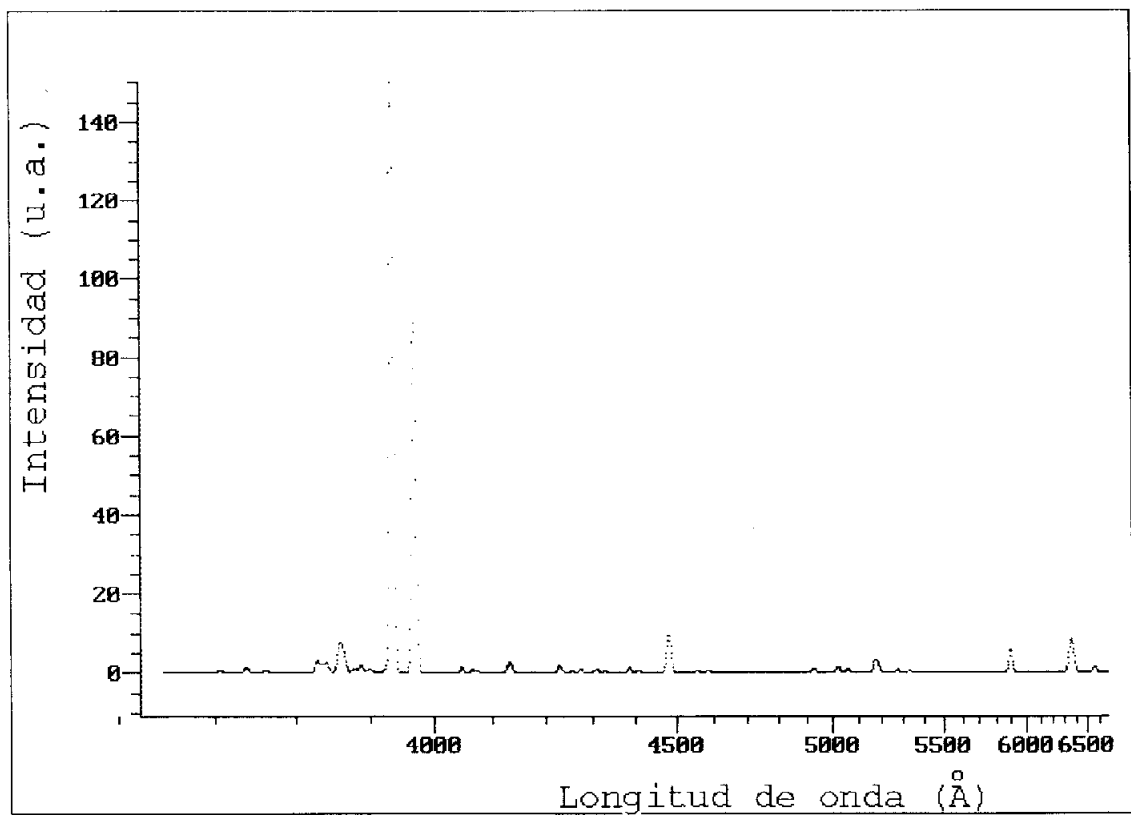
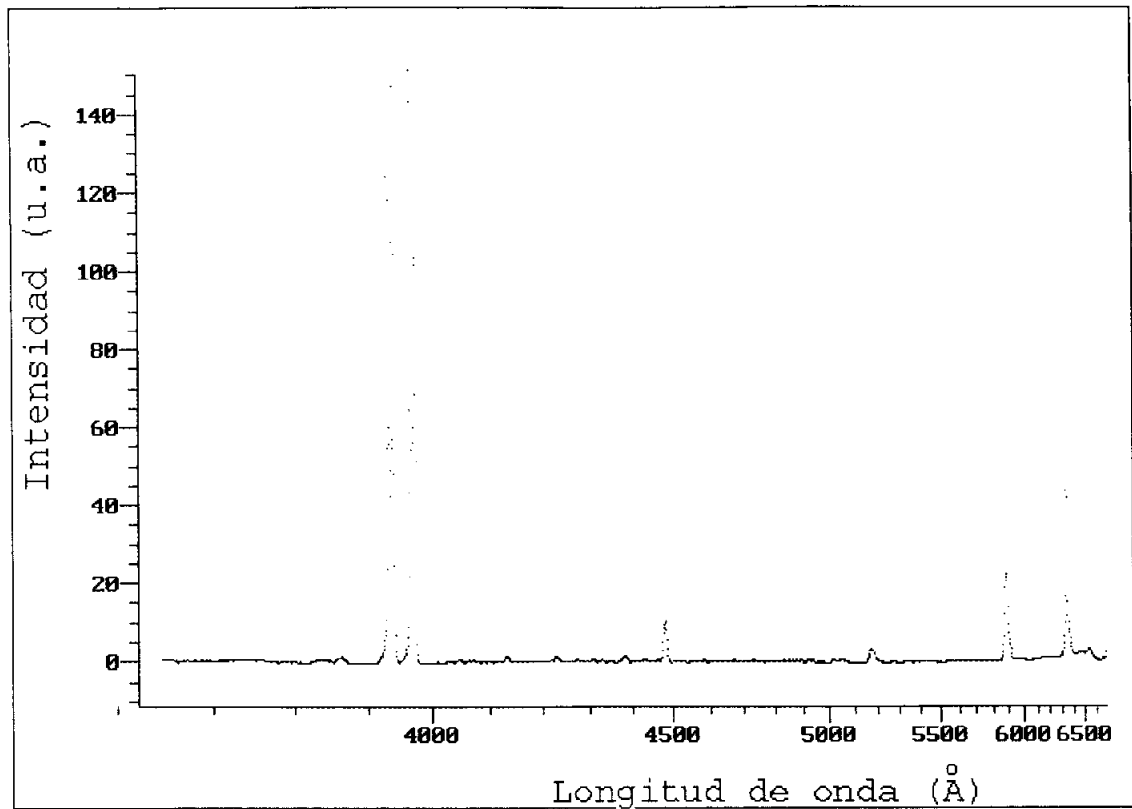


Figura A.2.75. Tramo D del espectro PER4.

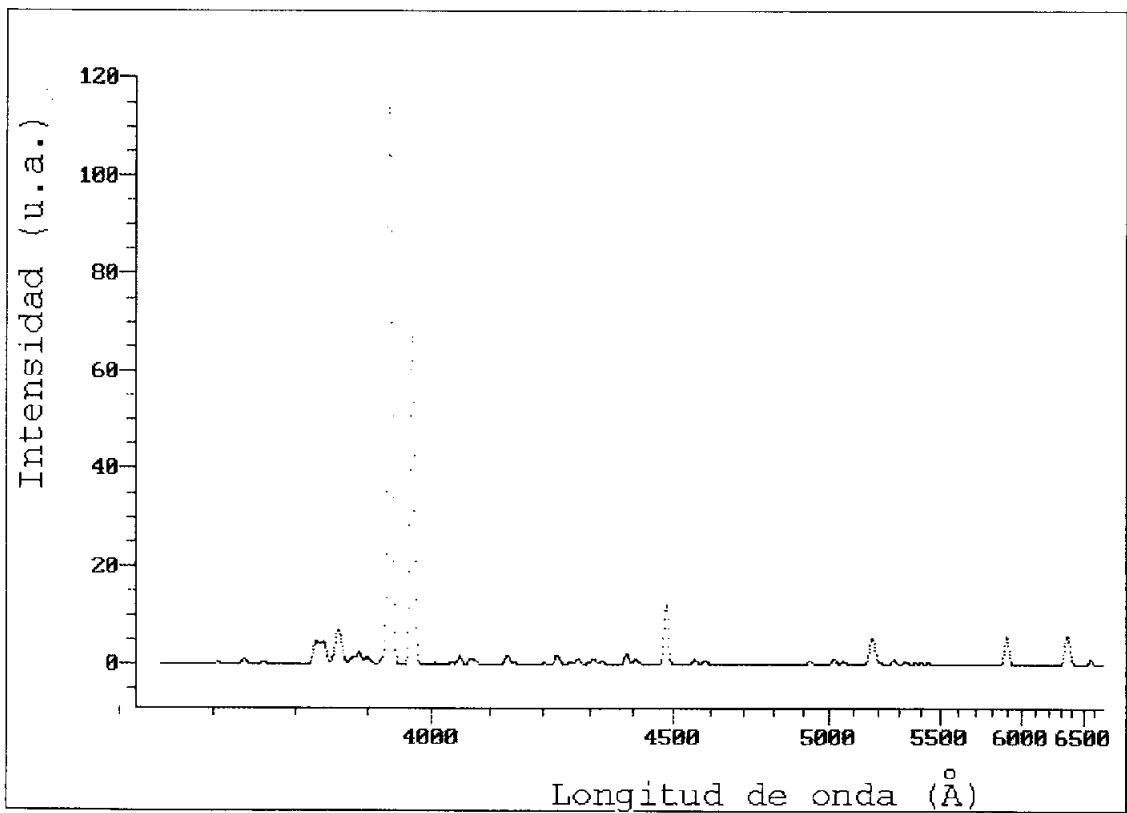
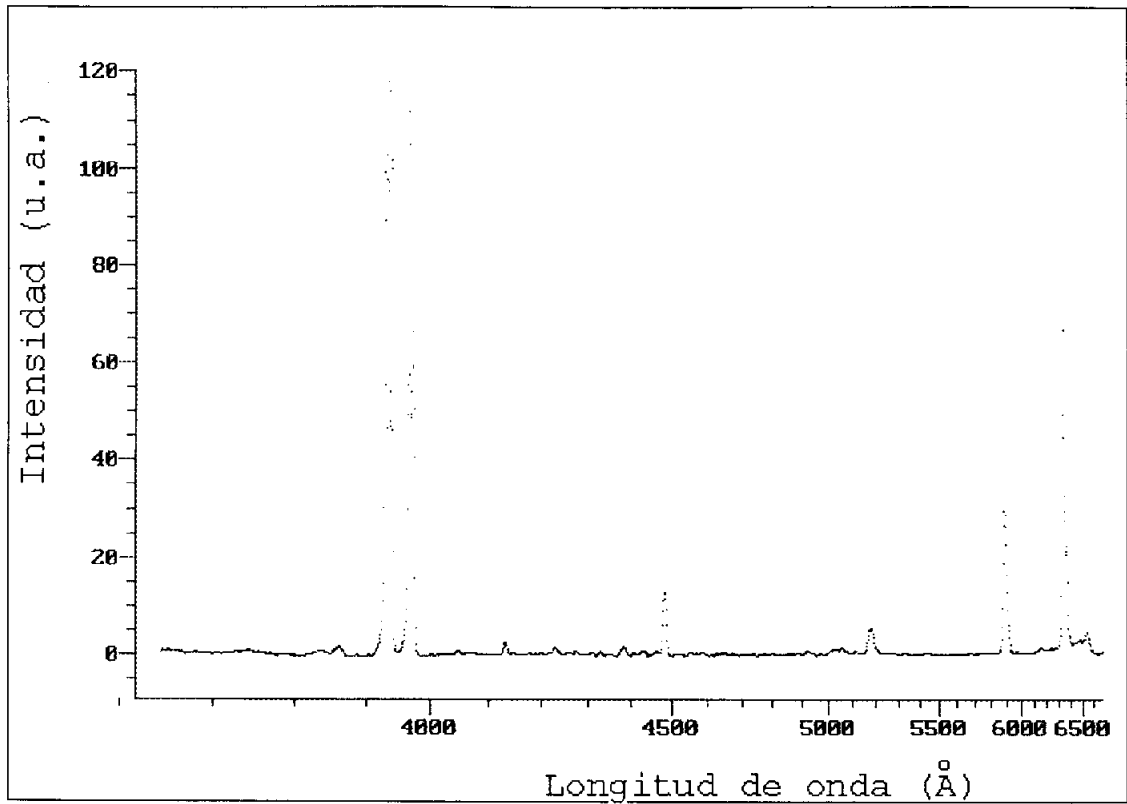


Figura A.2.76. Tramo E del espectro PER4.

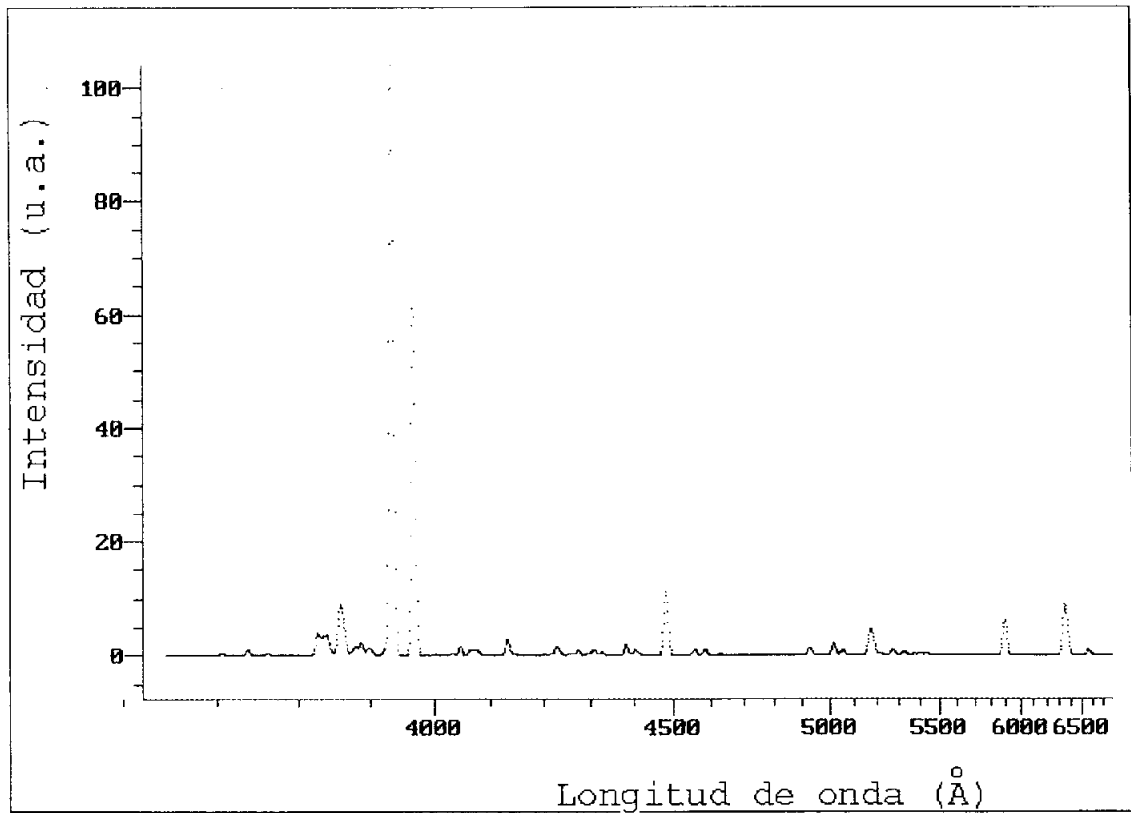
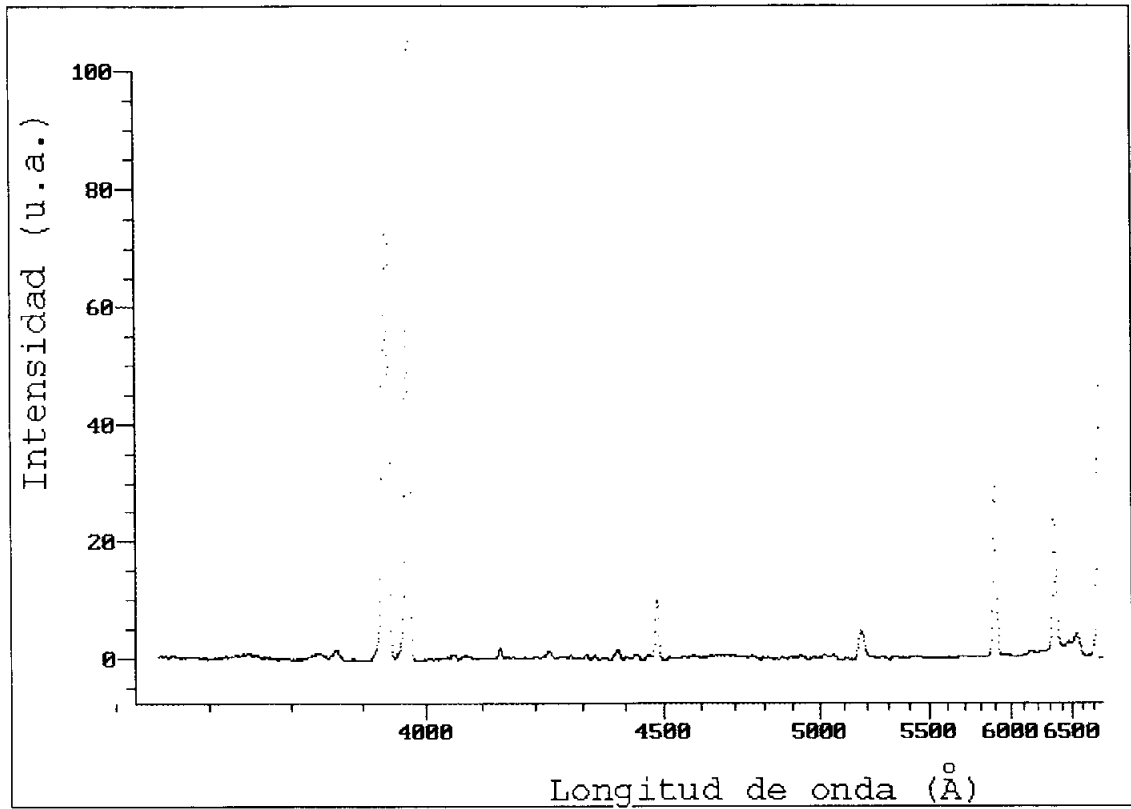


Figura A.2.77. Tramo F del espectro PER4.

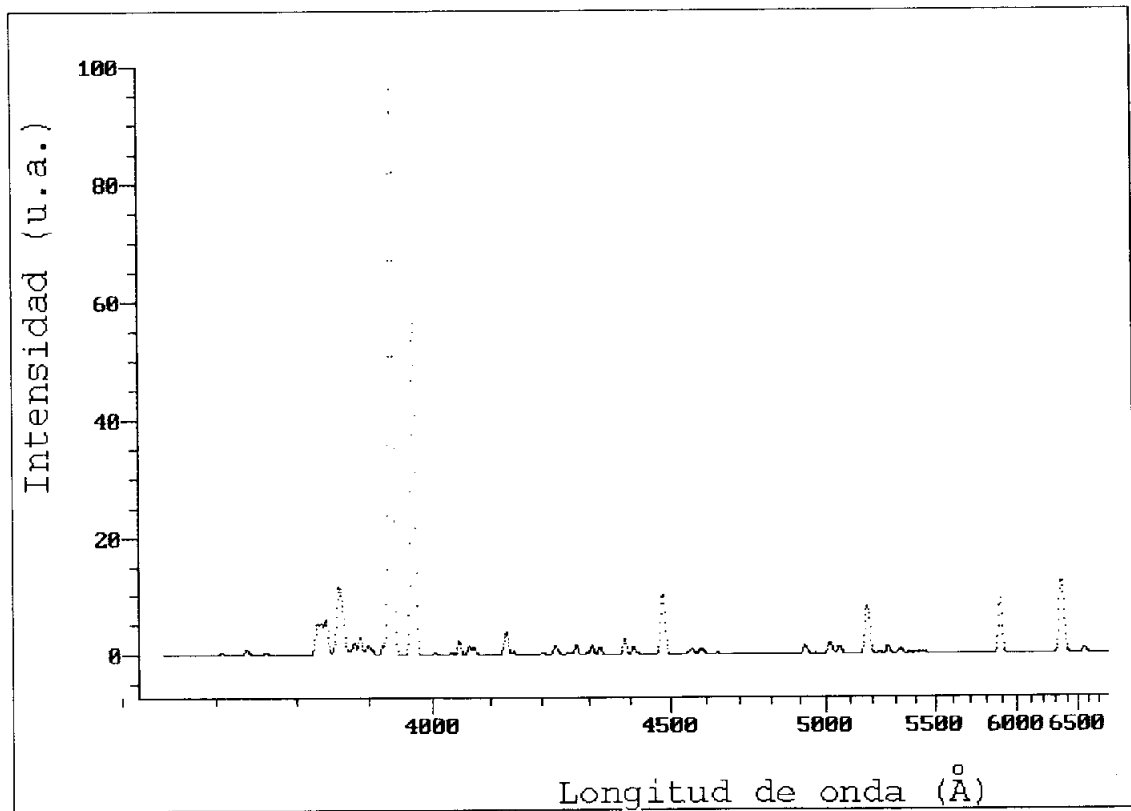
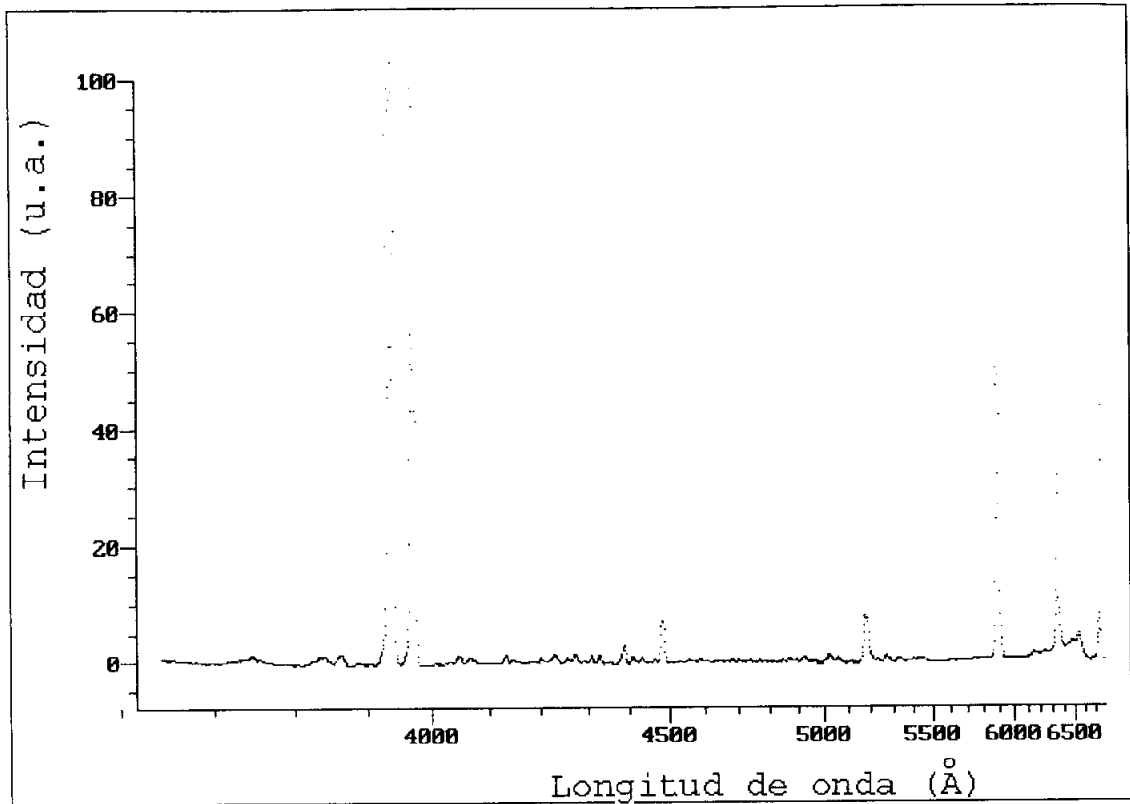


Figura A.2.78. Tramo G del espectro PER4.

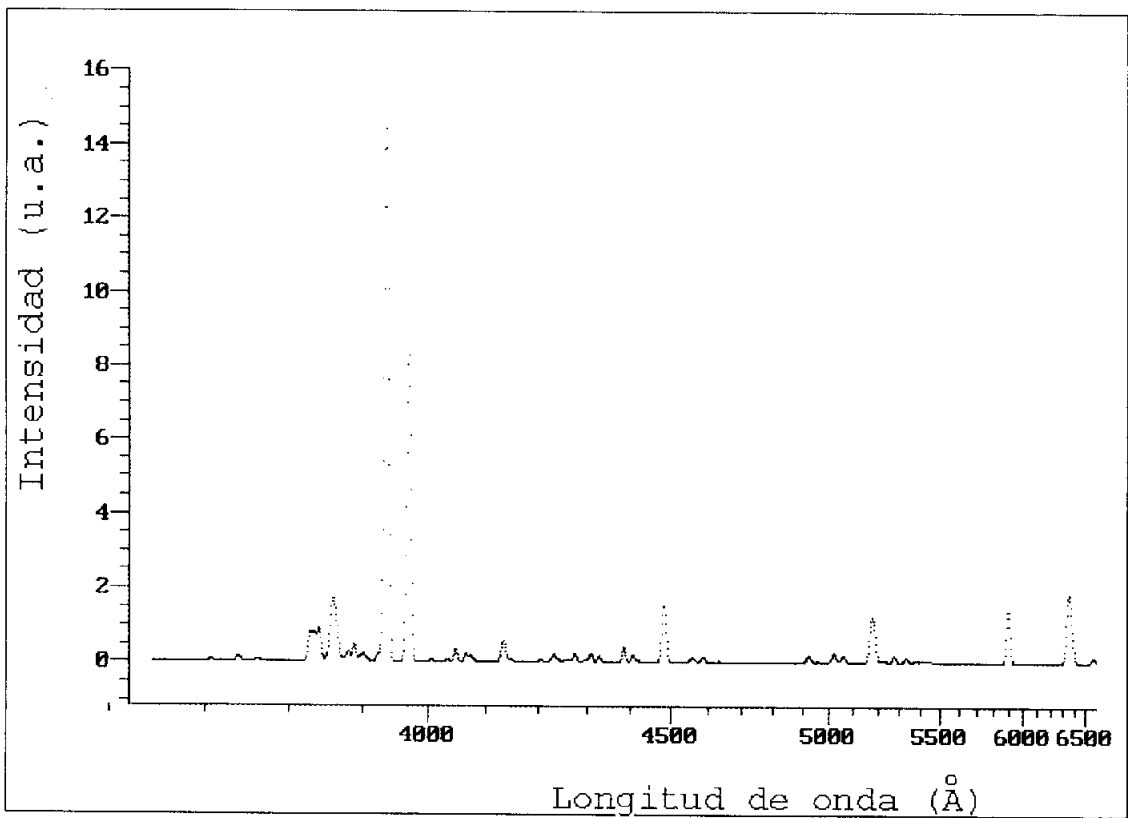
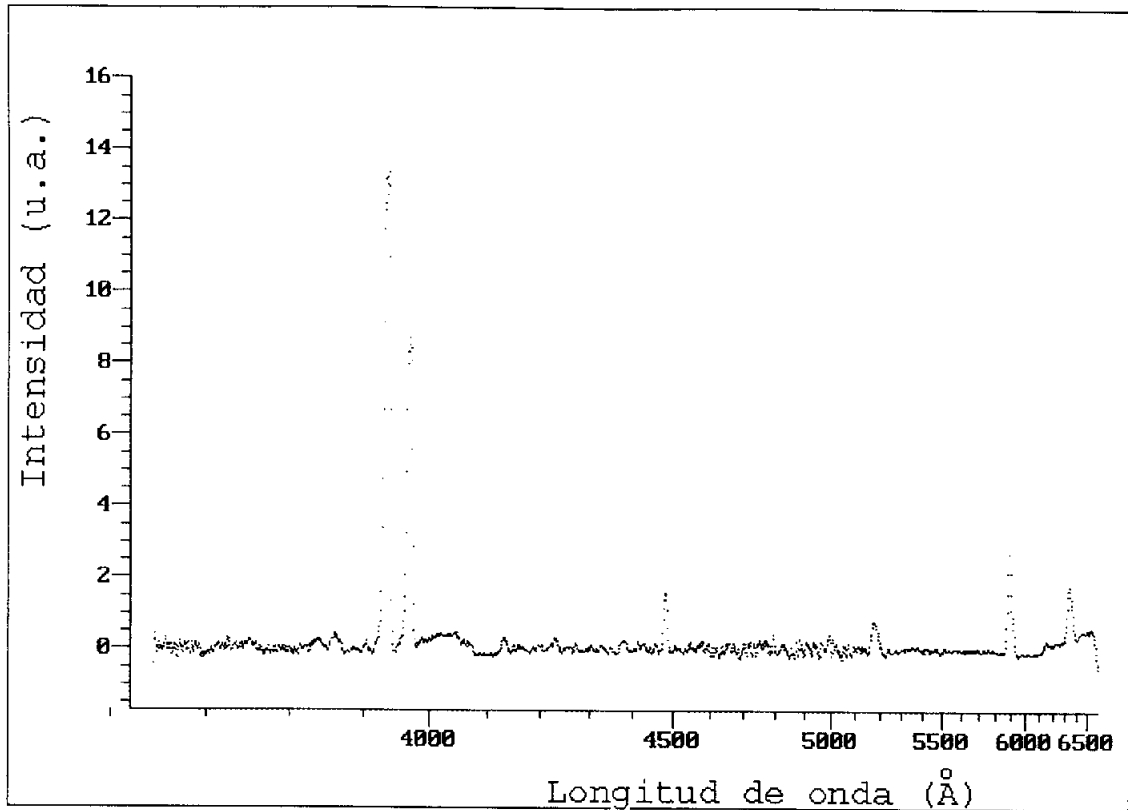


Figura A.2.79. Tramo H del espectro PER4.

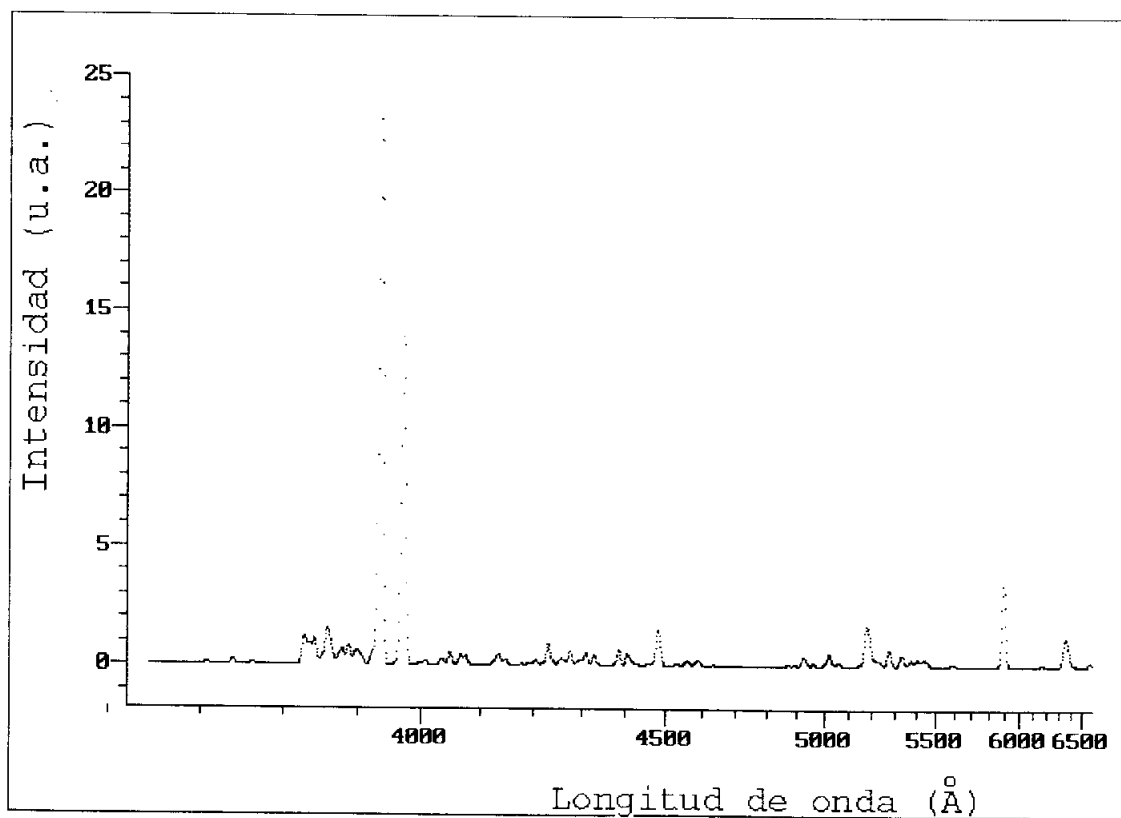
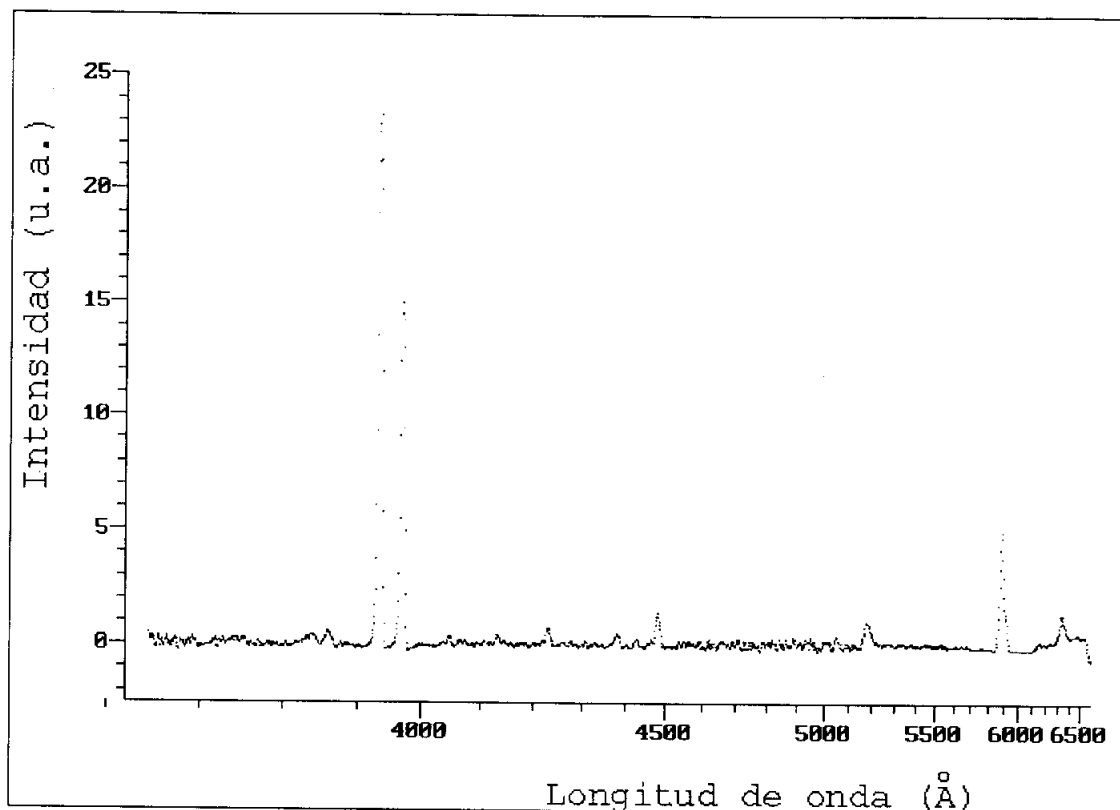


Figura A.2.80. Tramo X del espectro PER4.

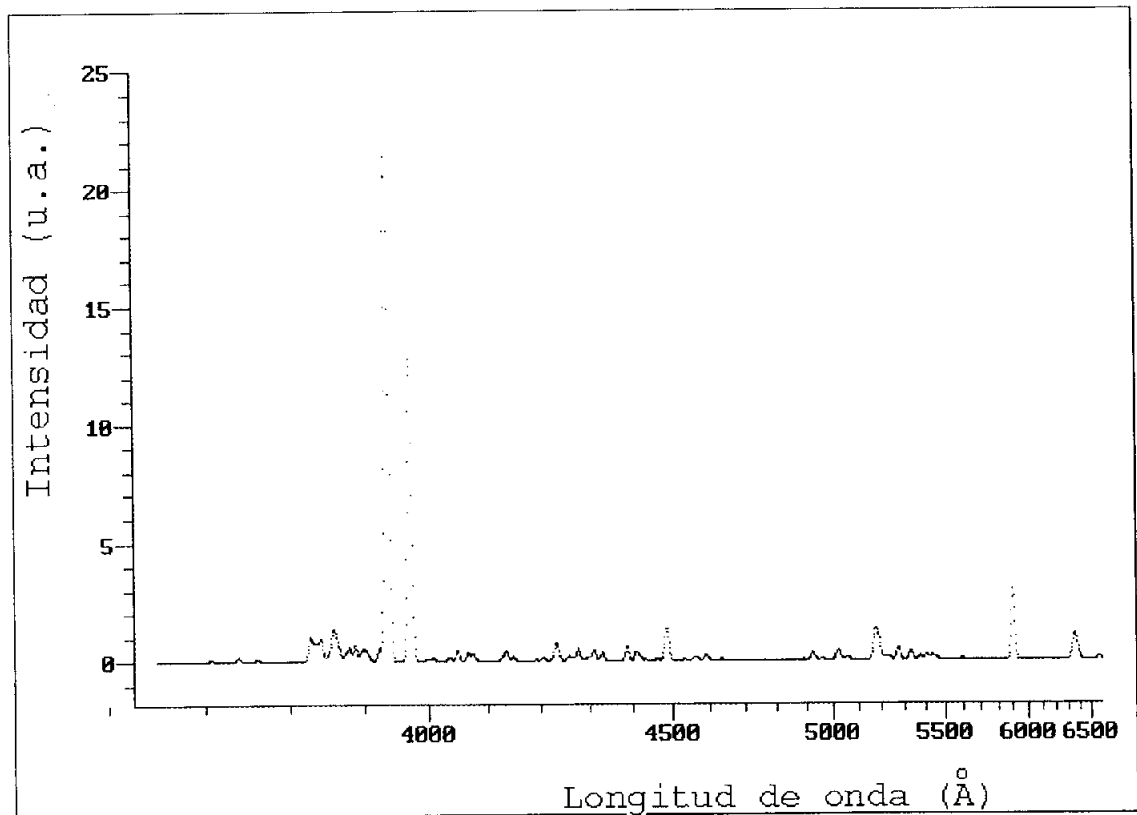
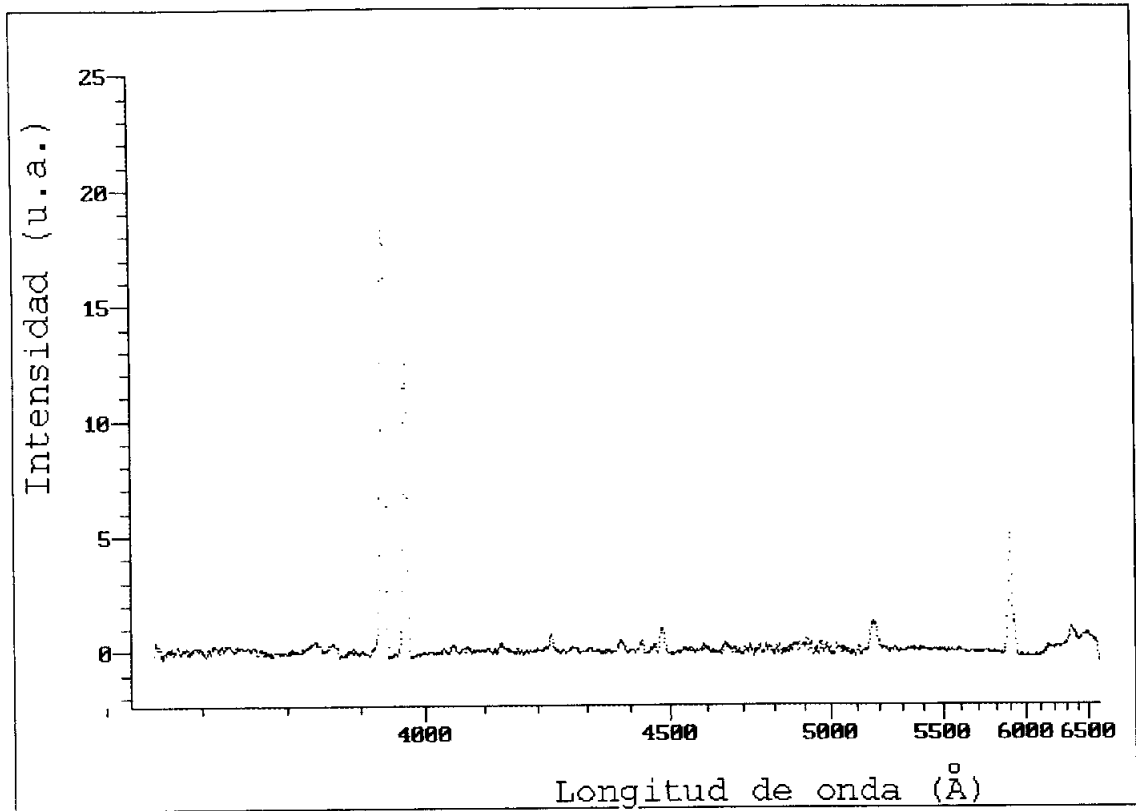


Figura A.2.81. Tramo Y del espectro PER4.

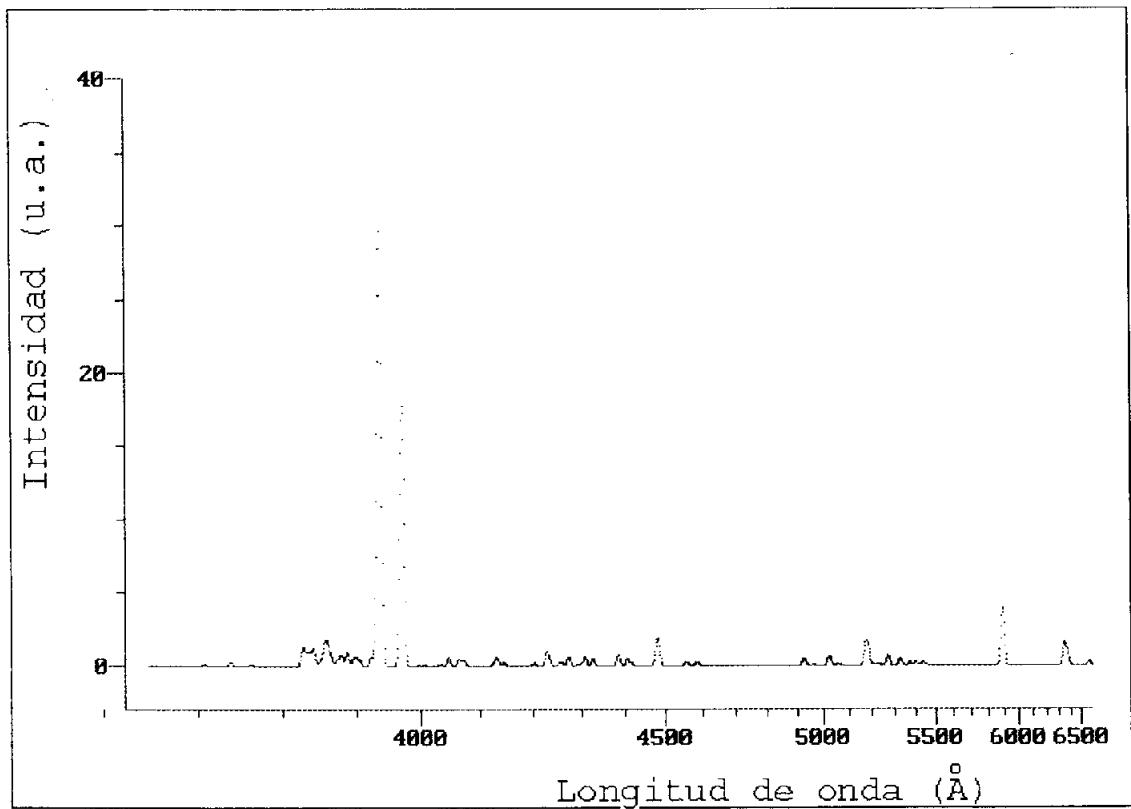
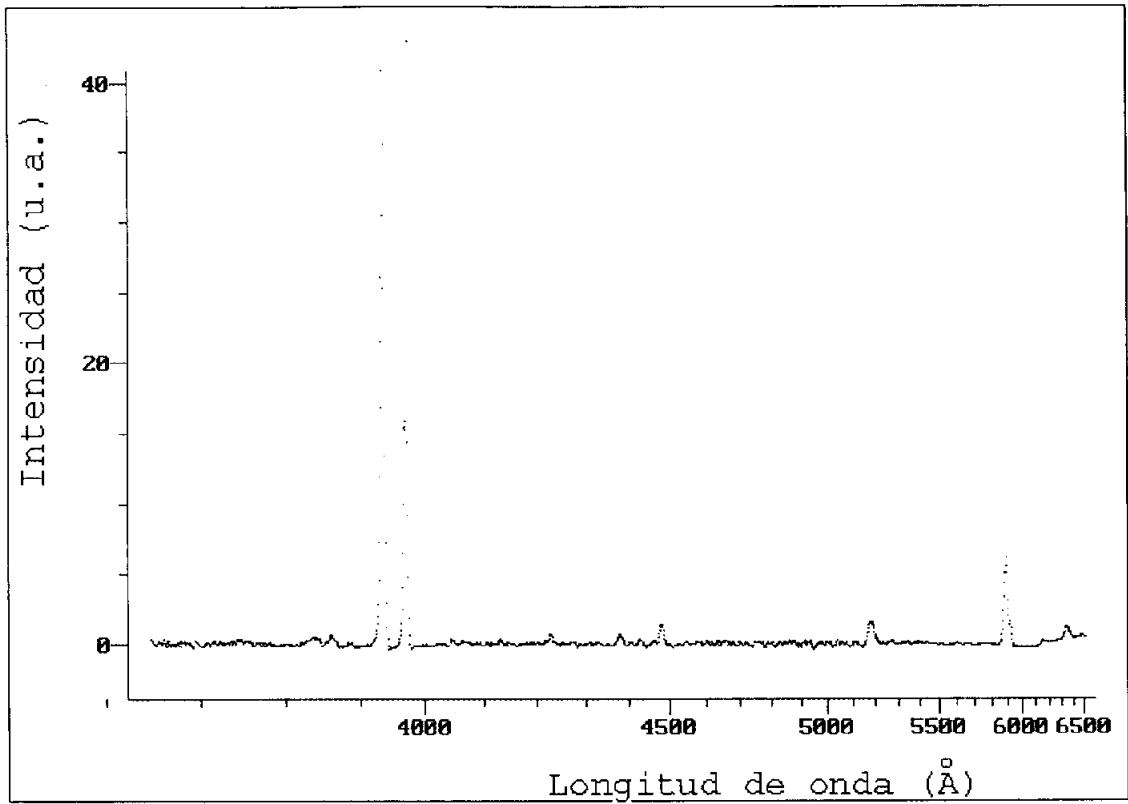


Figura A.2.82. Tramo Z del espectro PER4.

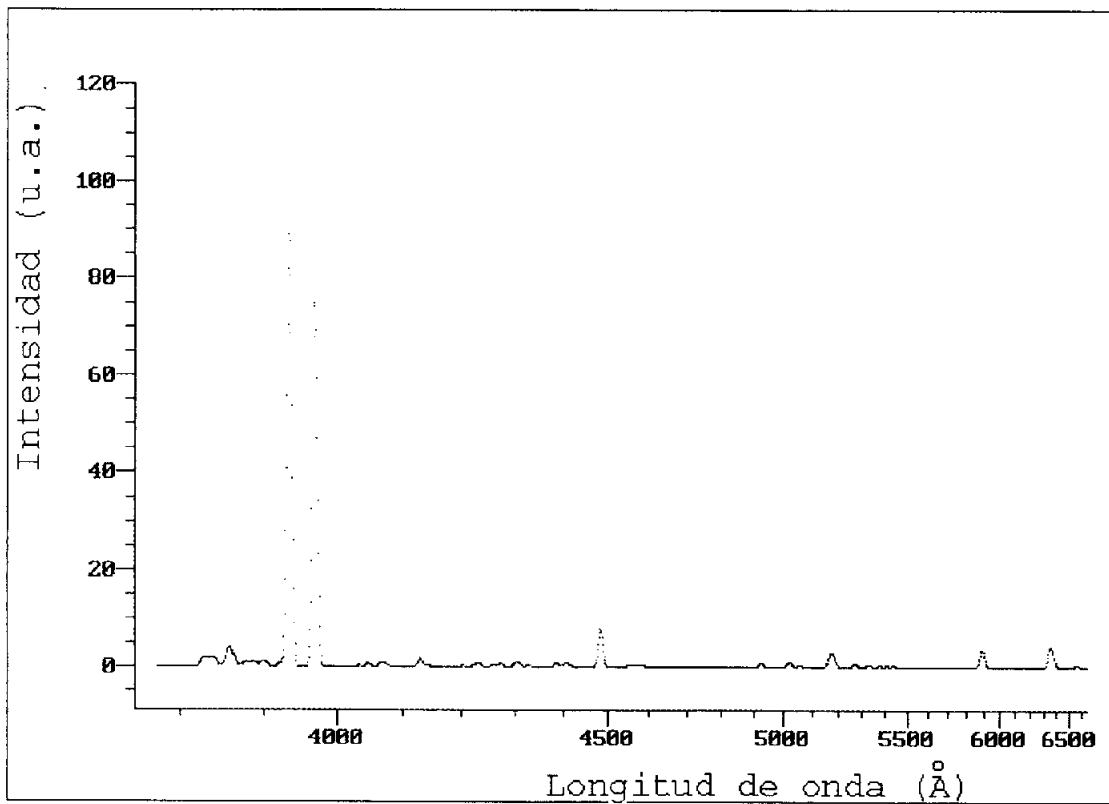
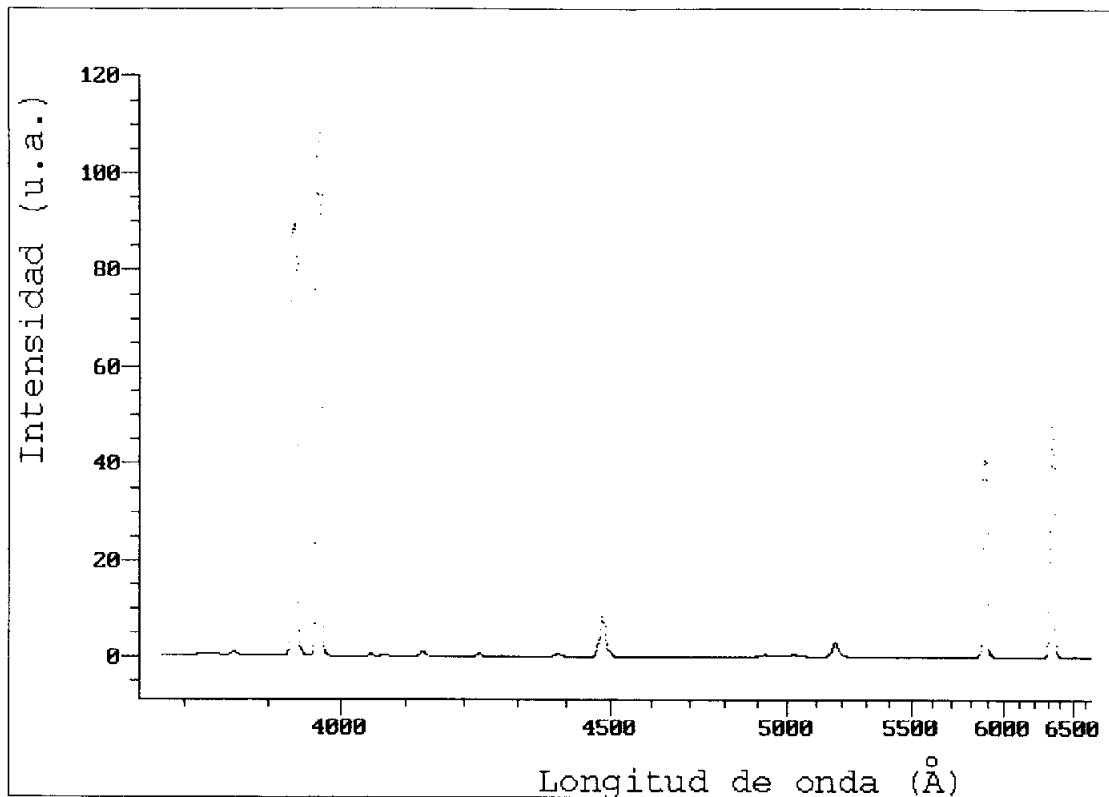


Figura A.2.83. Tramo A del espectro PER5.

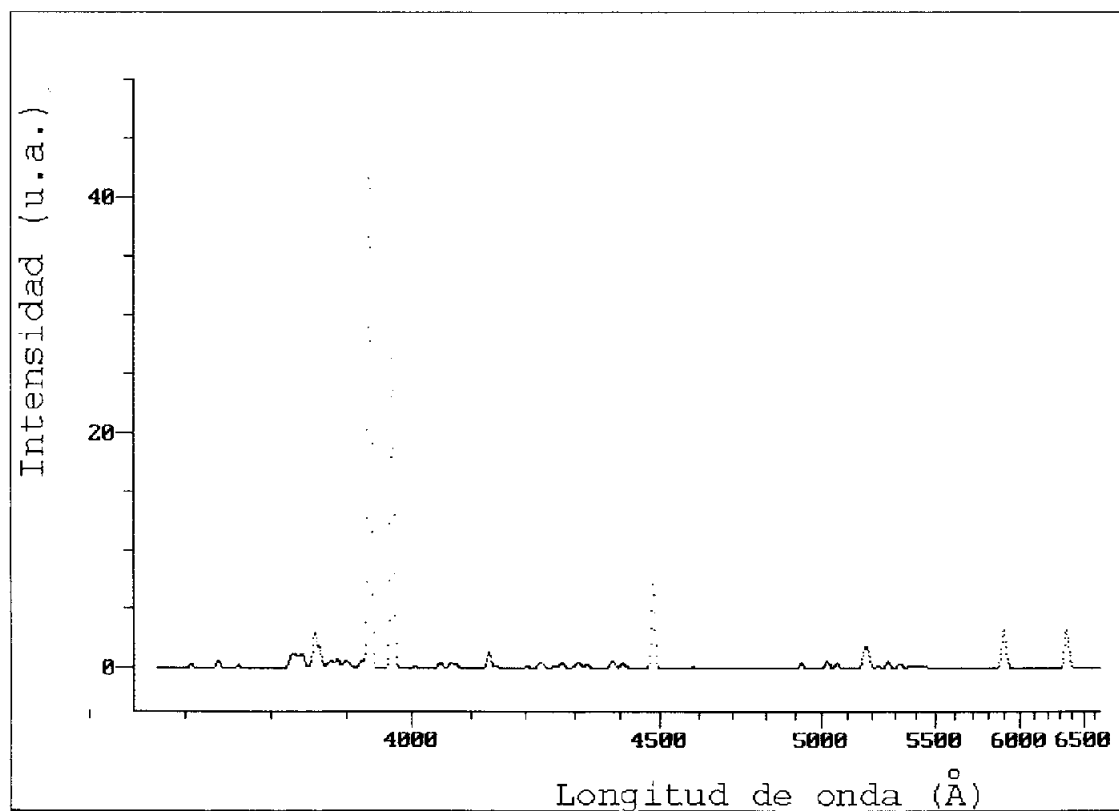
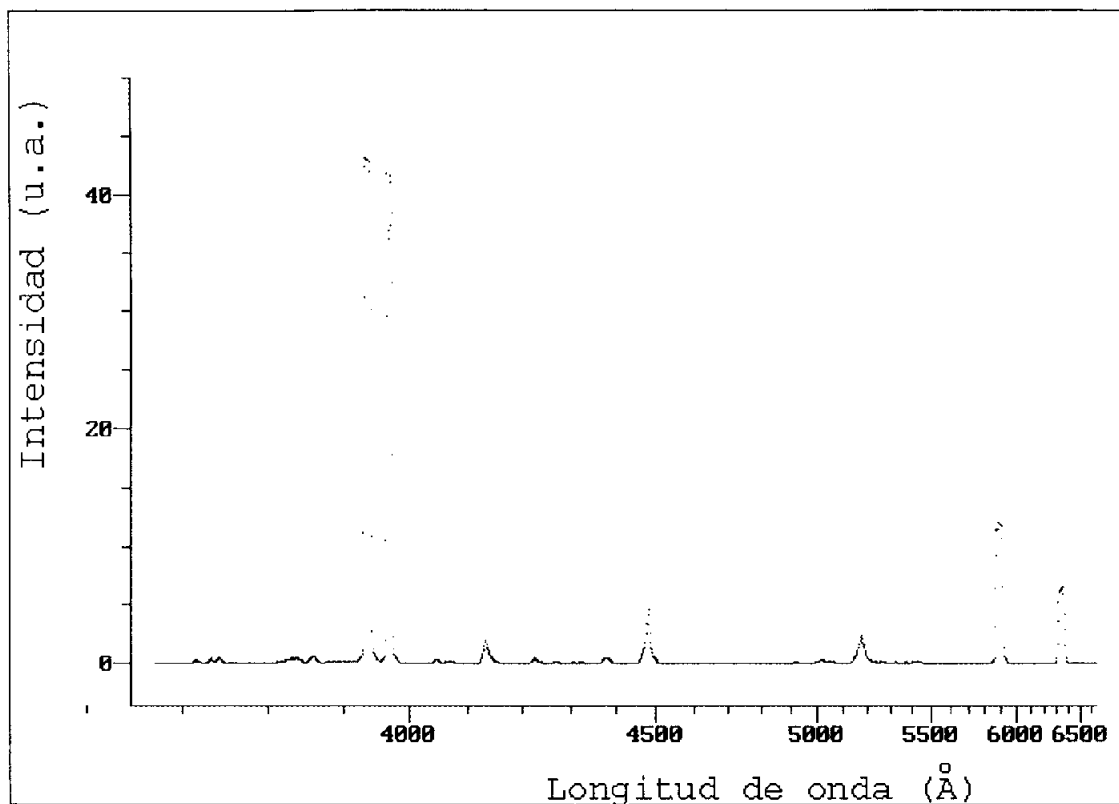


Figura A.2.84. Tramo B del espectro PER5.

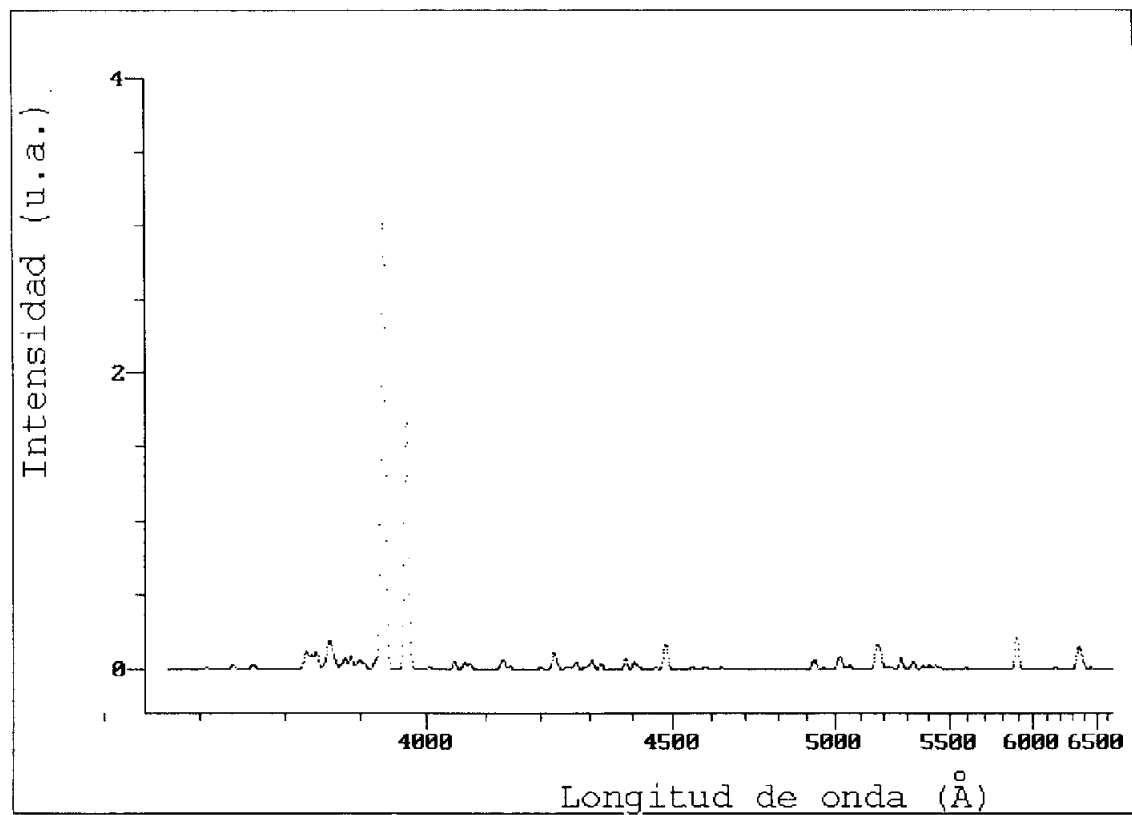
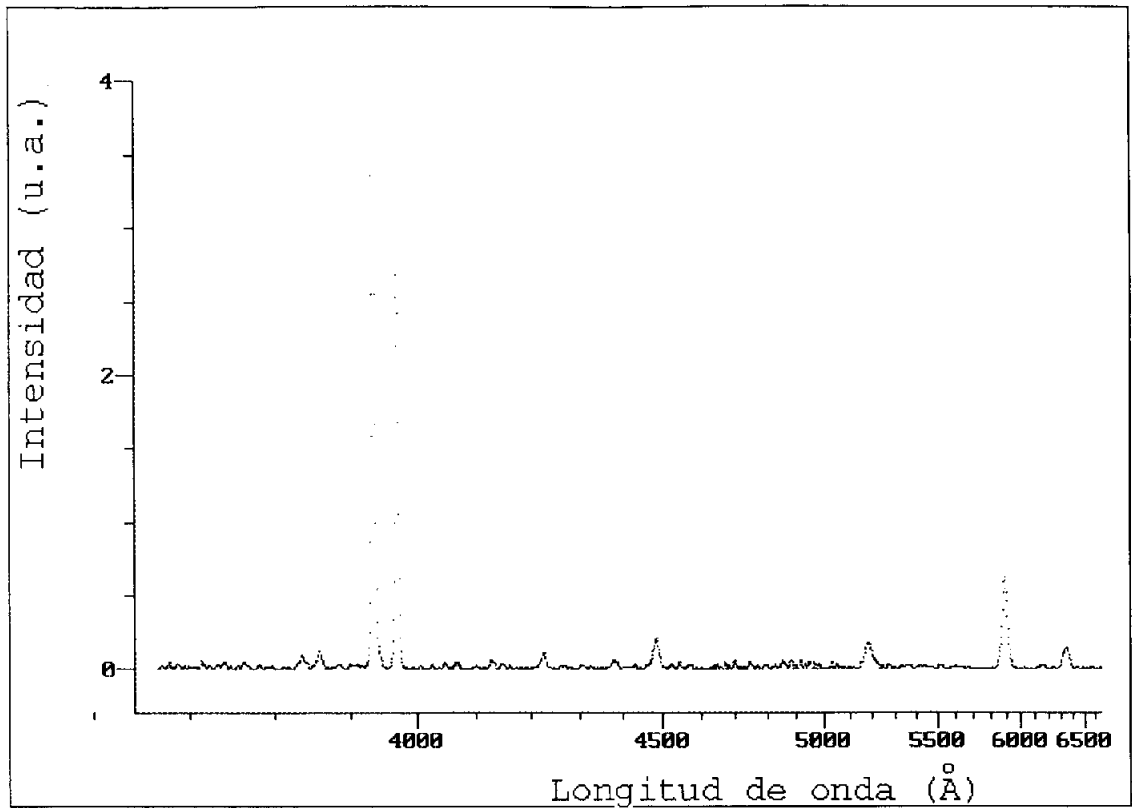


Figura A.2.85. Tramo D del espectro PER5.

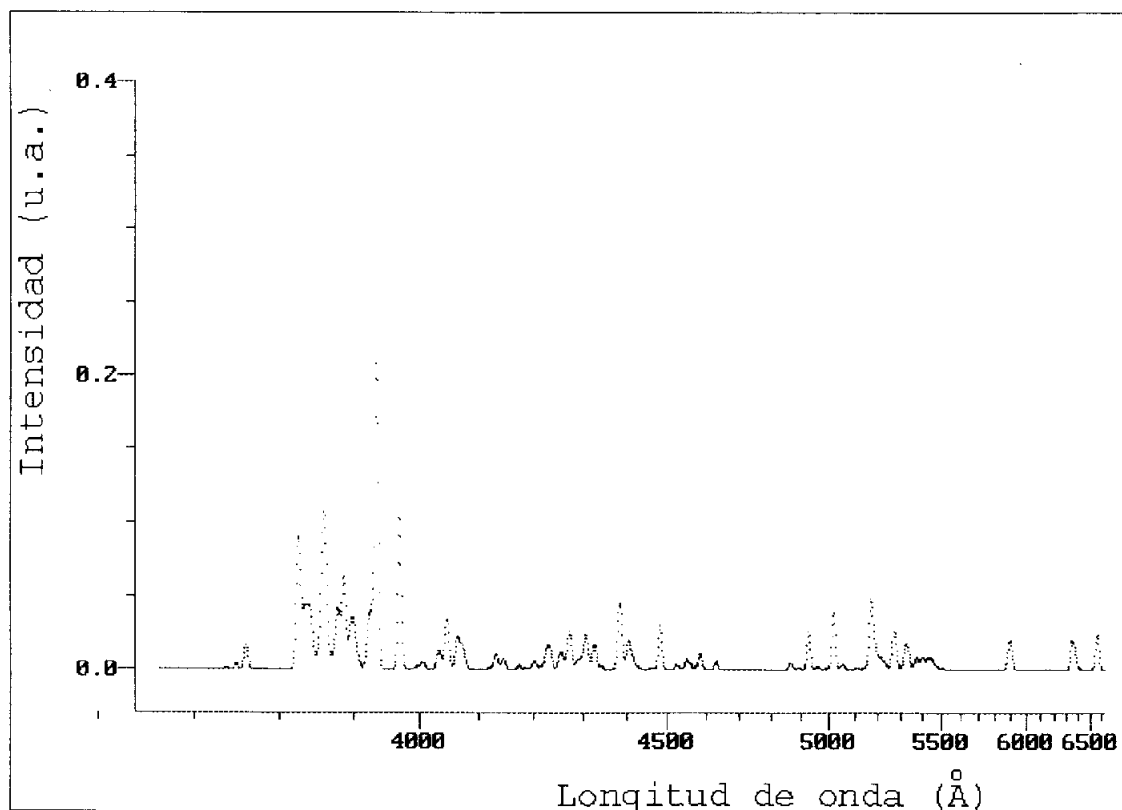
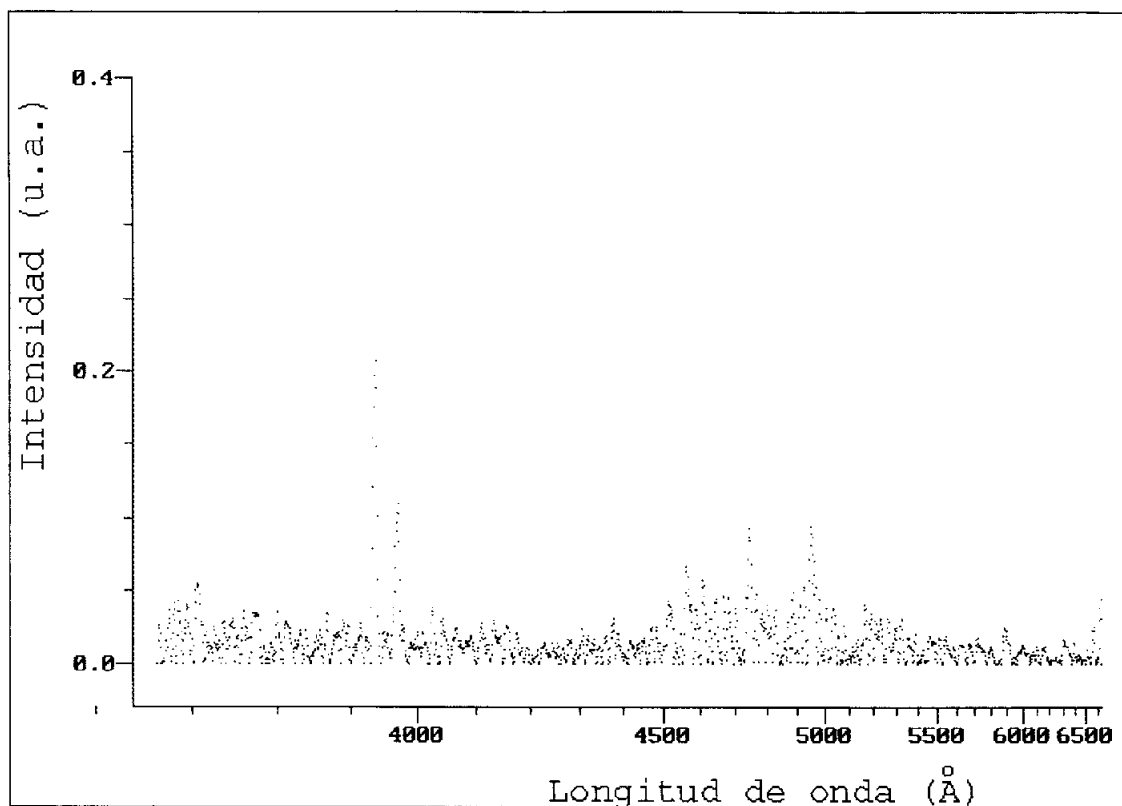


Figura A.2.86. Tramo F del espectro PER5.

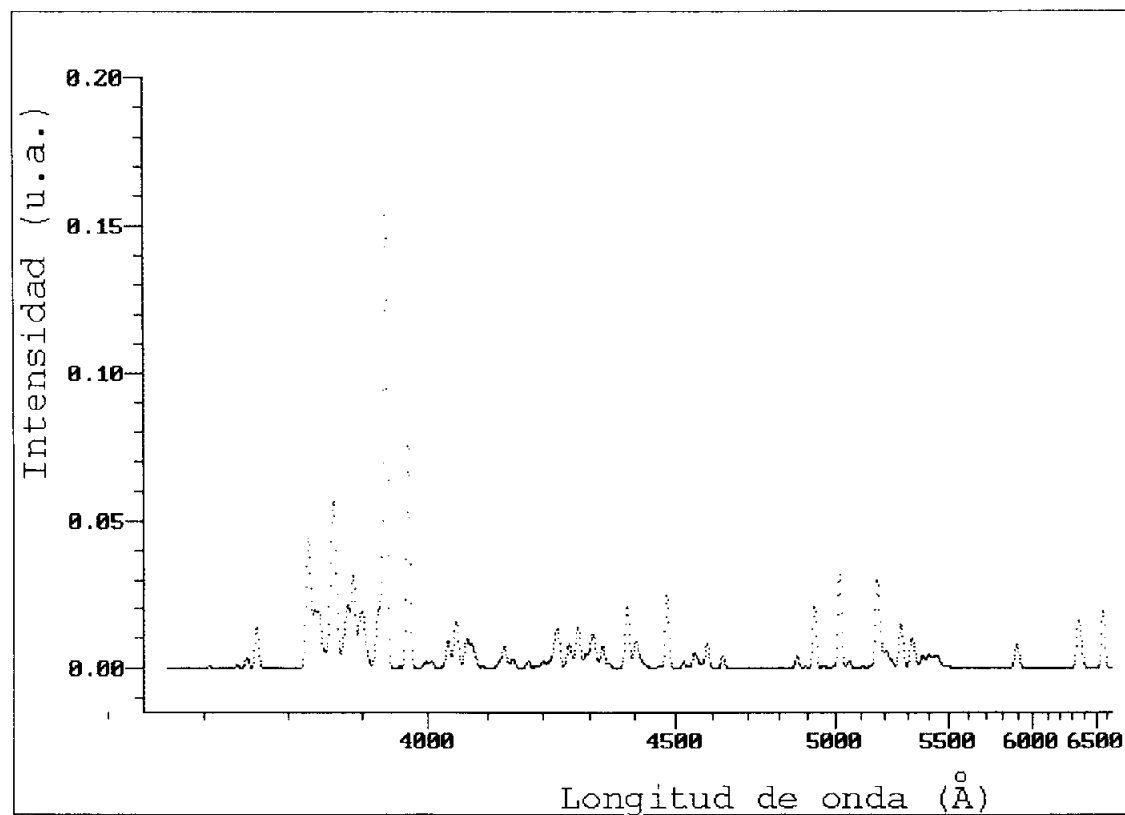
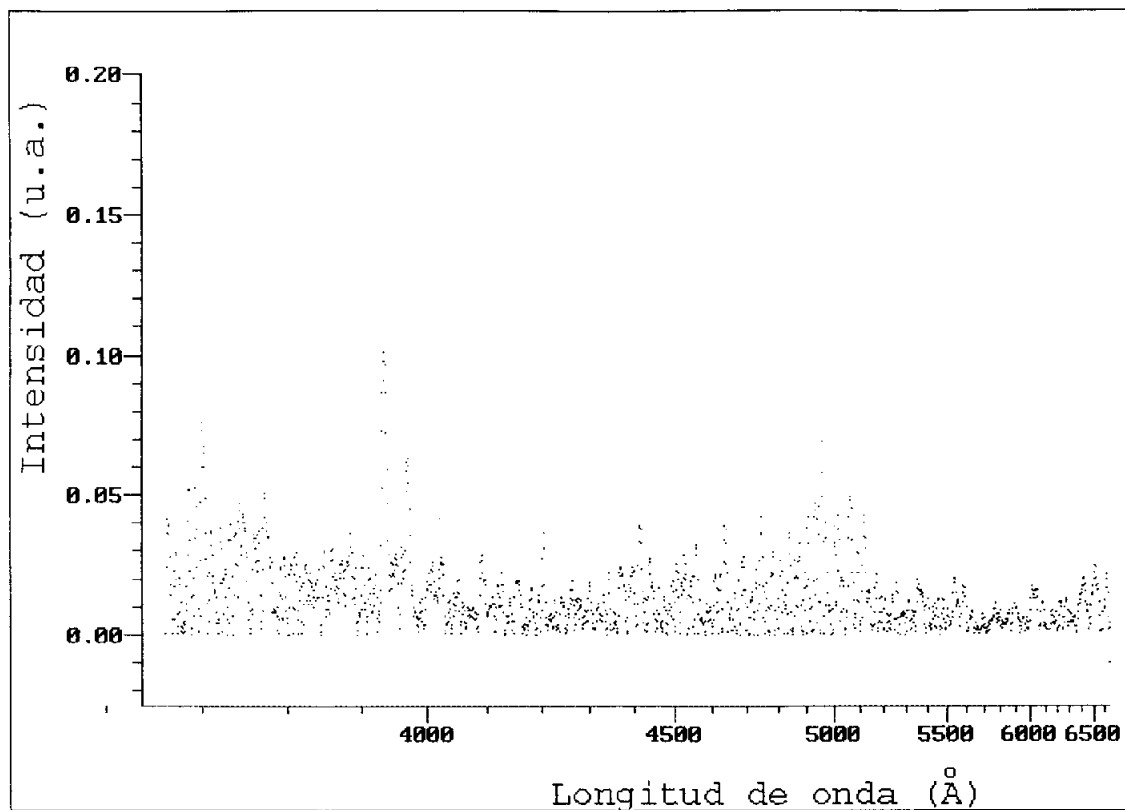


Figura A.2.87. Tramo G del espectro PER5.

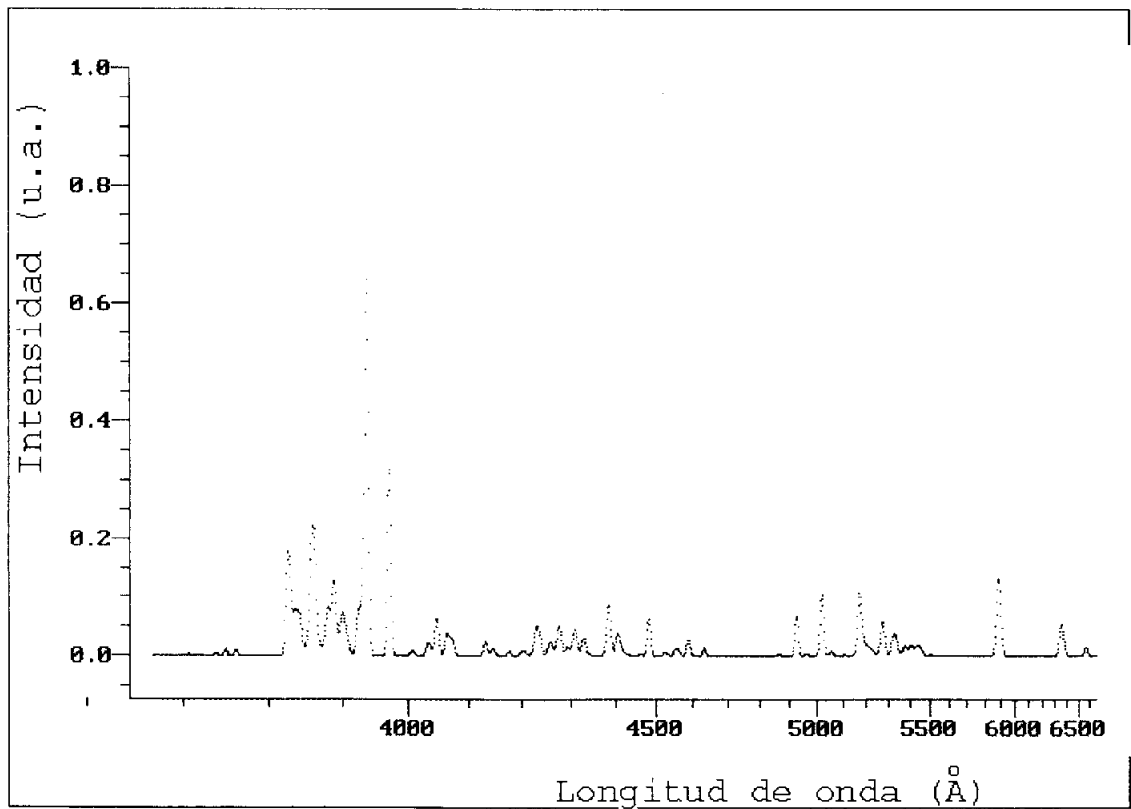
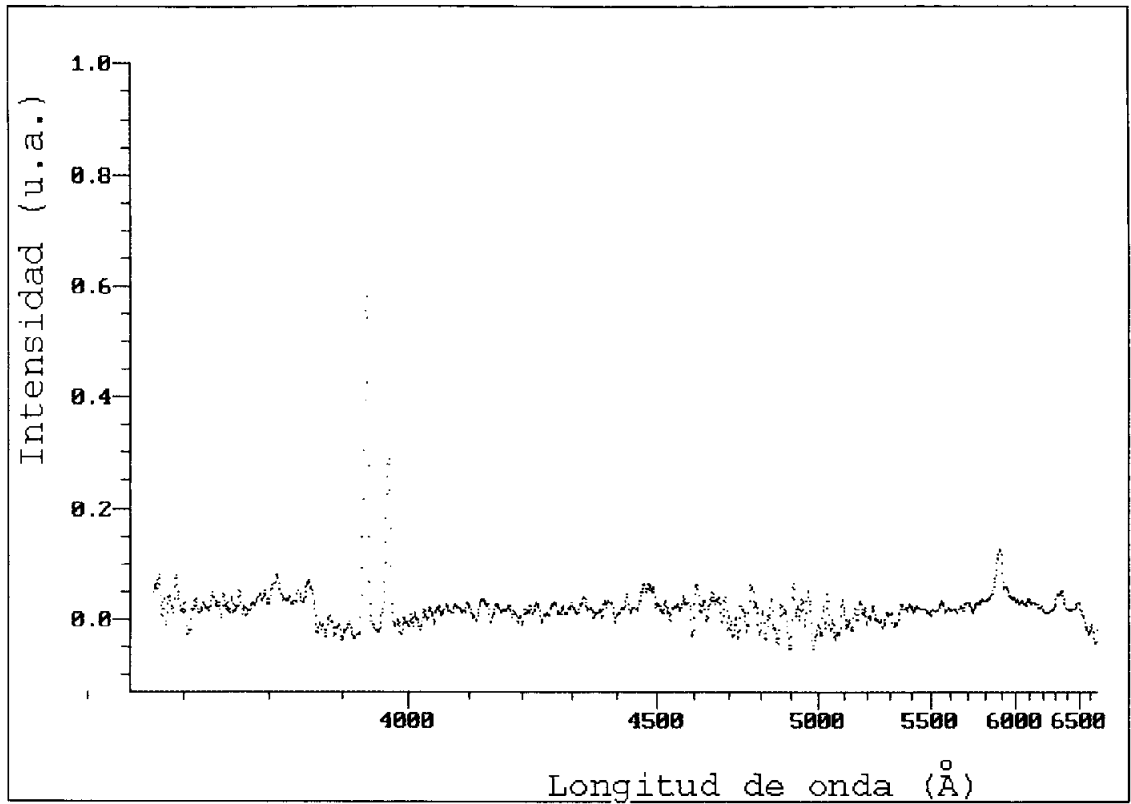


Figura A.2.88. Tramo W del espectro PER5.

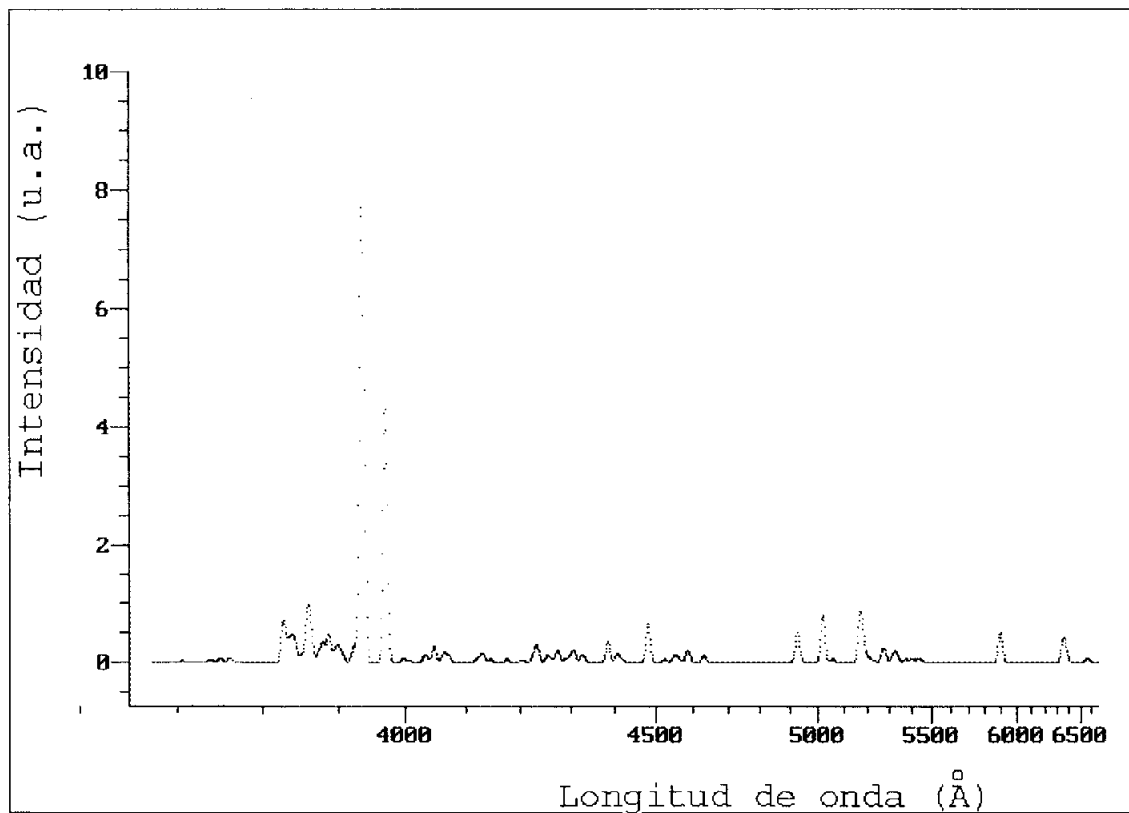
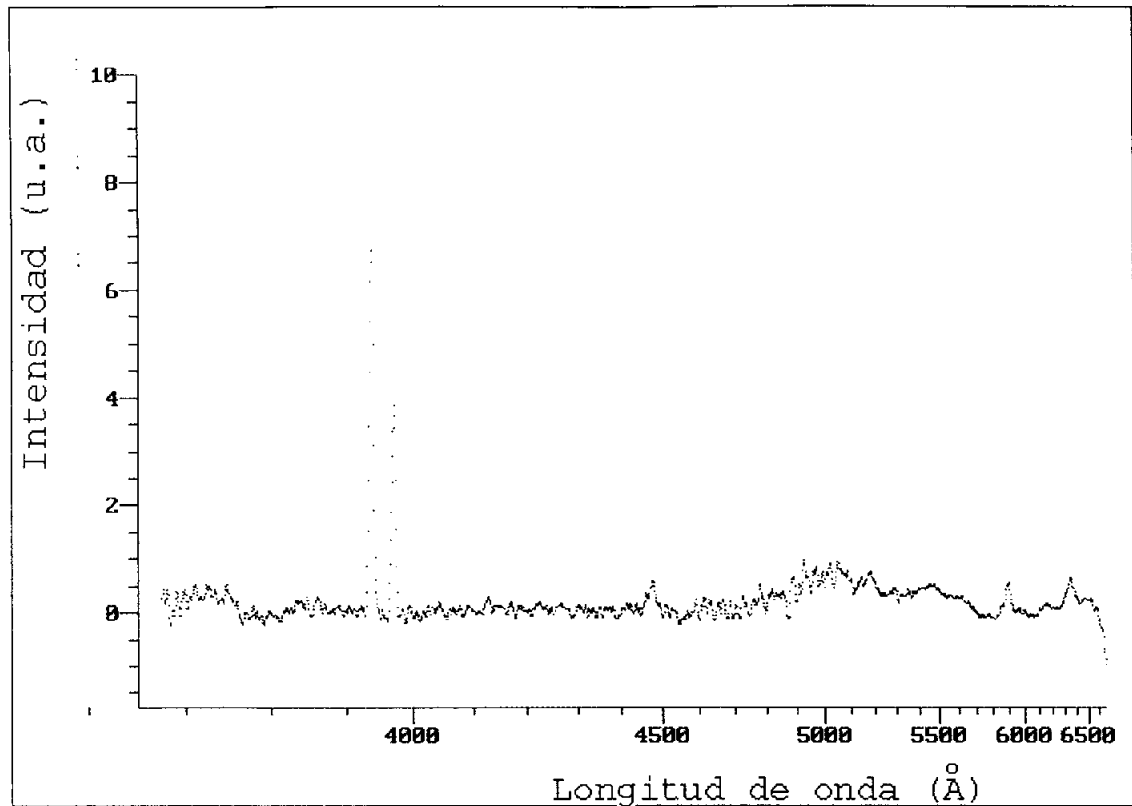


Figura A.2.89. Tramo Y del espectro PER5.

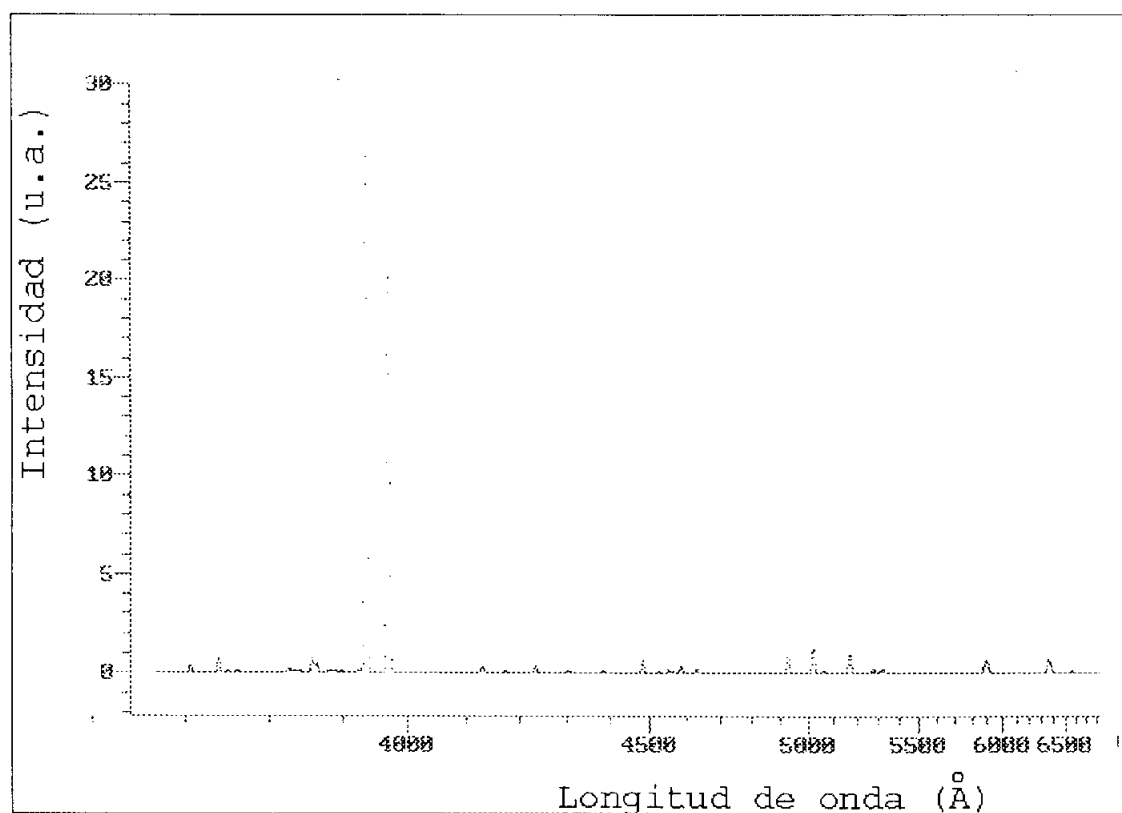
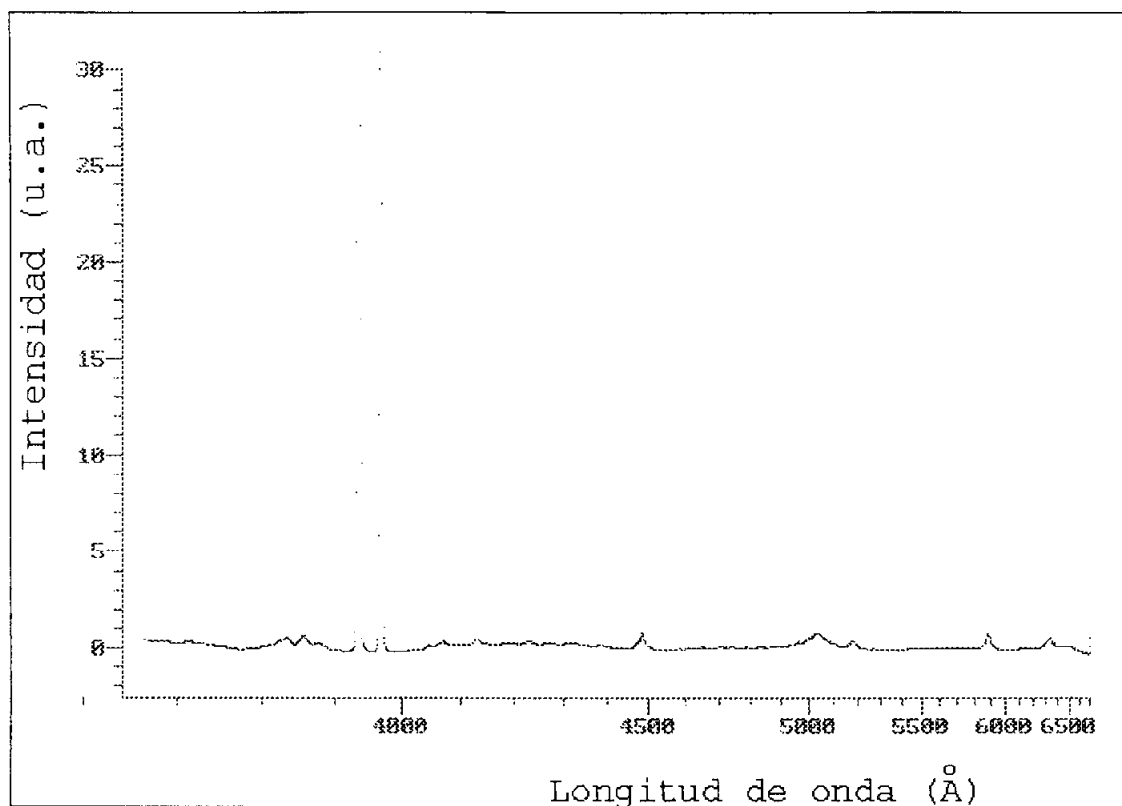


Figura A.2.90. Tramo Z del espectro PER5.

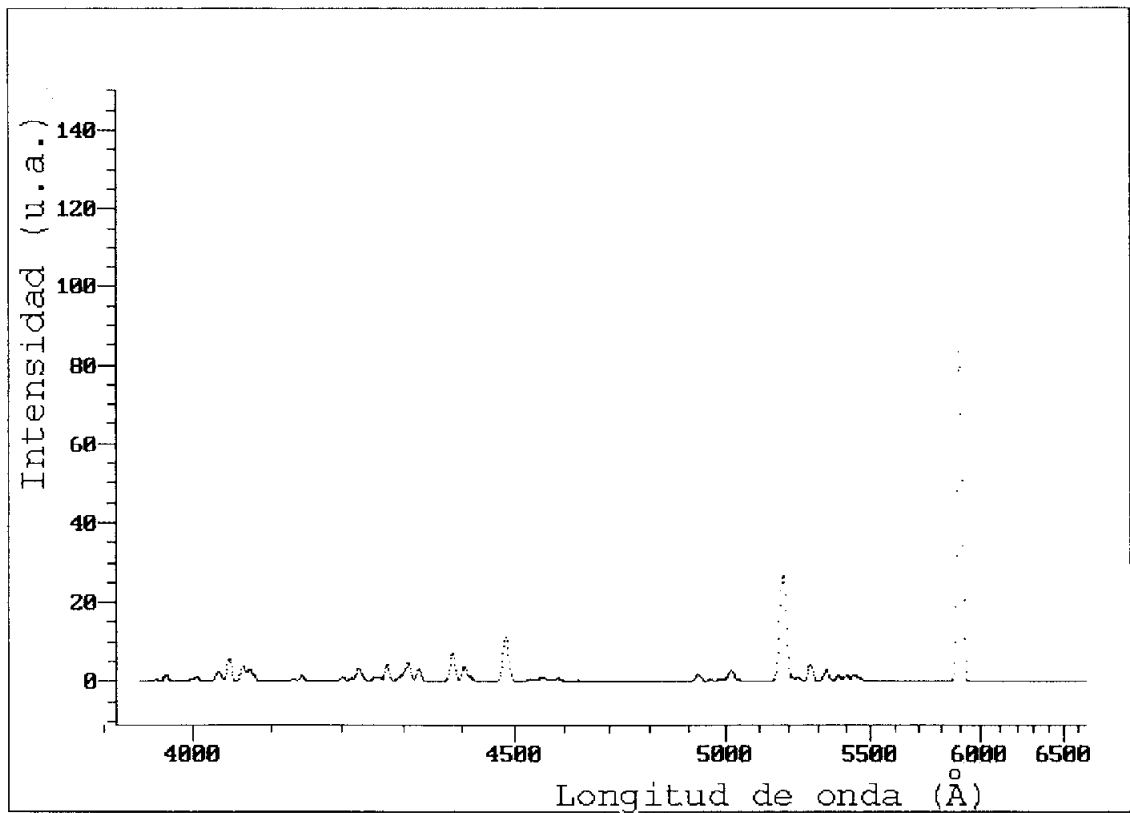
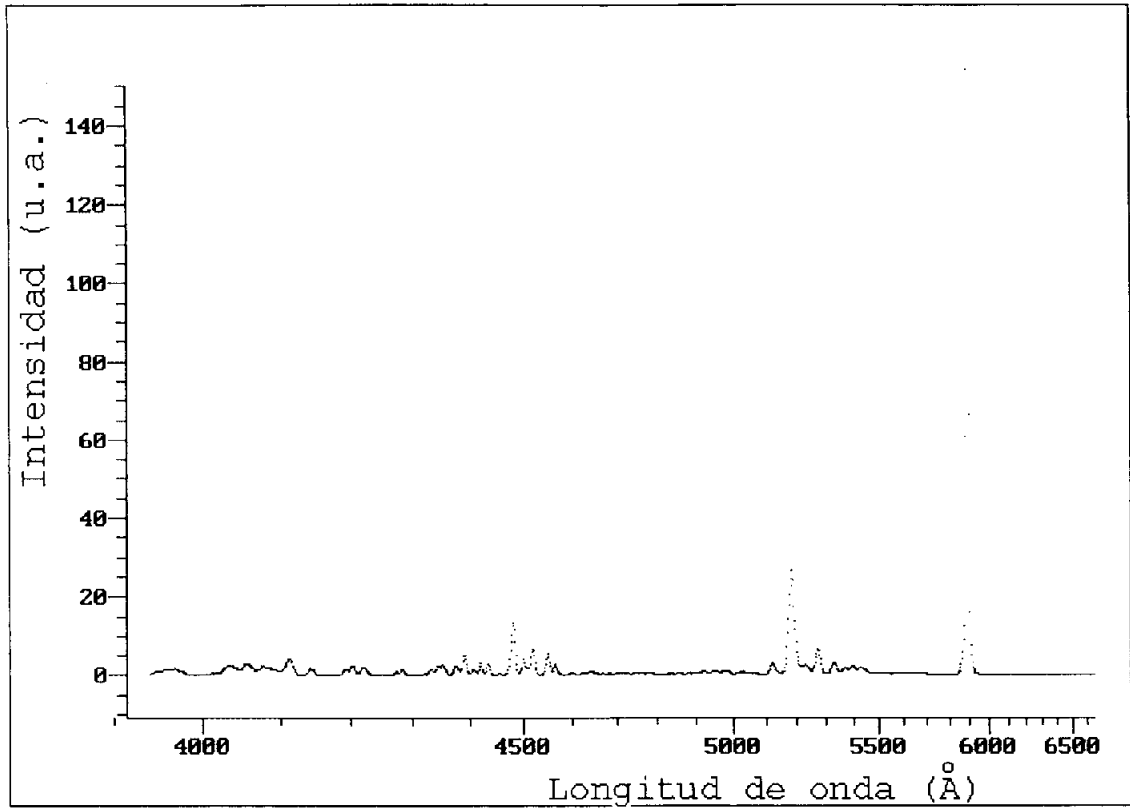


Figura A.2.91. Tramo A del espectro KCIG.

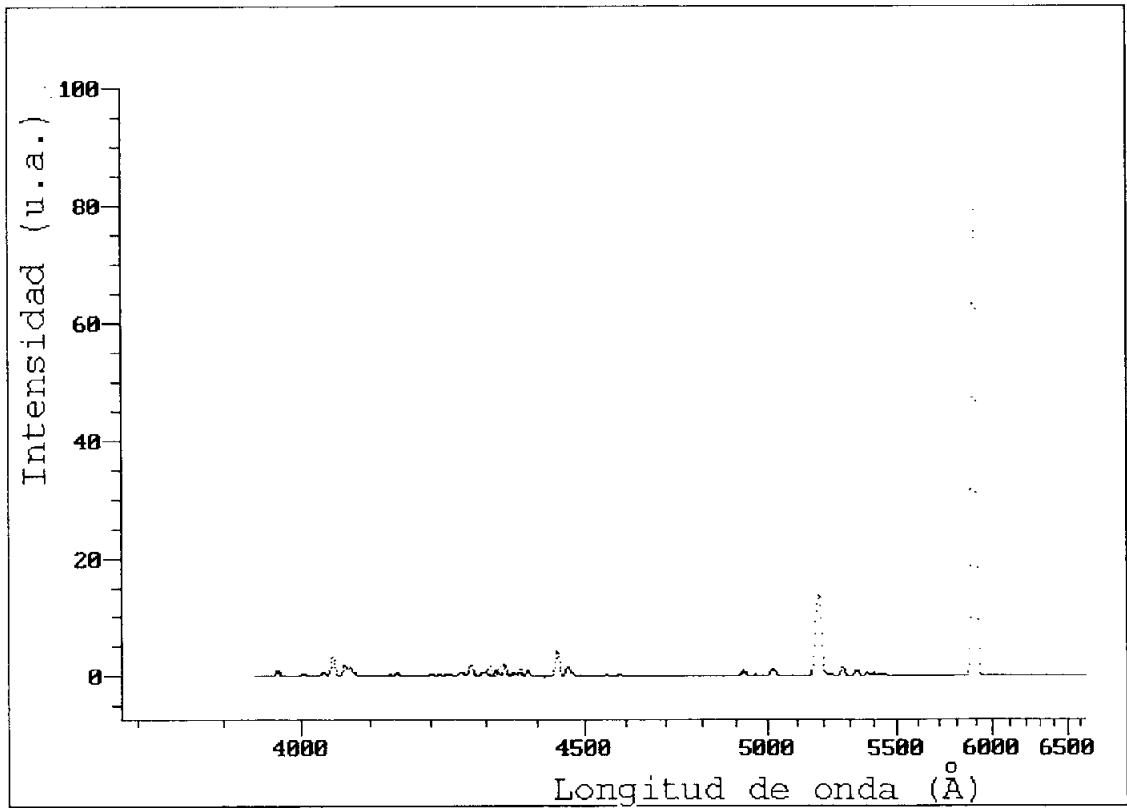
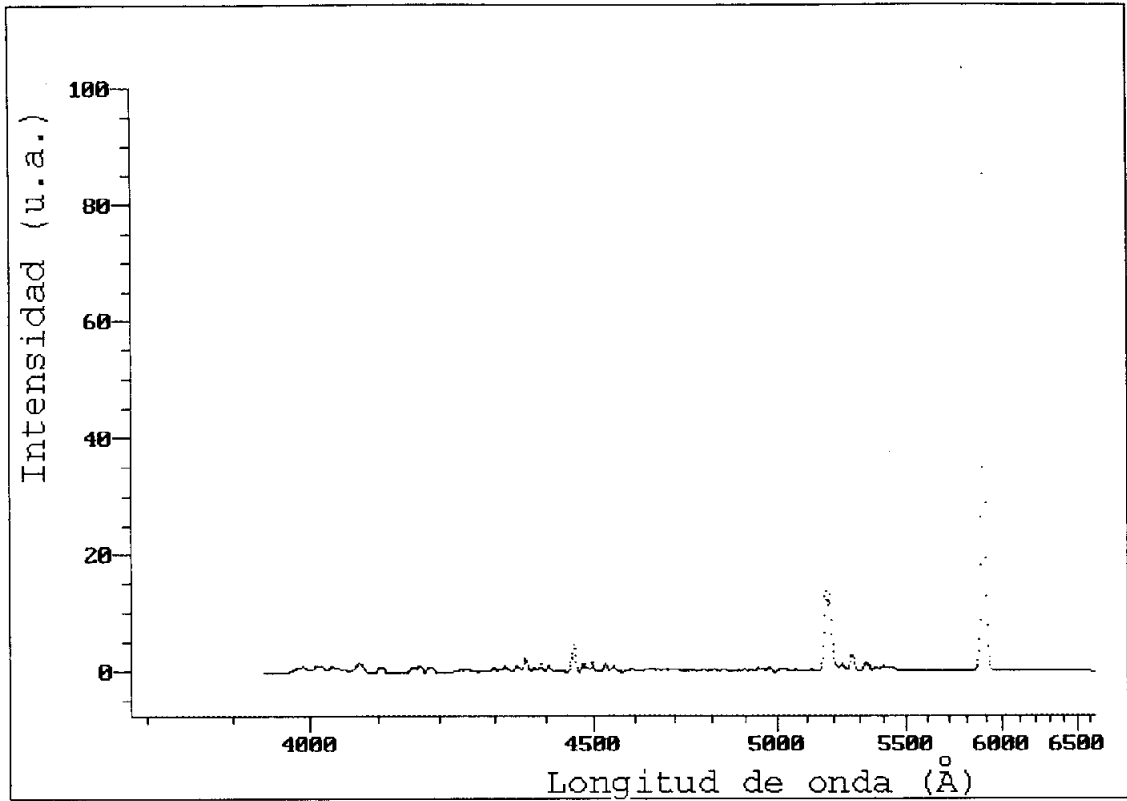


Figura A.2.92.- Tramo D del espectro KCIG.

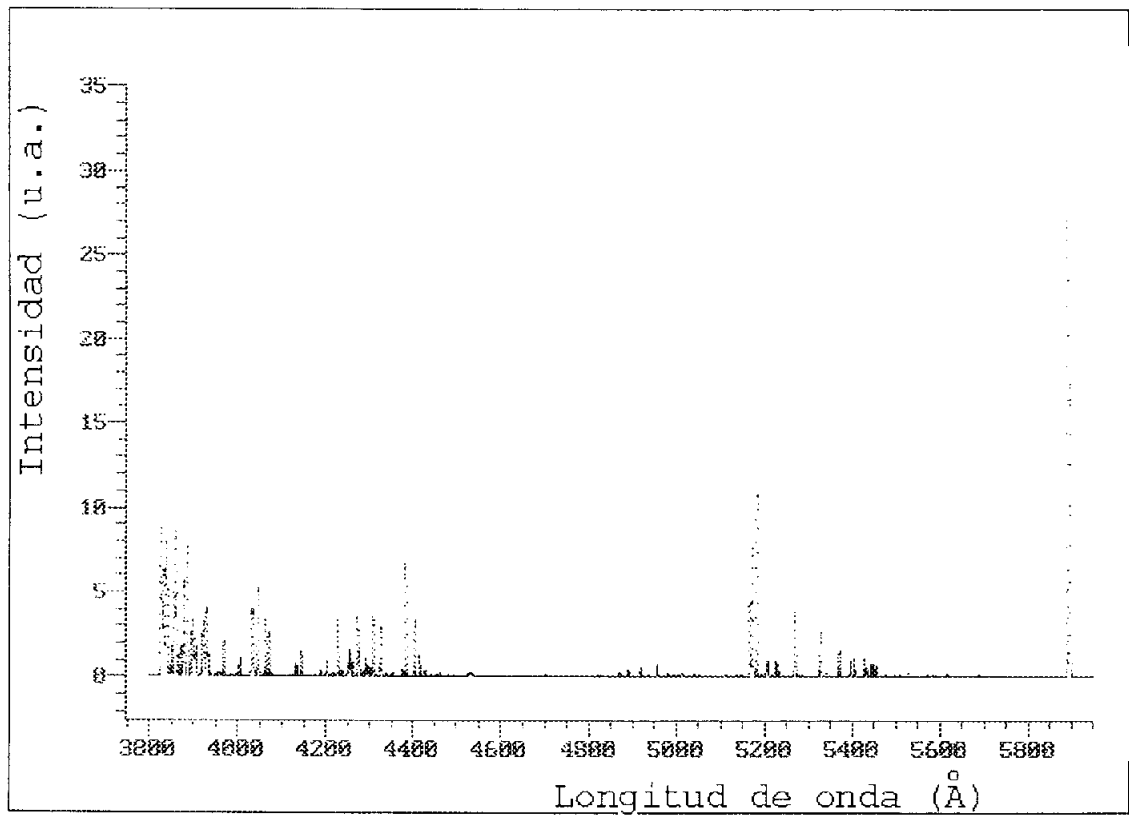
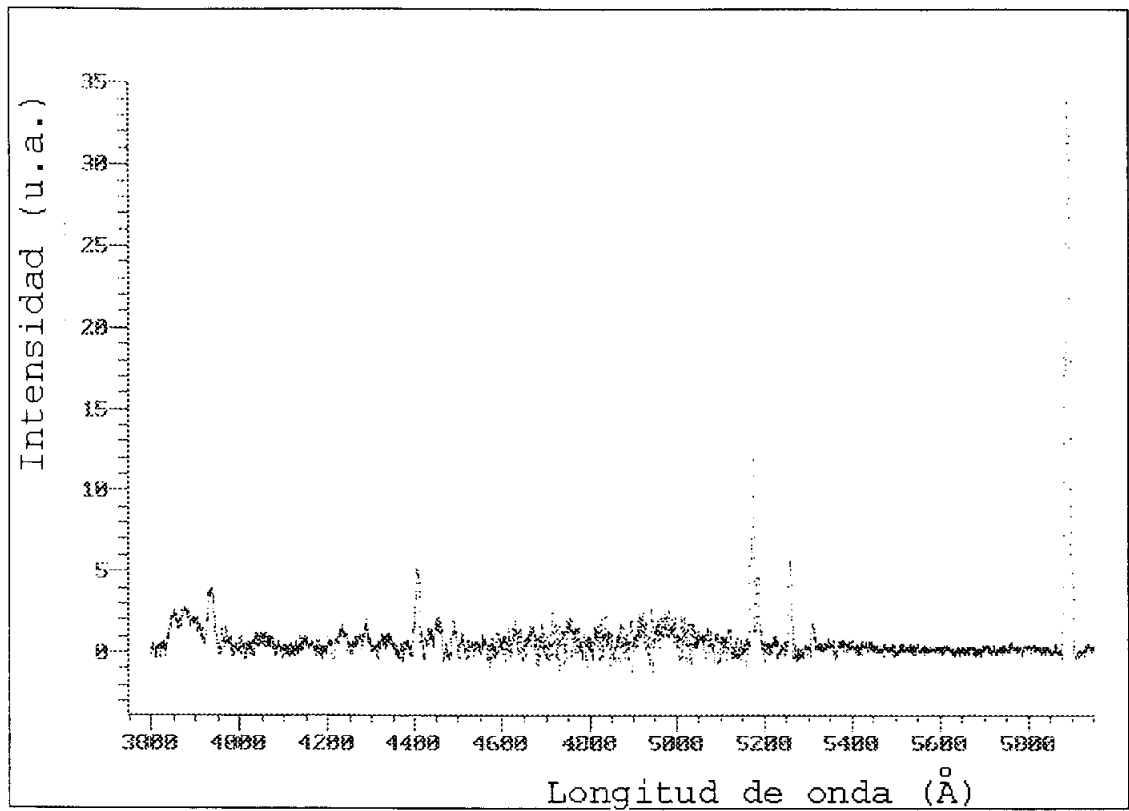


Figura A.2.93.- Tramo A del espectro KCIGr.

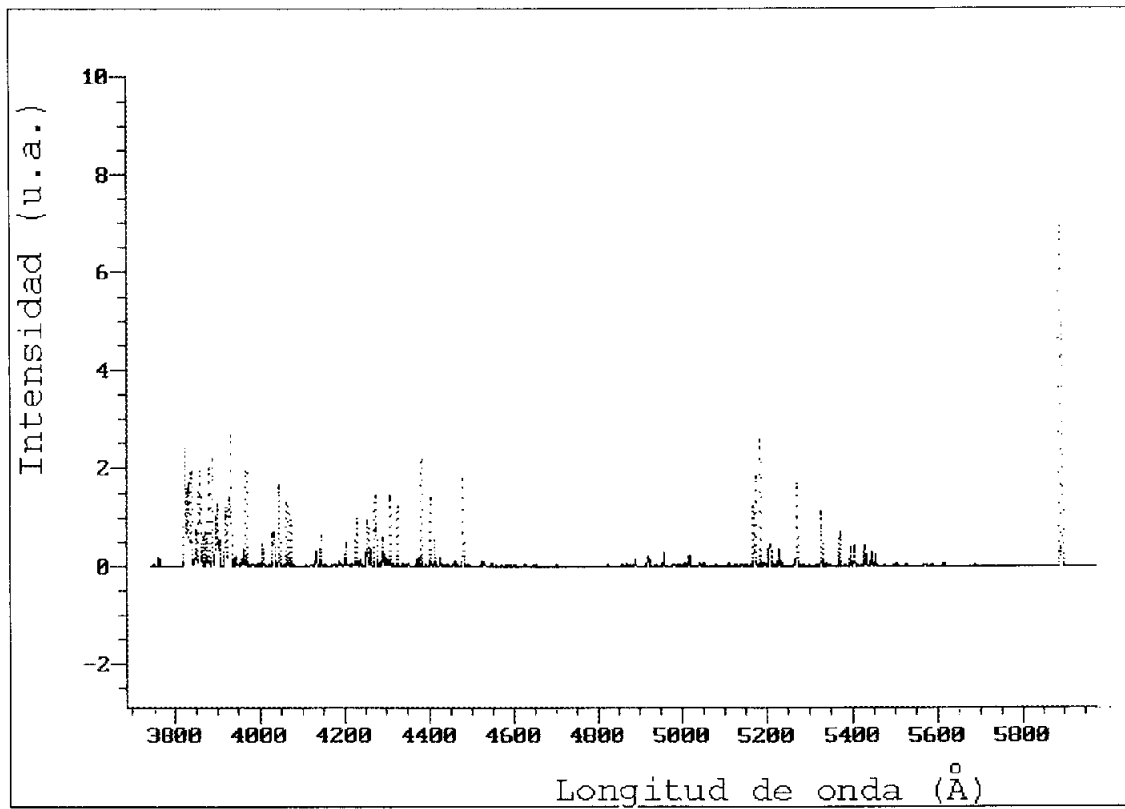
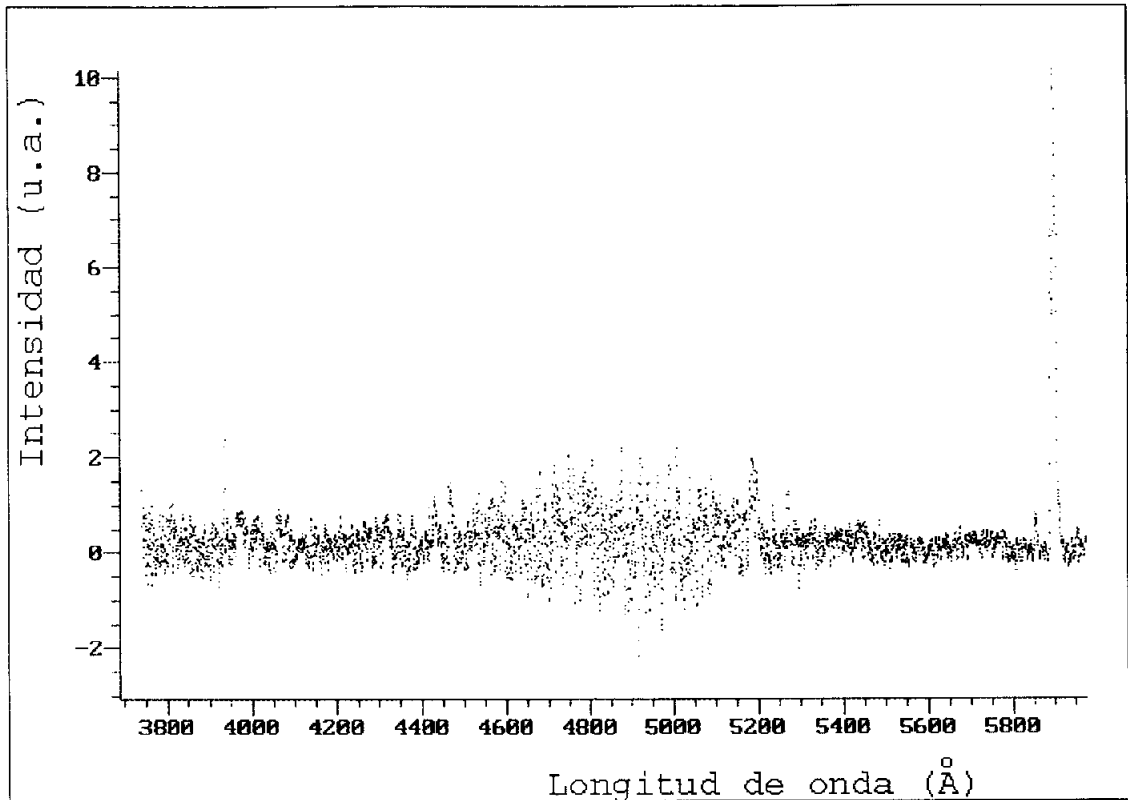


Figura A.2.94.- Tramo D del espectro KClGr.

