

# Diferencia de comportamiento entre neutros e iones en manchas solares

Trabajo presentado para la obtención del título de Máster en Astrofísica

**Autor:** Iván Bonilla Mariana

**Tutores:** Elena Khomenko

Manuel Collados Vera



**Fecha:** 2 de Julio de 2024

**Créditos de la imagen:** NSO/AURA/NSF  
**Enlace:** <https://nso.edu/gallery/gallery-images-from-the-inouye/>



## Agradecimientos

Me gustaría darles las gracias en primer lugar a Lena y a Manolo, por todas las reuniones que hemos tenido a lo largo de estos meses, por explicarme las cosas una y otra vez aunque la explicación fuese obvia y por implicarse tanto, en general, con este trabajo: gracias a vosotros he descubierto que la física solar puede ser apasionante.

También a Carlos Quintero Noda por los tutoriales que tiene sobre SIR. Gracias a ellos ha sido mucho más fácil aprender a configurar SIR y poder usarlo sin dificultades.

Además, tengo que darles las gracias a mis amigos, especialmente a Paula, Rebecca y María por aguantarme y no dejarme solo a lo largo del camino.

Por supuesto, también a mis padres, que siempre me han permitido perseguir mis sueños y me han animado a hacerlo desde el primer día que decidí *estudiar las estrellas*. Este trabajo es para vosotros.

Y, por último, a mí mismo, por no haberme rendido y haber dado lo mejor de mí en todo el camino, siempre con optimismo y una sonrisa.



## Abstract

In this work for obtaining the master's degree in astrophysics, the existence of a drift velocity between ions and neutrals in the Evershed flow is confirmed. To do this, the SIR (Stokes Inversion based on Response functions) inversion technique has been applied to different spectral regions, carefully selecting pairs of spectral lines of Fe I and Fe II.

The theory warns about the possibility for the existence of a drift velocity between ions and neutrals due to the low ionization and temperature of the solar atmosphere. This situation causes the *freezing condition* to be broken and the plasma to diffuse through the magnetic field. Consequently, a velocity difference can be created between ions and neutrals. If their collisional coupling is not strong enough to make them behave as a single fluid. However, these deviations are so small that dedicated observation campaigns are needed to measure them. So far, various analyses have been conducted, mainly in prominences, although there is still some controversy over whether the detected velocities are due to a drift velocity or to movements of different components in the same resolution element. Therefore, the purpose of this master's work is to provide a new perspective to the debate by studying this drift velocity in the Evershed flow.

First, the observation campaign was discussed: the target was a sunspot belonging to the NOAA 11582 group located at heliocentric coordinates (914'', -216''), using the spectrograph of the *German Vacuum Tower Telescope* (Observatory of Teide, Tenerife). The data were taken on October 7, 2012, starting at 9:26 UT, with a scanning step of 0.18'' (the same as the sampling along the slit). In total, data from ten different spectral regions were taken; however, for this study, the spectral regions had to meet certain conditions. The conditions were that the region had a clean continuum for normalization and that the same CCD contained a neutral species spectral line and a single-ionized species spectral line, as simultaneous measurements of ionic and neutral species were needed. Additionally, the study focused on Fe and, out of the ten spectral regions, only five met all the requirements.

The data given to the author of this work had been previously reduced using a standard *flatfield* and dark current procedure. Since the sunspot was on the limb, a normalization procedure accounting for the center-to-limb variation was addressed as the first step of the present work. To do so, the continuum level was calculated using the code SIR in synthesis mode, and using the *Harvard-Smithsonian Reference Atmosphere* (HSRA) atmosphere.

Once normalized, the data were calibrated by comparing each spectral region with its corresponding one in a reference FTS atlas, looking for the minima of spectral lines with sub-pixel precision. The process allowed us to establish the initial wavelength of the CCD and the dispersion for each spectral region with a precision better than one pixel for all spectral regions except for the 6517 Å spectral region.

Next, SIR was configured for our observation campaign. This process included modifying several files that SIR comes with by default, such as the control file, the grid file and the file containing the spectral lines.

The control file specified parameters such as the number of cycles and the number of nodes to be used for each cycle. Two types of control files were used for this work: one of them had to invert temperature, velocity, microturbulence and macroturbulence; while the other file had to invert the same atmospheric properties except for temperature.

The first control file determined the temperature stratification of each spectral region by using both ionic species simultaneously for the inversion, while the second control file provided the individual velocity maps of each spectral line, which are the main result of this study.

In the grid file, the intervals (in mÅ) for the inversion were defined, considering the central wavelength of the spectral line to be inverted. It was required that at least one of the two ionic species belonging to the same spectral region had a continuum. If none had it nearby due to the existence of an adjacent spectral line, SIR could ignore certain wavelengths (if indicated) to avoid inverting the contaminating spectral line and achieve a clean continuum.

The file containing the spectral lines included the following information: index (which had been arbitrarily chosen and used by SIR to identify the spectral line to be inverted), central wavelength, ionization energy, line absorption capacity, lower configuration level and upper configuration level, with information on our spectral lines extracted from NIST or, failing that, from [Khomenko et al. \(2015\)](#).

Before spatially inverting, the previous file had to be modified again because, with the default values, the inversion of all spatially averaged regions presented inconsistencies. Iteratively and manually, the central wavelength and  $\log(gf)$  were modified with a fixed temperature stratification given by HSRA for all those spectral lines whose synthetic average spectrum differed from the observed average spectrum until a satisfactory result was obtained.

After that, spatially resolved inversions for each spectral region could be carried out. Spatially resolved inversions would be performed for both the quiet sun and the penumbra, with the velocity inversions obtained from the penumbra being the central point of interest in this work.

For the quiet sun, drift velocity could not be detected because the velocity uncertainties were of the order of the velocities we wanted to measure. It was also checked that the *sensitivity* of certain spectral lines were so low that, even if a drift velocity existed, it could not have been measured with this study.

For the penumbra, spatially resolved velocity inversions clearly showed the Evershed flow. The flow was different for ions and neutrals, with the latter having the highest velocity for all spectral regions and all optical depths of the solar atmosphere. Therefore, what was theoretically expected was tentatively observationally confirmed.

There was only one previous study on the Evershed flow comparing Fe I and Fe II spectral lines ([Khomenko et al., 2015](#)). Their results and ours were in agreement, although this work presented several advantages over that article. Among them, we consistently obtained the velocity stratification as a function of optical depth for each spectral region, allowing us to extend their conclusions to the entire range of heights in the solar photosphere.

The change of the direction of the Evershed flow for this sunspot in the highest layers of the photosphere was also observed, with this flow reversing the direction at lower heights for ions compared to neutrals. This once again demonstrated that ions had lower velocities than neutrals.

The origin of this velocity difference was also discussed by comparing the velocity gradients of Fe II and Fe I. Two options were considered: either there was a velocity offset, and the forces slowing both ionic species were of the same magnitude, or there was a force that slowed ions more, so that by the time they reached the solar surface, Fe I already had more velocity than Fe II. Both hypotheses were compatible with the observed results, but the uncertainties of this study did not allow us to favor one option and completely discard the other.

The consistency of the study was also demonstrated by discussing the stratification in temperature, microturbulence, and macroturbulence. The results were consistent for temperature and macroturbulence, while for microturbulence, a more complex analysis would be required, which was beyond the scope of this work.

## Resumen

En este trabajo para obtener el máster de astrofísica se confirma la existencia de una velocidad de deriva entre especies iónicas y neutras en el flujo Evershed. Para ello, se aplicó la técnica de inversión de SIR (Stokes Inversion based on Response functions) a diferentes regiones espectrales, seleccionando con cuidado pares de líneas espectrales de Fe I y Fe II.

La teoría advierte sobre la posibilidad de la existencia de una velocidad de deriva entre iones y neutros debido a la baja ionización y temperatura presente en la atmósfera solar. Esta situación causa que la *condición de congelamiento* se rompa y el plasma se difunda a través del campo magnético. Por ello, puede llegar a provocarse una diferencia de velocidad entre iones y neutros, siempre y cuando su acoplamiento colisional no sea lo suficientemente fuerte como para obligar a ambas especies iónicas a comportarse como un fluido único. Sin embargo, estas desviaciones son tan pequeñas que se necesitan campañas de observación dedicadas para medirlas. Hasta el momento, los análisis realizados en prominencias todavía presentan controversia acerca de si la velocidad de deriva detectada es real o se debe a movimientos de diferentes componentes en un mismo elemento de resolución. Por ello, el objetivo de este Trabajo Fin de Máster será aportar una nueva perspectiva al debate estudiando la velocidad de deriva en el flujo Evershed.

Primero, se habló sobre la campaña de observación: el objetivo fue una mancha perteneciente al grupo NOAA 11582 localizada en las coordenadas heliocéntricas ( $914''$ ,  $-216''$ ) usando el espectrógrafo del *German Vacuum Tower Telescope* (Observatorio del Teide, Tenerife). Los datos fueron tomados el 7 de octubre de 2012, empezando a las 9:26 UT con un paso de escaneo de  $0.18''$  (que corresponde al mismo muestreo que se tuvo a lo largo de la rendija). En total, se tomaron datos sobre 10 regiones espectrales diferentes, sin embargo, para este estudio, las regiones espectrales debían cumplir ciertas condiciones. Las condiciones fueron que las regiones espectrales tuvieran un continuo limpio para poder normalizar después y que en la misma CCD cupiesen tanto una especie iónica una vez ionizada, como una especie neutra. Además, este estudio se centró en el Fe, por lo que, de las diez regiones espectrales iniciales, solamente cinco de ellas cumplían todos los requisitos para este estudio.

Los datos proporcionados al autor de este trabajo han sido previamente reducidos utilizando un procedimiento estándar de *flatfield* y de corriente de oscuridad. Como la mancha solar estaba en el limbo, un procedimiento de normalización debió realizarse teniendo en cuenta la variación centro-borde, añadido como el primer paso de este trabajo. Para realizar esto, se calculó el nivel del continuo utilizando el código SIR en modo síntesis y utilizando la atmósfera *Harvard-Smithsonian Reference Atmosphere* (HSRA).

Una vez normalizados los datos, se calibraron comparando cada región espectral con su correspondiente en un atlas FTS de referencia, buscando el mínimo de las líneas espectrales a precisión subpíxel. El proceso permitió encontrar la longitud de onda inicial de la CCD y el muestreo para cada región espectral con una precisión mejor que un píxel para cada una de las regiones espectrales, excepto para la región  $6517 \text{ \AA}$ .

Después, SIR tuvo que ser configurado para nuestra campaña de observación. Este proceso incluyó modificar varios archivos con los que SIR viene por defecto, entre ellos, el archivo de control, el archivo de malla y el archivo que contiene las líneas espectrales.

En el archivo de control se debieron especificar ciertos parámetros, como, por ejemplo, el número de ciclos y el número de nodos usado para cada ciclo. Dos tipos de archivos de control han sido utilizados: uno de ellos debía invertir temperatura, velocidad, microturbulencia y macroturbulencia; mientras que el otro debía invertir los mismos parámetros, excepto la temperatura.

El primer archivo de control determinó la estratificación de temperatura para cada región espectral invirtiendo ambas especies iónicas simultáneamente, mientras que el segundo archivo de control proporcionó las velocidades individuales de cada una de las líneas espectrales, que son el resultado principal de este estudio.

En el archivo de malla, los intervalos (en  $m\text{\AA}$ ) debieron ser definidos para hacer la inversión, teniendo siempre en cuenta la longitud de onda central de la línea espectral que iba a invertirse. Se

requirió que al menos una de las dos especies iónicas dentro de la misma región espectral tuviera continuo. Si ninguna lo poseía por la existencia de líneas espectrales adyacentes, SIR podía ignorar ciertas longitudes de onda (si se le indicaba) para no invertir las y, por tanto, conseguir un continuo limpio.

El archivo que contenía las líneas espectrales debía incluir la siguiente información: índice (que se escogió arbitrariamente y era lo que usaba SIR para identificar cada línea espectral a la hora de invertir), la longitud de onda central, la energía de ionización, la absorción de la línea, el nivel energético inferior y el superior. La información de las líneas espectrales ha sido extraída del NIST y, en caso de que alguno de los datos no hubiera estado presente, se tomaría de [Khomeiko et al. \(2015\)](#).

Antes de invertir con resolución espacial, el archivo anterior debió ser modificado nuevamente porque, si invirtiéramos con los parámetros por defecto, el espectro promediado espacialmente de todas las regiones espectrales conjuntamente presentaría incompatibilidades. Por lo tanto, de forma manual e iterativa se modificó la longitud de onda central y  $\log(gf)$  para una estratificación de temperatura dada por HSRA y para todas aquellas líneas espectrales cuyo espectro promedio sintético difería del espectro observado promedio hasta que se obtuvo un resultado satisfactorio.

Después de eso, se procedió a invertir con resolución espacial cada una de las regiones espectrales. Este tipo de inversiones se realizaron tanto para la penumbra como para el sol en calma, siendo la estratificación de velocidad en la penumbra el punto central de este trabajo.

Para el sol en calma, la velocidad de deriva no pudo ser detectada porque las incertidumbres de la velocidad eran del orden de la velocidad que queríamos medir. También se revisó la *sensibilidad* de ciertas líneas espectrales, siendo tan baja que, si hubiera podido existir una velocidad de deriva, no habría podido ser medida con este estudio.

Para la penumbra, las inversiones con resolución espacial mostraban claramente el flujo Evershed. Este flujo era diferente para iones y neutros, siendo éstos últimos los que más velocidad presentaban para todas las regiones espectrales y todas las profundidades ópticas de la atmósfera solar estudiada. Por lo tanto, lo que se esperaba teóricamente que sucediera, pareció haberse confirmado observacionalmente.

Solo existía un estudio del flujo Evershed previo que también compara las líneas espectrales de Fe I y Fe II. Sus resultados y los nuestros concuerdan, aunque este trabajo presenta varias ventajas con respecto a aquel artículo. Entre ellas, se ha obtenido una estratificación en velocidad consistente que depende de la profundidad óptica para cada región espectral, permitiéndonos extender nuestras conclusiones para una buena parte de la fotosfera.

El cambio de dirección en el flujo Evershed para esta mancha en las capas más altas estudiadas también ha sido observado, revirtiéndose a alturas más bajas para los iones que para los neutros. Esto demostró de nuevo que los iones tenían amplitudes de velocidad más pequeñas que los neutros.

El origen de esta diferencia de velocidad fue discutida comparando los gradientes de velocidad de Fe II y Fe I. Se barajaron dos opciones: o bien existía una velocidad inicial diferente para iones y neutros que frenaba por igual a ambas especies, o bien existía una fuerza que frenaba más a los iones, de forma que, una vez que se alcanzaba la superficie solar, Fe I ya poseía más velocidad que Fe II. Ambas hipótesis eran compatibles con los resultados obtenidos, pero las incertidumbres no nos permitieron escoger una sobre la otra.

La consistencia de este estudio se demostró también discutiendo la estratificación en microturbulencia y en macroturbulencia que se obtuvo. Los resultados eran consistentes para la temperatura y para la macroturbulencia, mientras que para la microturbulencia se requeriría un análisis más complejo, que estaba fuera del alcance de este trabajo.

# Índice

<b>Agradecimientos</b>	<b>III</b>
<b>Abstract</b>	<b>V</b>
<b>Resumen</b>	<b>VII</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Marco teórico . . . . .	1
1.1.1. Flujo Evershed . . . . .	1
1.1.2. Motivación . . . . .	4
1.2. Obtención de los datos . . . . .	4
<b>2. Procedimiento</b>	<b>6</b>
2.1. Eligiendo las zonas de trabajo . . . . .	6
2.2. Calibración en longitud de onda y normalización de los datos . . . . .	6
2.3. Preparando la primera inversión de los datos . . . . .	8
2.3.1. SIR . . . . .	8
2.3.2. Poniendo a punto SIR . . . . .	11
2.3.3. Ajustando los parámetros atómicos en función de la inversión . . . . .	14
2.4. Invirtiendo los datos . . . . .	17
<b>3. Resultados</b>	<b>22</b>
3.1. Sol en calma . . . . .	22
3.2. Penumbra . . . . .	22
<b>4. Discusión de los resultados</b>	<b>25</b>
4.1. Sol en calma . . . . .	25
4.2. Penumbra . . . . .	29
<b>5. Conclusiones</b>	<b>39</b>
<b>6. Bibliografía</b>	<b>41</b>



# 1. Introducción

## 1.1. Marco teórico

### 1.1.1. Flujo Evershed

El flujo Evershed, descubierto por John Evershed ([Evershed, 1909](#)), es un fenómeno que se da en las manchas solares y que se caracteriza por presentar un flujo de plasma que sale desde la parte interna de la penumbra y termina más allá de la parte externa de la penumbra. Este flujo a alturas fotosféricas se observa con una velocidad típica de varios  $\text{km s}^{-1}$ , aunque, según subimos en altura, esta velocidad decrece hasta el punto de que se puede invertir el flujo a alturas cromosféricas ([St John, 1913](#)). La velocidad que se observa depende de dónde se encuentre la mancha, ya que se mide mediante efecto Doppler: si ésta se encuentra en el centro del disco, no seríamos capaces de verlo, mientras que en el limbo, la parte de la penumbra que muestre velocidades al rojo será aquella más cercana al limbo, mientras que las velocidades al azul se detectan en la penumbra más cercana al centro del disco independientemente de si la mancha está en el Oeste o en el Este. Un ejemplo de este flujo lo encontramos en el panel derecho de la [Figura 1](#).

Para entender esto mejor, debemos comentar también qué es una mancha solar. Una mancha solar es una región en la que el campo magnético es tan fuerte (del orden de kG) que provoca una inhibición de los movimientos convectivos, por lo que se genera en la superficie solar una región más oscura (conocida como umbra) rodeada por una región filamentosa (penumbra) donde el campo magnético, aunque intenso, lo es mucho menos que en la umbra. Su formación se produce a partir de pequeñas zonas con campo magnético concentrado (poros) que van creciendo hasta formar una mancha solar. Se muestra un ejemplo de una mancha solar cuando se observa en el continuo en el panel izquierdo de la [Figura 1](#).

Hasta donde sabemos, la penumbra posee una estructura fina formada por dos componentes: los *spines*, con campos magnéticos muy verticales e intensos y por los *intra-spines*, con campos más débiles, y prácticamente horizontales. Éstos suelen ser brillantes en la penumbra interna y oscuros en la penumbra externa ([Schlichenmaier et al., 2005](#)). A esta estructura magnética, donde tenemos dos campos magnéticos con dos inclinaciones distintas que están entrelazados entre sí en la dirección azimutal se le conoce como la *uncombed penumbra*. De hecho, como el campo magnético de los *intra-spines* es más débil, se deduce que éstos deben de estar más elevados que los *spines* por equilibrio de presiones.

La estructura fina de la penumbra y el flujo Evershed están estrechamente relacionados, pues se cree que el flujo Evershed se produce en los *intra-spines* ([Mathew et al., 2003](#)). De hecho, se sabe que, gracias a las inversiones de los perfiles de Stokes de las líneas Fe I en  $1.56 \mu\text{m}$ , el campo magnético y el flujo Evershed están alineados tanto en la penumbra interna como en la externa ([Bellot Rubio et al., 2003](#)), lo que nos indica que el campo magnético está congelado y es el plasma quién sigue las líneas de campo y no al revés.

Usualmente se observa este flujo midiendo líneas fotosféricas, más en concreto líneas de Fe que se forman en la parte inferior de la atmósfera. En las alturas donde se forman estas líneas, si tuviéramos una atmósfera donde los elementos estuvieran completamente ionizados, gracias al fuerte acoplamiento colisional, la *condición de congelamiento* estaría asegurada.

Debido a que la atmósfera solar no cumple esas condiciones (el acoplamiento colisional se vuelve más débil con la altura y el grado de ionización en la fotosfera y cromosfera es muy bajo), puede aparecer la difusión ambipolar, provocada por la deriva entre iones y neutros, que, en astrofísica, se produce cuando el plasma se difunde a través del campo magnético como consecuencia de las colisiones entre iones y neutros. Esto provoca que se rompa la *condición de congelamiento* y, si tenemos en cuenta que pueden aparecer diferentes fuerzas porque los gradientes de presión de las diferentes especies no serían iguales o, más importante, porque las partículas ionizadas sienten la fuerza magnética de Lorentz, mientras que las neutras no, provocarán que exista una diferencia de velocidad entre iones y neutros.

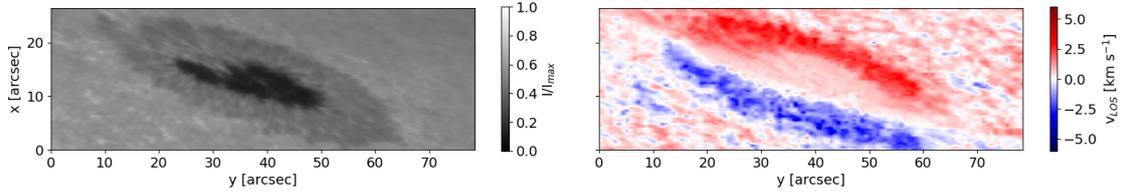


Figura 1: Imagen del continuo normalizada al valor máximo de la intensidad en cuentas, indicado por  $I_{max}$  (izquierda) y ejemplo del flujo Evershed (derecha) de la mancha solar NOAA 11582, tomada el 7 de Octubre de 2012. Estos paneles son ejemplos ilustrativos de la sección 1.

Normalmente, se suele utilizar la magnetohidrodinámica (MHD) como la herramienta principal para comprender exitosamente la estructura solar y los procesos dinámicos que ocurren en las atmósferas solares. Sin embargo, la teoría MHD estándar (también conocida como MHD ideal) no incluye los efectos de la ionización parcial. Por ello, solamente puede utilizarse cuando el plasma está totalmente acoplado dinámica y térmicamente mediante colisiones.

Las ecuaciones de transporte para un plasma multicomponente se pueden derivar a partir de la ecuación cinética de Boltzmann. Para ello, combinaremos las ecuaciones del momento para electrones, iones y neutros, y despreciaremos algunos términos inerciales respecto de los de fricción, lo que, tras un cierto desarrollo matemático, lleva a la aparición de un término nuevo que en las ecuaciones MHD ideal no aparecía, que podemos definir como *velocidad de deriva*.

En [Khomenko et al. \(2014\)](#) se calcula la velocidad de deriva como indica la ecuación 1:

$$\mathbf{w} = \mathbf{u}_i - \mathbf{u}_n = \frac{\xi_n}{\alpha_n} [\mathbf{J} \times \mathbf{B}] - \frac{\mathbf{G}}{\alpha_n} + m_e \nu_{en} \frac{\mathbf{J}}{e \alpha_n} \quad (1)$$

Donde  $\xi_n$  es la fracción de neutros;  $\alpha_n$  es la suma de las frecuencias colisionales entre neutros y otras especies multiplicada por su correspondiente densidad de masa;  $\nu_{en}$  es la frecuencia de colisión electrón-neutro;  $\mathbf{B}$  es el vector campo magnético,  $\mathbf{J}$  es el vector corriente;  $m_e$  y  $e$  son la masa y la carga del electrón. La cantidad  $\mathbf{G} = \xi_n \nabla p_e - (1 - \xi_n) \nabla p_n$  es el término de gradiente de presión parcial, siendo  $p_e$  la presión electrónica y  $p_n$  la presión de los neutros. A simple vista nos damos cuenta de que, al haber tantos términos, es difícil determinar el signo que tendrá  $\mathbf{w}$  haciendo consideraciones generales. Esta deriva depende, por tanto, del campo magnético, de la corriente y, además, de los gradientes de presión. Apreciamos entonces que, en lugares donde no haya campo magnético todavía puede producirse velocidad de deriva debido a la existencia de los gradientes de presión y a las corrientes. En caso de que las corrientes también fueran 0, la velocidad de deriva vendría dada por la diferencia de los gradientes de presión exclusivamente, por lo que todavía podría ocurrir dicha velocidad de deriva.

Por lo tanto, la existencia de esta velocidad de deriva es una consecuencia directa de la ionización parcial, y refleja que el acoplamiento entre diferentes fluidos no es lo suficientemente fuerte como para comportarse como un único fluido, aunque las colisiones todavía son lo suficientemente fuertes como para prevenir grandes desviaciones.

En resumen, se utiliza una teoría que trata el plasma solar formado por diferentes componentes como varios (pocos) fluidos<sup>1</sup> o incluso un fluido único, lo que tiene la ventaja de ser conceptualmente simple y nos permite no entrar en grandes complejidades matemáticas, pero presentará pequeñas desviaciones en sus propiedades que podremos medir, como la velocidad de deriva. Estas desviaciones se suavizarán en escalas de tiempo y espacio realmente pequeñas, tal y como predicen los cálculos en orden de magnitud.

<sup>1</sup>Frecuentemente se utilizan dos fluidos, uno neutro y otro ionizado.

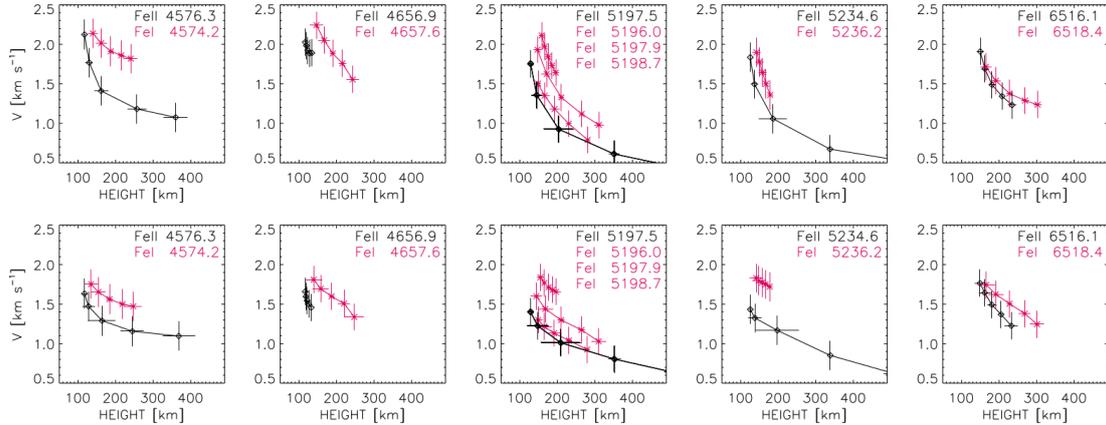


Figura 2: Dependencia en altura de la componente radial del flujo Evershed obtenida mediante la técnica  $\lambda$ -métrica para diferentes pares de líneas espectrales a diferentes distancias radiales. Los paneles superiores corresponden a  $0.45-0.6R$  y los paneles inferiores a  $0.75-0.9R$ . El modelo utilizado es el modelo C (modelo dark filament) provisto por Socas-Navarro (2007).  $R$  es el radio de la penumbra definido 'a ojo' en una imagen del continuo. Corresponde a la Figura 5 de Khomenko et al. (2015). Los neutros (líneas rojas) están por encima de los iones (líneas negras), aunque la diferencia entre ellas es pequeña.

De hecho, estamos hablando de que necesitamos resoluciones de pocos kilómetros y escalas temporales de fracciones de segundo, dependiendo de la atmósfera y del campo magnético. Esto provoca entonces que una campaña de observación normal no pueda detectarlos y que, por lo tanto, se necesite una campaña de observación dedicada como la que se hizo para este estudio.

Previamente a este estudio, existen otros análisis que intentaron detectar la diferencia de velocidad en protuberancias entre neutros y cargas, como por ejemplo, Khomenko et al. (2016) y González Manrique et al. (2024), pero solamente una de ellas se realizó sobre el flujo Evershed (Khomenko et al., 2015) y se usará para comparar resultados.

En Khomenko et al. (2015) se observó la misma mancha que se utiliza para este trabajo, aunque se utilizó otra técnica para obtener las velocidades. En su caso, se usó la técnica  $\lambda$ -métrica para calcular las velocidades en la línea de visión a una cierta distancia del centro de la mancha definido 'a ojo' por los autores. Después, obtuvieron la velocidad radial y la velocidad vertical mediante un ajuste a la función de la ecuación 2.

$$v_{LOS}(r, \phi) = v_x \sin\theta \cos\phi + v_y \sin\theta \sin\phi + v_z \cos\theta = v_r \sin\theta \cos(\phi + \alpha) + v_z \cos\theta \quad (2)$$

Donde  $v_z$  es la velocidad en la dirección vertical;  $v_r$  es la velocidad en la dirección radial;  $\phi$  es el ángulo azimutal alrededor del centro de la mancha; y  $\theta$  es el ángulo heliocéntrico. Se puede expresar la velocidad en la línea de visión en función de  $v_r$  siempre y cuando añadamos un término de fase  $\alpha$ , de forma que las velocidades que obtengamos estarán referidas al sistema de ejes local.

Los resultados que obtuvieron se enseñan en la Figura 2. En ella vemos que la componente radial de velocidad de los neutros (línea roja) es mayor que la correspondiente a los iones (línea negra). Las barras de error no se solapan, por lo que es seguro afirmar que en ese estudio se encontró una velocidad de deriva negativa en la dirección radial. Aquí solamente mostramos el modelo C (véase Socas-Navarro, 2007) cuya distancia radial para los paneles superiores está entre  $0.45-0.6R$  y los inferiores a  $0.75-0.9R$ . Esta tendencia se repite también para el modelo D, por lo que sus resultados son consistentes.

También calcularon las velocidades para el flujo Evershed en la componente vertical, pero la incertidumbre es demasiado grande como para dar un veredicto claro.

### 1.1.2. Motivación

Tal y como hemos dicho anteriormente, la teoría predice la posible existencia de la velocidad de deriva, pero, en la práctica todavía hay controversia entre si realmente ha sido detectada o no, porque existen otros artículos, como [Anan et al. \(2017\)](#), en los que se interpreta esa diferencia de velocidad como diferentes componentes en movimiento dentro del mismo elemento de resolución para protuberancias. Es por ello por lo que en este trabajo se intentará dar un nuevo enfoque al problema con el objetivo de resolverlo, intentando confirmar observacionalmente la existencia de esa velocidad de deriva mediante un estudio dedicado especialmente para ello.

El único artículo que existe sobre este tema en el flujo Evershed es [Khomenko et al. \(2015\)](#). En él, como hemos mencionado anteriormente, los autores calcularon las velocidades de deriva utilizando la técnica  $\lambda$ -métrica. Esto llevó a los autores a estimar la altura de formación usando dos modelos atmosféricos diferentes y, aunque sus resultados eran consistentes para ambos, su mayor fuente de incertidumbre se producía por el desconocimiento preciso de las alturas de formación de las diferentes líneas espectrales.

Por ello, para este trabajo se utilizará SIR, un código de inversión que proporcionará una estratificación consistente para la velocidad, además de otros parámetros atmosféricos como la temperatura, la microturbulencia y la macroturbulencia. Gracias a esta información, no solo se intentará reproducir el resultado que se obtuvo en [Khomenko et al. \(2015\)](#), sino que podremos evaluar la estratificación de la velocidad de deriva, lo que supone un conocimiento adicional del que hasta ahora se tenía. De hecho, hasta donde sabemos, éste sería el primer intento de medir diferencias de velocidad en el flujo Evershed utilizando un método de inversión.

## 1.2. Obtención de los datos

Los datos se tomaron durante la mañana del 7 de Octubre de 2012 en el *German Vacuum Tower Telescope* (VTT) en el observatorio del Teide (Izaña, Tenerife). El objetivo de la observación fue una mancha aislada que pertenece al grupo NOAA 11582 y que se encontraba situada en el limbo con coordenadas (914'', -216'') respecto del centro del disco solar.

Se procedió entonces a barrer la mancha con el espectrógrafo del VTT en diferentes regiones espectrales que debían poseer, al menos, una línea espectral de Fe I y otra línea espectral de Fe II lo suficientemente cerca como para poder tomarse ambas medidas de forma simultánea en la CCD (*Charge-Coupled Device*). Además se exigió que dicha región espectral poseyera un continuo limpio para poder normalizar después. Las líneas elegidas se presentan en la Tabla 1.

La información proporcionada en las columnas de izquierda a derecha es: la región espectral a la que pertenecen las líneas (es solamente para poder referirnos fácilmente a ellas), el elemento con su grado de ionización y, por último, las longitudes de onda obtenidas del NIST (*National Institute of Standards and Technology*) ([Kramida et al., 2023](#)).

Aunque solo aparezca Fe en la tabla, también se midió Ba y Ti. Sin embargo, de estas regiones espectrales solamente tenemos una de las especies y no un ion y un neutro en la misma CCD, por lo que no son regiones espectrales válidas para el tipo de estudio que vamos a hacer. Como las diferencias de velocidad que esperamos son pequeñas, necesitamos ser capaces de medir simultáneamente ambas especies iónicas.

La toma de medidas empezó a las 9:26 UT y se hizo para cada región sucesivamente, de forma que cada barrido tardó en torno a 5 minutos para completarse, con tiempos de exposición por píxel entre 200 ms (como para la región espectral 5235 Å) y entre 400 ms (como para la región espectral 4575 Å). El paso del escaneo es de 0.18'' (con el mismo valor a lo largo de la rendija) y se toman 250 posiciones.

En cuanto a las condiciones atmosféricas, para ese día fueron excepcionales, pudiéndose llegar incluso a medir líneas de emisión en el limbo de Fe I y Fe II, hecho que es bastante raro e indicativo de la calidad de los datos (tal y como dicen [Lites et al., 2010](#)).

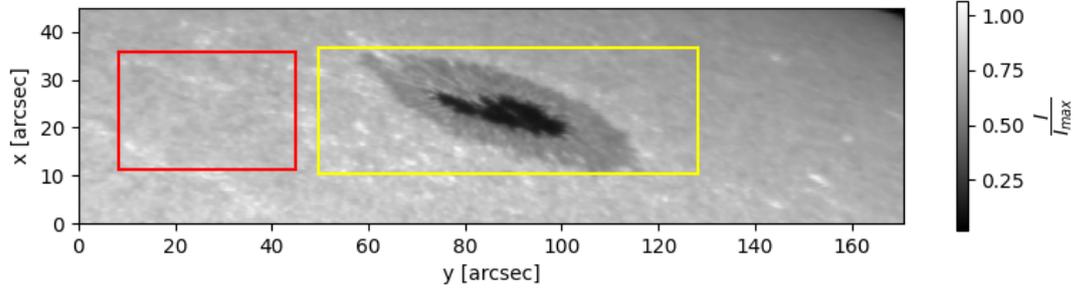


Figura 3: Mapa del continuo para la región 5197 Å. En rojo está la zona de sol en calma utilizada para la calibración de onda y el ajuste de parámetros atómicos. En amarillo la región espacial con la mancha solar y la penumbra a invertir. La figura está normalizada al valor máximo, en cuentas, que aparece en el mapa, llamado  $I_{max}$ .

Región espectral [Å]	Elm Ión	$\lambda$ [Å]
4575	Fe I	4574.2159
	Fe II	4576.328
4657	Fe I	4657.5845
	Fe II	4656.981
5197	Fe I	5197.9396
	Fe I	5196.0593
	Fe I	5198.7108
	Fe II	5197.5678
5235	Fe I	5236.2038
	Fe II	5234.6236
6517	Fe I	6516.0766
	Fe II	6518.3667

Tabla 1: Información sobre las diferentes regiones espectrales usadas en este trabajo y las líneas espectrales de Fe I y Fe II contenidas en cada una de ellas. De izquierda a derecha, se muestran la región espectral en Å. El elemento con su estado de ionización y la longitud de onda central en Å. Estos datos han sido extraídos del NIST. Véase la sección 1.2 para más información.

Cabe destacar que no tenemos medidas polarimétricas, por lo que no tendremos información sobre el campo magnético. En principio esto no va a suponer ningún problema porque las líneas seleccionadas poseen factores de Landé muy bajos, por lo que el desdoblamiento por efecto Zeeman no será apreciable a no ser que nos encontremos en la umbra.

Por último, los datos son reducidos usando un procedimiento estándar de corriente de oscuridad y *flatfield* y, después, normalizados correctamente para poder obtener las velocidades en las que estamos interesados. De la normalización se hablará en la sección 2.

Por lo tanto, del conjunto de datos original con 10 regiones espectrales diferentes nos quedaremos solamente con las 5 que cumplen los criterios mencionados anteriormente y que nombraremos por comodidad tal y como se indicó en la Tabla 1. Una imagen del continuo está representada en la Figura 3.

## 2. Procedimiento

En esta sección hablaremos sobre:

- Qué es SIR y cómo funciona.
- Qué regiones espaciales se han seleccionado para llevar a cabo este trabajo.
- Cómo se calibran en longitud de onda los datos.
- Cómo deben de normalizarse teniendo en cuenta que se encuentran en el limbo.
- Cómo configurar SIR para las inversiones en función de nuestra observación.
- Cómo ajustar los parámetros atómicos para hacerlos compatibles con las observaciones.
- Cómo se invierten espacialmente los datos para obtener los mapas.

### 2.1. Eligiendo las zonas de trabajo

Antes de empezar, deberemos elegir las regiones espaciales sobre las que vamos a trabajar, que van a ser iguales para todos los mapas. Elegiremos una zona de sol en calma donde haremos la calibración y la normalización de los datos, y escogeremos la zona de la penumbra para los resultados principales de este trabajo.

Si representamos el continuo de una de las regiones espectrales medidas como ejemplo, ambas zonas se pueden ver en los recuadros rojo (sol en calma) y amarillo (mancha) de la Figura 3.

### 2.2. Calibración en longitud de onda y normalización de los datos

Para la calibración en longitud de onda, compararemos el espectro promedio del sol en calma (zona roja de la Figura 3) con la misma región espectral del atlas FTS (Neckel & Labs, 1984), con la ventaja de que la incertidumbre que se produzca en la determinación de la longitud de onda es la misma para todas las líneas de una misma región espectral.

Dicho esto, deberemos seleccionar el mínimo de varias líneas espectrales con precisión subpíxel y que, además, deben ser las mismas líneas que seleccionemos en el atlas FTS.

Para encontrar el mínimo correctamente, primero lo haremos con precisión de píxel. Esto implica buscar la posición del mínimo de cada línea espectral en nuestros datos y, después, con precisión subpíxel, usando varios puntos alrededor de dicho mínimo y ajustándolos con una parábola. El mínimo de la línea con precisión subpíxel será entonces el mínimo de la parábola, que, si escribimos como  $y = ax^2 + bx + c$ , entonces corresponderá con  $-\frac{b}{2a}$ . Después calcularemos el error mediante propagación de errores.

El atlas FTS está calibrado en longitud de onda y, por tanto, nos proporciona dónde se encuentra el mínimo de la línea en longitud de onda, mientras que el espectro promedio de los datos nos indica en qué lugar recae el mínimo en píxeles en nuestros espectros observados. Como para una misma línea deben estar en el mismo sitio, y tenemos varias líneas espectrales, podemos hacer un ajuste lineal del tipo  $\lambda = m * [\text{pixel}] + n$ , pudiendo encontrar así la longitud de onda inicial de la CCD, llamado  $n$ , y el muestreo, que llamaremos  $m$ .

Hemos de tener en cuenta que el valor de  $m$ ,  $n$  y sus errores dependen del número de líneas espectrales que utilicemos para la calibración y de las propias líneas espectrales, por lo que estos resultados podrían variar ligeramente si se utilizasen otros perfiles diferentes aunque pertenezcan a la misma región espectral.

Para cada una de las regiones espectrales se han obtenido las pendientes y ordenadas en el origen descritas en la Tabla 2.

Región espectral [Å]	m [Å px <sup>-1</sup> ]	n [Å]
4575	0.0028006 ± 1.5e-06	4572.1332 ± 0.0007
4657	0.002598 ± 2e-06	4655.0408 ± 0.0007
5197	0.0028660 ± 1.3e-06	5195.0055 ± 0.0005
5235	0.0031403 ± 1.6e-06	5231.4975 ± 0.0008
6517	0.003652 ± 1.2e-05	6514.648 ± 0.004

Tabla 2: Información sobre la región espectral sobre la que se ha hecho la calibración en longitud de onda (izquierda), con el muestreo (columna central) y la longitud de onda inicial de la CCD (columna derecha) para cada una de las regiones espectrales.

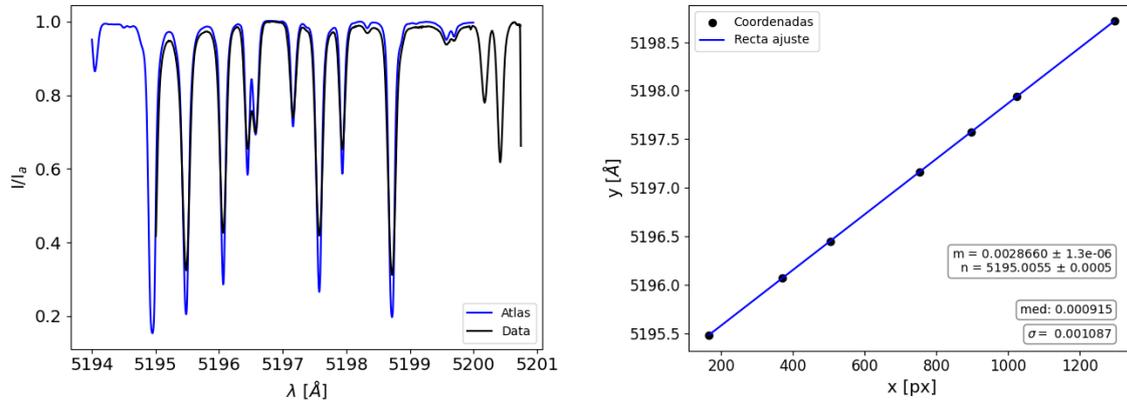


Figura 4: Ejemplo de la calibración en longitud de onda para la región espectral 5197 Å. En el panel izquierdo se muestra cómo queda el espectro de referencia del atlas FTS (azul) con respecto al espectro de nuestros datos calibrados (negro), donde la normalización de ambos espectros es artificial y exclusiva para este ejemplo (llamada  $I_a$ ). En el panel derecho se representa con puntos negros dónde cae el mínimo en longitudes de onda y su equivalente en píxeles y, en azul, la recta que mejor ajusta los puntos negros. El parámetro *med* se calcula como la media de la resta entre la posición del mínimo y el indicado por la recta (en valor absoluto). También se calcula la desviación típica,  $\sigma$ , de esa cantidad. Véase como ambos valores quedan por debajo del valor de muestreo,  $m$ , indicando así que el ajuste es bueno.

Todas las líneas utilizadas para la calibración presentan un error menor de un píxel en la determinación de su mínimo, excepto para la región espectral 6517 Å, donde la determinación de esos mínimos presenta errores del orden de dos píxeles.

En la Figura 4 está representado un ejemplo de cómo queda la calibración una vez realizada.

A continuación, vamos a hablar de la normalización de los datos. Debemos pasar de mediciones de intensidad en cuentas a unos valores de intensidad relativa que sean compatibles con el estudio que se va a realizar.

Para ello, pasamos región espectral por región espectral seleccionando una serie de longitudes de onda que podamos considerar que forman parte del continuo (véase el espectro encerrado por las líneas verticales negras de la Figura 5). Haciendo el promedio del valor de la intensidad para esas longitudes de onda obtendremos un valor promedio del continuo. A continuación, necesitamos calcular el valor del continuo en cada una de las regiones espectrales. Para ello, utilizamos SIR y hacemos la síntesis utilizando de base la atmósfera HSRA (Gingerich et al., 1971) para evaluar el continuo de una línea cualquiera para todas las regiones espectrales, teniendo en cuenta que nos encontramos cerca del limbo (y, por lo tanto, para cada longitud de onda tenemos una variación centro-limbo diferente). En este continuo sintético se toman 10 datos alejados 1 Å del núcleo de la

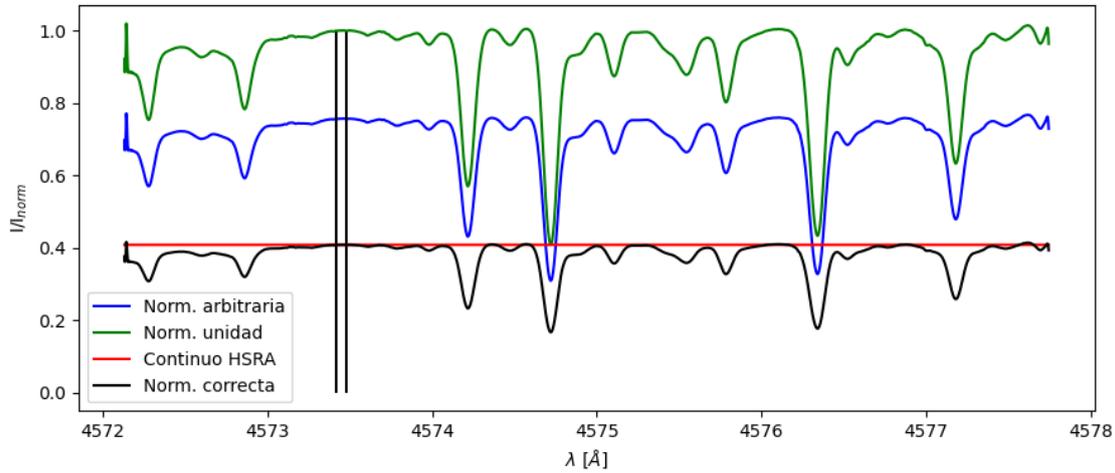


Figura 5: Normalización de la región espectral 4575 Å. En azul aparecen los datos originales (originalmente en cuentas, pero normalizados arbitrariamente para hacer este ejemplo). En verde vemos el espectro resultante tras dividir el espectro azul por el promedio que se obtiene de los valores encerrados entre las dos barras verticales negras. El espectro negro es el resultado de multiplicar el verde por la línea horizontal roja, que indica el nivel del continuo en la posición de la mancha observada, cerca del limbo, sintetizado por SIR utilizando la atmósfera HSRA. El espectro de color negro tiene la normalización correcta y la fracción azul/verde será el número por el que se multipliquen todos los píxeles para realizar las inversiones.  $I_{norm}$  es la intensidad que se utiliza para normalizar el espectro, y su valor depende de a qué se esté normalizando, tal y como se ha indicado previamente.

línea para asegurarnos de que tenemos un continuo puro sin contaminación de las alas (además, modificamos la absorción de la línea momentáneamente para conseguir una línea sin absorción y, por tanto, con el mayor continuo posible). Al hacer la media de estos últimos valores, tenemos lo que podemos llamar un valor del continuo sintético.

Por último, con el valor medio del continuo en cuentas y el valor medio del continuo sintético se divide el segundo entre el primero y, al multiplicar esta división por el espectro se obtiene la normalización correctamente. Un ejemplo se muestra en la Figura 5.

## 2.3. Preparando la primera inversión de los datos

### 2.3.1. SIR

SIR (Ruiz Cobo & del Toro Iniesta, 1992; Bellot Rubio et al., 2003) son las siglas de *Stokes Inversion based on Response functions*, un código que permite hacer la síntesis y la inversión de las líneas espectrales, pudiendo trabajar con los cuatro parámetros de Stokes, con cualquier tipo de transición dipolar eléctrica y teniendo en cuenta el efecto Zeeman.

Para el modo síntesis, el programa calcula los perfiles de Stokes a partir de una atmósfera inicial, resolviendo la ecuación de transporte radiativo (RTE) en equilibrio termodinámico local (LTE) para luz polarizada (en nuestro caso no será polarizada, por lo que se resolverá la RTE escalar, que es más sencilla), mientras que para el modo de inversión, SIR ajusta cualquier combinación de parámetros de Stokes para cualquier número de líneas espectrales. Necesitaremos darle una atmósfera inicial que se irá modificando de forma iterativa hasta que los perfiles de Stokes sintéticos y los provistos coincidan.

Con el fin de que la inversión se realice correctamente, se necesita conocer la sensibilidad de los perfiles respecto a los parámetros atmosféricos, a través de sus derivadas parciales o las famosas

funciones respuesta (RF), tal y como describiremos después.

Visto con más detalle, el procedimiento que sigue el código para la síntesis es el siguiente:

1. Lee el modelo de la atmósfera y todos los parámetros atómicos.
2. Se integra la RTE numéricamente:  
Para ello, resolvemos la ecuación de transporte radiativo teniendo en cuenta el efecto Zeeman, es decir, se resuelve la ecuación 3:

$$\frac{d\mathbf{I}(\tau_5)}{d\tau_5} = \mathbf{K}(\tau_5)[\mathbf{I}(\tau_5) - \mathbf{S}(\tau_5)] \quad (3)$$

Donde  $\mathbf{I}$  son los parámetros de Stokes escritos como vector,  $\tau_5$  es la profundidad óptica del continuo a 5000 Å a lo largo de línea de visión,  $\mathbf{K}$  es la matriz de absorción y  $\mathbf{S}$  la función fuente. Tenemos que tener en cuenta que tanto  $\mathbf{K}$  como  $\mathbf{S}$  se evalúan suponiendo LTE (equilibrio termodinámico local). Una vez que ambas matrices han sido calculadas, SIR puede resolver la RTE numéricamente.

3. Se aplica el efecto de la macroturbulencia haciendo una convolución del perfil sintético con un perfil Gaussiano (y, en caso de que hubiera una PSF espectral conocida, también se haría la convolución con ella). Para el ensanchamiento de los perfiles se tiene en cuenta el ensanchamiento natural, que supone que los niveles de un átomo no están perfectamente definidos debido al principio de incertidumbre. También se tienen en cuenta el ensanchamiento térmico, que se produce porque la transición ocurre en partículas que se mueven en diferente dirección y velocidad y el ensanchamiento colisional, provocado por las colisiones entre átomos. A éste último se le conoce también como ensanchamiento colisional de Van der Waals, que SIR lo calcula usando la clásica fórmula de Unsöld (Unsöld, 1955), y que puede multiplicarse por un cierto factor que el usuario puede cambiar, aunque, por defecto, será 1.0. También se podrá mejorar el cálculo de la anchura de la línea añadiendo dos coeficientes extras (Barklem et al., 1998), pero para este trabajo no se hará.
4. Por último, se simulan los perfiles observados teniendo en cuenta si tenemos o no luz dispersada (que debe ser también añadido manualmente por el usuario).

Para la inversión, deberemos minimizar la función mérito, que es la suma cuadrática de la diferencia entre los perfiles observados y los sintéticos pesada. Dicha función es la ecuación 4:

$$\chi^2 = \frac{1}{\nu} \sum_{k=1}^4 \sum_{i=1}^M [I_k^{obs}(\lambda_i) - I_k^{syn}(\lambda_i)]^2 \frac{w_{ki}^2}{\sigma_{ki}^2} \quad (4)$$

El parámetro  $k = 1, 2, 3, 4$  son las cuatro componentes del vector de Stokes,  $i = 1, 2, \dots, M$  son las longitudes de onda donde se deben evaluar,  $\nu$  es el número de grados de libertad y  $\sigma_{ki}$  son las incertidumbres de las observaciones (valor constante que viene dado por la relación señal-ruido).  $w_{ki}$  es el peso relativo de cada uno de los perfiles, que puede ser cambiado por el usuario con el fin de darle preferencia a determinados parámetros de Stokes o longitudes de onda durante el proceso de inversión.

Minimizar  $\chi^2$  es un proceso no lineal, por ello se necesita un algoritmo como el de Marquardt, que utiliza las derivadas de  $\chi^2$  respecto de los parámetros de la atmósfera inicial. Esto es muy importante porque estas derivadas pueden ser expresadas en términos de las RF, por eso las funciones respuesta son la pieza angular del proceso.

Recordemos que las funciones respuesta a un parámetro atmosférico  $x(\tau)$  se calculan para cada profundidad óptica y para cada longitud de onda según la ecuación 5 como:

$$\mathbf{R}_x(\tau) = \mathbf{O}(0, \tau) \left\{ \mathbf{K}(\tau) \frac{\partial \mathbf{S}(\tau)}{\partial x} - \frac{\partial \mathbf{K}(\tau)}{\partial x} [\mathbf{I}(\tau) - \mathbf{S}(\tau)] \right\}, \quad (5)$$

```

1 Number of cycles          (*) : 3          ! (0=synthesis)
2 Observed profiles        (*) : profiles.per  !
3 Stray light file         :                ! (none=no stray light contam)
4 PSF file                  :                ! (none=no convolution with PSF)
5 Wavelength grid file     (s) : malla.grid  ! (none=automatic selection)
6 Atomic parameters file   : Lines_LTE_todocalmado ! (none=DEFAULT LINES file)
7 Abundances file          : ASPLUND         ! (none=DEFAULT ABUNDANCES file)
8 Initial guess model 1    (*) : hsra11mu0207.mod !
9 Initial guess model 2    :                !
10 Weight for Stokes I      : 1              ! (DEFAULT=1; 0=not inverted)
11 Weight for Stokes Q      : 0              ! (DEFAULT=1; 0=not inverted)
12 Weight for Stokes U      : 0              ! (DEFAULT=1; 0=not inverted)
13 Weight for Stokes V      : 0              ! (DEFAULT=1; 0=not inverted)
14 AUTOMATIC SELECT. OF NODES? : 0              ! (DEFAULT=0=no; 1=yes)
15 Nodes for temperature 1  : 1,2,3         !
16 Nodes for electr. press. 1 : 0              !
17 Nodes for microturb. 1   : 1,2,2         !
18 Nodes for magnetic field 1 : 0              !
19 Nodes for LOS velocity 1 : 1,2,2         !
20 Nodes for gamma 1        : 0              !
21 Nodes for phi 1          : 0              !
22 Invert macroturbulence 1? : 1              ! (0 or blank=no, 1=yes)
23 Nodes for temperature 2  : 0              !
24 Nodes for electr. press. 2 : 0              !
25 Nodes for microturb. 2   : 0              !
26 Nodes for magnetic field 2 : 0              !
27 Nodes for LOS velocity 2 : 0              !
28 Nodes for gamma 2        : 0              !
29 Nodes for phi 2          : 0              !
30 Invert macroturbulence 2? : 0              ! (0 or blank=no, 1=yes)
31 Invert filling factor?   : 0              ! (0 or blank=no, 1=yes)
32 Invert stray light factor? : 0              ! (0 or blank=no, 1=yes)
33 mu=cos (theta)           : -0.207        ! (DEFAULT: mu=1. mu<0 => West)
34 Estimated S/N for I      : 10000         ! (DEFAULT: 1000)
35 Continuum contrast       :                ! (DEFAULT: not used)
36 Tolerance for SVD        :                ! (DEFAULT value: 1e-4)
37 Initial diagonal element :                ! (DEFAULT value: 1.e-3)
38 Splines/Linear Interpolation : 0              ! (0 or blank=splines, 1=linear)
39 Gas pressure at surface 1 :                ! (0 or blank=Pe boundary cond.
40 Gas pressure at surface 2 :                ! (0 or blank=Pe boundary cond.
41 Magnetic pressure term?   : 0              ! (0 or blank=no, 1=yes)
42 NLTE Departures filename :                ! blanck= LTE (Ej. depart_6494.dat')

```

Figura 6: Imagen del archivo de control 1. En ella vemos que se realizan 3 ciclos, donde la temperatura varía entre 1 y 3 nodos, mientras que la velocidad, la microturbulencia y la macroturbulencia solamente lo hacen entre 1 y 2. También se observa que los pesos de Q, U y V son cero, pues no tenemos información del estado de polarización de la luz. Los parámetros que se han modificado están descritos en la sección 2.3.

donde  $\mathbf{O}(0, \tau)$  representa el operador evolución desde  $\tau$  hasta la superficie.

Por definición, después de perturbar  $\delta x(\tau)$  con una determinada estratificación con la profundidad, los perfiles de Stokes emergentes  $\delta \mathbf{I}(\lambda)$  se ven modificados como se describe en la ecuación 6:

$$\delta \mathbf{I}(\lambda) = \int_0^{\infty} \mathbf{R}_x(\lambda, \tau) \delta x(\tau) d\tau \quad (6)$$

Este cálculo no se hace en SIR para todos los puntos de la atmósfera, sino solamente para ciertos puntos, que llamaremos *nodos*. Al conjunto de iteraciones que se producen sin modificar los nodos se le conocen como *ciclos*. Estos ciclos son muy importantes y nos permiten acercarnos a la solución de forma óptima, pues cada ciclo puede tener una cantidad de nodos diferente.

Por poner como ejemplo, si tomáramos un nodo, entonces la perturbación propuesta por Marquardt es igual en todas las capas de la atmósfera. En caso de que tengamos dos nodos, las perturbaciones se calculan en la base y el techo de la atmósfera y se interpola linealmente para toda la atmósfera. Con tres nodos se tiene una perturbación parabólica. Y así sucesivamente. Más nodos dan más libertad para determinar la convergencia pero acarrear consigo más grados de libertad y mayores posibilidades de ambigüedad en el resultado.

Por último, debemos comentar cómo se calculan las incertidumbres de los parámetros atómicos en el proceso de inversión. Esto se hace utilizando la definición de las RF, llegando a la conclusión

de que los errores son proporcionales a la inversa de las RF. Esto quiere decir que aquellas zonas que no provoquen cambios significativos en los perfiles tendrán una incertidumbre mayor. Este último apunte será muy importante en la sección 4.

### 2.3.2. Poniendo a punto SIR

Para que SIR funcione con nuestras regiones espectrales, necesitamos primero configurar los siguientes archivos:

- El archivo de control.
- El archivo de las líneas espectrales.
- La atmósfera.
- El archivo de malla.

Empezaremos hablando del archivo de control de SIR:

Para las inversiones, tanto del sol en calma como de la penumbra, utilizamos dos tipos de archivos de control. En ambos casos, los parámetros (como el campo magnético y su dirección) no pueden ser correctamente determinados porque precisamos la información de Q, U y V: solamente tenemos datos de I, por lo que no se va a invertir el estado de polarización de la luz. Tampoco vamos a invertir la presión electrónica, y, al no ser un parámetro libre, SIR la recalculará suponiendo equilibrio hidrostático.

Necesitamos dos ficheros de control porque, aunque estamos interesados particularmente en la velocidad en la línea de visión, es necesario ajustar correctamente la temperatura primero.

Con el archivo de control 1 podremos calcular la temperatura. Este paso es necesario porque, dentro de cada región espectral, cada uno de los perfiles debería corresponder a la misma estratificación en temperatura, ya que la medida de todos ellos es simultánea y desde el punto de vista teórico no se esperan cambios grandes en la temperatura entre neutros e iones, ya que el acoplamiento térmico es muy eficiente (véase por ejemplo [Popescu Braileanu et al., 2019](#)). Por lo tanto, solamente usaremos este fichero para inversiones simultáneas en las que necesitemos la temperatura. Con este archivo se invierte también la velocidad, para captar la asimetría de las líneas, la microturbulencia y macroturbulencia para asegurarnos de que se obtiene el mejor ajuste posible.

Para el archivo de control 2 solamente estaremos interesados en invertir la velocidad, la microturbulencia y la macroturbulencia porque se habrá calculado previamente la estratificación de temperatura gracias a las inversiones realizadas usando el otro archivo de control. Se utilizará para cada especie iónica por separado y será quién dirija la inversión de los resultados más importantes de este trabajo.

En la figura 6 se muestra el archivo de control 1.

Dentro de ambos archivos de control aún tenemos que configurar otros parámetros. Uno de ellos es el parámetro  $\mu = \cos(\theta)$  donde  $\theta$  es el ángulo heliocéntrico de la mancha observada. Para calcularlo aplicaremos que conocemos donde se encuentra situada la mancha en el disco solar y conocemos cómo calcular  $\mu$ , pues, según la ecuación 7:

$$\sin(\theta) = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{R_{\odot}} \quad (7)$$

donde  $x$  e  $y$  son la posición de la mancha con respecto al centro del disco (las denominadas coordenadas heliocéntricas), y  $R_{\odot}$  es el radio del Sol ese día, todo ello en segundos de arco.

Por lo tanto, se obtiene  $\mu$  mediante la ecuación 8 como:

$$\mu = \cos(\theta) = \sqrt{1 - \sin^2(\theta)} = \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_{\odot}^2}} \quad (8)$$

Índice	E. ion	$\lambda_0[\text{Å}]$	Energ Ion [Ev]	log(gf)	Conf. electrónica (inferior)	Conf. electrónica (superior)
300	1	4574.2159	3.211	-2.45	5D 4.0	5F 3.0
301	2	4576.3280	2.844	-2.92	4F 2.5	4D 2.5
400	1	4657.5845	2.845	-2.84	3P 1.0	5D 1.0
401	2	4656.9810	2.891	-3.57	6S 2.5	4D 2.5
500	1	5197.9369	4.301	-1.62	5F 1.0	5P 1.0
501	1	5196.0593	4.256	-1.015	5F 3.0	5P 2.0
502	1	5198.7108	2.223	-2.135	5P 1.0	5P 2.0
503	2	5197.5678	3.230	-2.05	4G 2.5	4F 1.5
600	1	5236.2038	4.186	-1.75	3F 2.0	3D 1.0
601	2	5234.6236	3.221	-2.21	4G 3.5	4F 2.5
700	2	6516.0766	2.891	-3.37	6S 2.5	6D 3.5
701	1	6518.3667	2.832	-2.298	3P 2.0	3D 3.0

Tabla 3: Contenido del archivo de las líneas espectrales inicial. La información de las columnas, descritas de izquierda a derecha es: el índice para referirnos a la línea en el momento de invertir (que puede ser elegido arbitrariamente), el estado de ionización del elemento, la longitud de onda central en Å, la energía de ionización en eV, la fuerza del oscilador, la configuración electrónica del nivel inferior y la configuración electrónica del nivel superior. Todos estos datos se han obtenido del NIST, excepto la fuerza del oscilador del índice 600, que ha sido extraída de [Khomenko et al. \(2015\)](#). Si comparamos con este artículo, descubrimos que las longitudes de onda y los log(gf) no coinciden idénticamente. Esto no supondrá un problema porque se van a modificar estos parámetros posteriormente (véase la sección 2.3).

Según BASS2000 ([Abouadarham & Renié, 2020](#)), para el día de las observaciones,  $R_\odot = 959.89''$ . Realizando el cálculo entero y sabiendo que la mancha se encuentra en  $x = 914''$  e  $y = -216''$  se llega a la ecuación 9:

$$\mu = \sqrt{1 - \frac{914^2 + 216^2}{959.89^2}} = \sqrt{1 - \frac{882052}{921388.8182}} \approx 0.207 \quad (9)$$

A este valor debemos añadirle un signo negativo a SIR porque la mancha se encuentra al Oeste. El signo importa cuando se quiere transformar el vector campo magnético desde el centro del disco a la posición deseada o al revés, por lo que en nuestro caso no sería estrictamente necesario añadirlo.

También hemos de modificar el archivo de líneas espectrales. Éste contendrá la información de cada una de las cinco regiones espectrales que se van a invertir por separado y de las líneas espectrales contenidas en cada una de ellas (para un total de doce líneas). Los índices escogidos para este trabajo y estas regiones espectrales son los siguientes:

- Región espectral 4575 Å : Fe I será la línea 300 y Fe II será la línea 301.
- Región espectral 4657 Å : Fe I será la línea 400 y Fe II será la línea 401.
- Región espectral 5197 Å : Tenemos 3 líneas de Fe I, que serán 500, 501 y 502, pero solo una de Fe II, que llamaremos 503.
- Región espectral 5235 Å : Fe I será la línea 600 y Fe II será la línea 601.
- Región espectral 6517 Å : Fe I será la línea 701 y Fe II será la línea 700.

Se describen en la Tabla 3 los parámetros de las líneas espectrales necesarios para la inversión.

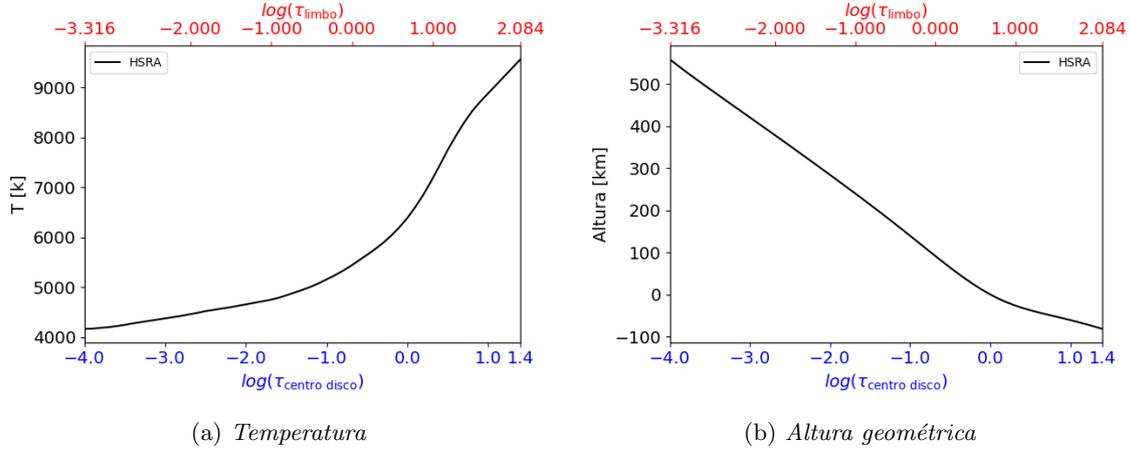


Figura 7: Diferentes propiedades de la atmósfera utilizada para inicializar las inversiones. En concreto, temperatura (izquierda) y altura geométrica (derecha). El eje rojo situado en la parte superior de ambos paneles indica que nos estamos refiriendo a una escala de  $\tau$  local, es decir, en el limbo; mientras que el eje en azul que se encuentra en la parte inferior nos indica que nos referimos a una escala de  $\tau$  del centro del disco. Se puede observar que la temperatura que esperamos en la superficie solar, si estamos situados en el limbo, es menor que la esperada en el centro del disco debido a la variación centro-borde, por lo que esta definición es consistente.

A continuación tenemos que hablar de la atmósfera inicial. Usaremos como referencia la atmósfera HSRA (Gingerich et al., 1971), que debe ser reescrita para que SIR pueda trabajar con ella, pues la atmósfera tiene un cierto formato que se debe respetar.

El proceso está realizado ya en el github de Basilio Ruiz Cobo (<https://github.com/BasilioRuiz/SIR-code>). En concreto, esta atmósfera debe poseer el logaritmo de la profundidad óptica a 5000 Å en la línea de visión, la temperatura [K], la presión electrónica [ $\text{dyn cm}^{-2}$ ], la velocidad de microturbulencia [ $\text{cm s}^{-1}$ ], el valor del campo magnético [G], la velocidad en la línea de visión [ $\text{cm s}^{-1}$ ], el ángulo de inclinación del campo magnético [grados], el ángulo azimutal [grados], la escala geométrica [km], la presión del gas [ $\text{dyn cm}^{-2}$ ] y la densidad del gas [ $\text{g/cm}^{-3}$ ].

Aún debemos realizarle un cambio a la atmósfera porque SIR no puede modificar la profundidad óptica de la atmósfera a pesar de haber indicado el  $\mu$  correcto en el fichero de control. Debemos modificar manualmente la profundidad óptica porque SIR trabaja suponiendo que la profundidad óptica está descrita a lo largo de la línea de visión, pero el modelo HSRA tiene las profundidades ópticas referidas al centro del disco. El cambio que se debe hacer viene descrito en la ecuación 10.

$$\log(\tau_{\text{limbo}}) = \log(\tau_{\text{centro disco}}) - \log(\mu) \quad (10)$$

Esta escala en profundidad óptica es la que se utilizó en la subsección 2.2 para poder hacer la síntesis y calcular el continuo de cada una de las diferentes regiones espectrales y, con ello, poder normalizar adecuadamente los espectros observados. En la Figura 7 se muestra con dos ejes las consecuencias de este cambio como, por ejemplo, que la temperatura del continuo corresponde a 5450 K para el limbo, cuando en el centro del disco se tiene una temperatura de 6380 K. Hablemos brevemente de la figura: tal y como se espera, en las capas internas (cuya profundidad óptica es mayor que uno) las temperaturas alcanzadas son más altas que las temperaturas que esperamos para la parte baja de la atmósfera (con profundidades ópticas por debajo de uno). Observamos que la relación entre escala geométrica y profundidad óptica presenta dos tramos prácticamente lineales: uno que va desde la capa más alta de la atmósfera hasta el continuo y otro que parte desde el continuo y llega hasta el final (referidos a escalas de  $\tau$  del centro del disco, es decir, el eje azul de la Figura 7).

A esta atmósfera no hay que realizarle más cambios, pues ya viene por defecto sin campo

magnético y, aunque viene sin velocidad, SIR puede invertir igualmente sin indicarle nada más por cómo está diseñado. Hemos usado esta atmósfera porque es una referencia para el sol en calma muy buena y, para las zonas de la umbra y de la penumbra, como tiene permitida variación en la temperatura y en otros parámetros, va a poder adaptarse correctamente a nuestras necesidades. Además, para normalizar el continuo, SIR internamente utiliza el modelo HSRA como la referencia.

También se ha de crear un archivo de malla que contenga el índice de la línea espectral que se quiere invertir y entre qué longitudes de onda en mÅ se quiere invertir. Esta longitud de onda es relativa, y depende de la longitud de onda central de la línea espectral en cuestión. Para poder invertir correctamente la temperatura, se exigirá que al menos una de las dos especies involucradas tenga bien definido el continuo. En caso de no poder acceder a él por el solapamiento con otras líneas espectrales, SIR puede omitir longitudes de onda si así se lo indicamos, por lo que nos aprovecharemos de esta propiedad para conseguir el continuo. Se observará en la parte de resultados que la representación de los datos puede ser discontinua para algunas regiones espectrales. Esto será indicador de que hemos *saltado* las longitudes de onda intermedias por el solapamiento con otra línea espectral. El intervalo que procedemos a invertir se toma de manera arbitraria, por lo que otra persona podría haber tomado un intervalo mayor, o menor, y sus resultados serían ligeramente diferentes a los aquí mostrados, aunque la conclusión final no debería de cambiar.

Por último, cabe destacar que hay más parámetros que se pueden modificar, pero no ha sido necesario hacerlo como, por ejemplo, las abundancias. Para este estudio serán las que vienen por defecto en el archivo ASPLUND ([Asplund et al., 2009](#)).

### 2.3.3. Ajustando los parámetros atómicos en función de la inversión

Todavía no podemos invertir espacialmente y presentar los resultados, porque deberemos modificar ligeramente los parámetros introducidos dentro del fichero con la información de los parámetros atómicos, es decir, se debe modificar la información de la Tabla 3.

Este paso no es trivial. Antes de invertir con resolución espacial, necesitamos asegurar que todas las regiones espectrales son compatibles entre sí para que el estudio tenga coherencia completa. Para ello, necesitamos invertir todas las líneas de todas las regiones espectrales simultáneamente (en total, habrá 12 líneas espectrales).

Los pasos que vamos a seguir para conseguir este propósito son los siguientes:

1. Primero, haremos el espectro promedio de cada región espectral en el sol en calma, tomando 1 píxel sí y 1 píxel no en cada dirección. Se extraen los datos de esa forma porque, a la hora de invertir el sol en calma con resolución espacial nos encontramos con que los tiempos necesarios para invertir el mapa completo son muy altos. De esta forma, reducimos el tiempo de inversión a la cuarta parte para los mapas. Se toma este mismo criterio para ajustar los parámetros porque de esta forma todos los píxeles que van a ser invertidos con resolución espacial posteriormente forman parte del promedio. Haberlos considerados todos no hubiera supuesto un cambio muy grande en este proceso.
2. Una vez tenemos el espectro promedio de todas las regiones espectrales, fijaremos la estratificación de temperatura que genera ese espectro promedio como la que viene dada por el modelo HSRA. Podemos hacerlo ya que este modelo simula adecuadamente las condiciones del sol en calma y estamos tratando con datos promediados espacialmente.

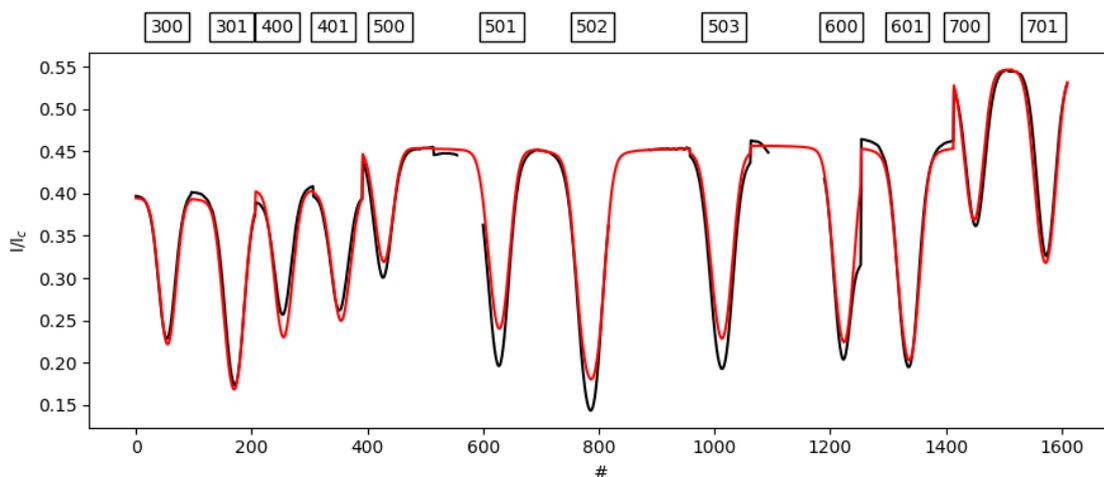


Figura 8: Inversión de las doce líneas de las cinco regiones espectrales con los parámetros indicados en la Tabla 3. Se dibuja el espectro promedio tomando 1 píxel sí y 1 píxel no en cada eje en color negro, mientras que en color rojo se ilustra el espectro sintético que devuelve SIR invirtiendo tal y como se indica en la sección 2.3.3 ambos normalizados al continuo del sol en calma en el centro del disco (indicado con el símbolo  $I_c$ ). Se aprecia que los perfiles no coinciden para las líneas espectrales (índices) 400, 401, 500, 501, 502, 600, 601, 700 y 701, lo que indica que los parámetros atómicos no son compatibles entre sí y, por lo tanto, se les debe de hacer una modificación. En el eje x se indica mediante el símbolo de la almohadilla que nos referimos a posición en un array de longitudes de onda, no a la longitud de onda en sí misma.  $I_c$  es la intensidad del continuo del centro del disco.

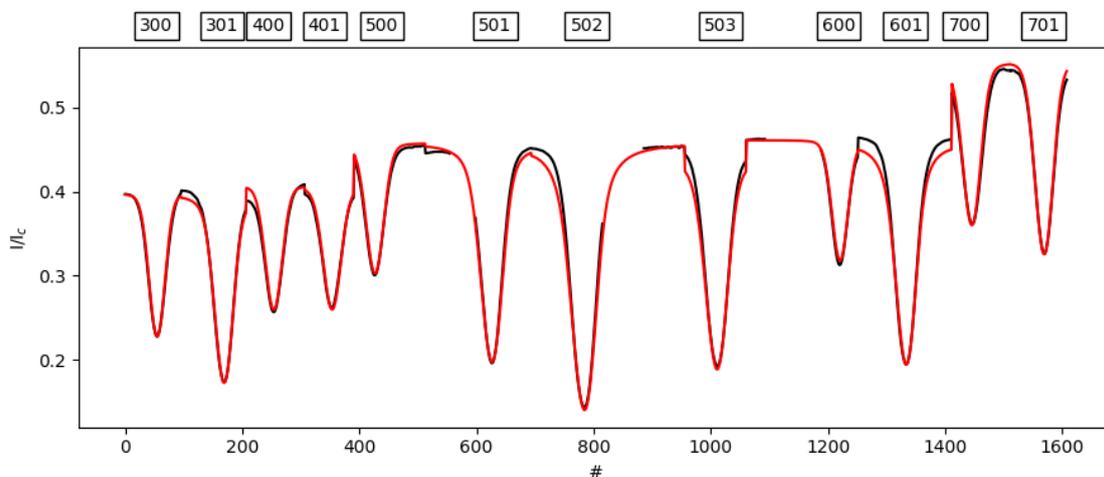


Figura 9: Inversión de las doce líneas después de ajustar  $\log(gf)$  y la longitud de onda central. La leyenda coincide con la de la Figura 8. En este caso vemos como todas los perfiles sintéticos y los observados coinciden bastante bien para todas las regiones espectrales. Esto demuestra que los parámetros son compatibles entre sí. El ajuste perfecto no existe y, como se aprecia, el continuo de las líneas 502 y 601 no es como el observado. Modificaciones posteriores de los parámetros no llevaron a un resultado mejor, por lo que esta figura representa la mejor aproximación a los perfiles observados que se ha conseguido.

índice	$\Delta(\lambda_{\text{nuevo}} - \lambda_{\text{NIST}})$ [mÅ]	$\Delta[\log(gf)_{\text{nuevo}} - \log(gf)_{\text{NIST}}]$
300	-2	0.09
301	6	0.41
400	-2	-0.09
401	-4	0.35
500	-2	0.25
501	-2	0.56
502	0	0.485
503	0	0.39
600	-3.8	0.17
601	0	0.5
700	10	0.52
701	6.8	-0.052

Tabla 4: Cambio que se produce para cada índice (columna izquierda) en la longitud de onda central (columna central) y en  $\log(gf)$  (columna derecha) al ajustar las doce líneas espectrales simultáneamente. Véase que la región espectral 6517 Å (índices 700 y 701) es la que más variación ha presentado, siendo también la que peor calibración tuvo. La fuerza del oscilador para el índice 600 no aparecía en el NIST, por lo que la comparación se hace, en su lugar, con [Khomenko et al. \(2015\)](#).

Realizar los pasos anteriores sin modificar ningún parámetro atómico desemboca en la Figura 8, donde se representa el espectro observado en negro y el espectro sintético en rojo, apreciándose que la inversión no es buena para todas las regiones espectrales. Por ejemplo, para el índice 500 y 501 (ambos índices son Fe I de la región espectral 5197 Å), los perfiles sintéticos quedan por encima del observado: esto se debe a que esas líneas espectrales necesitan ser más absorbentes para esa temperatura dada por HSRA. Aunque no se aprecia, algunas líneas presentan un desplazamiento en longitud de onda con respecto a los datos observados. Esto implica que la longitud de onda central no ha sido correctamente determinada.

En conclusión, todo ello implica que los parámetros atómicos no son compatibles entre sí y, por lo tanto, deberemos modificarlos hasta hacerlos compatibles. En concreto, se modificará la fuerza del oscilador,  $\log(gf)$  (para conseguir más o menos profundidad para una determinada línea dada una estratificación de temperatura fija) y la longitud de onda central (que desplazará toda la línea hacia el rojo o hacia el azul en función de nuestros intereses).

Este proceso se realiza de forma manual e iterativa, de forma que se revisa tras cada cambio si el espectro sintético se parece a los datos o, si por el contrario, cada vez nos alejamos más.

El ajuste final está representado en la Figura 9, donde se observa que, respecto a la Figura 8, el espectro sintético y el observado se parecen mucho más. Idealmente deberían ser idénticos, sin embargo, en la práctica no ocurre, encontrando como mejor ajuste el mostrado en este trabajo. Se ha probado a intentar ajustar con mayor precisión, sin embargo, no se ha conseguido.

Por último, podemos comprobar cuánto han variado la fuerza del oscilador y la longitud de onda central con respecto a cómo eran originalmente (véase la Tabla 3). Dicho cálculo se muestra en la Tabla 4.

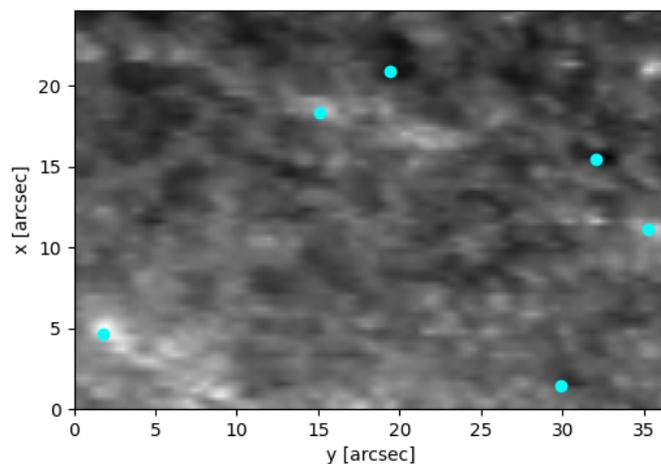


Figura 10: Imagen del continuo del sol en calma para la región espectral  $5197 \text{ \AA}$ . Los puntos azules indican qué píxeles han sido seleccionados para una revisión manual antes de invertir espacialmente toda la región. Se muestran en la Figura 11 dos espectros de los seis puntos aquí seleccionados. Este procedimiento, descrito en la subsección 2.4 corresponde al paso 1.

## 2.4. Invirtiendo los datos

Hasta el momento hemos utilizado SIR dos veces: La primera de ellas ha sido para sintetizar el nivel del continuo, cuya representación es la línea horizontal roja de la Figura 5. La segunda de ellas, y la más importante, ha sido una inversión (utilizando el archivo de control 2) del promedio en el sol en calma de todas las regiones espectrales simultáneamente para determinar los parámetros atómicos que hacen nuestras líneas espectrales del espectro promedio compatibles entre sí usando la estratificación de temperatura del HSRA como referencia (véase la subsección 2.3.3 para más detalles).

Con ello en mente, vamos a empezar con las inversiones espacialmente resueltas para la zona amarilla y la roja de la Figura 3. El procedimiento es el siguiente:

1. Se toma una región espectral cualquiera y, empezando por el sol en calma, se invierten los puntos azules de la Figura 10 utilizando el archivo de control 1 (temperatura libre) tomando todas las líneas de esa región espectral. Usualmente, serán dos líneas. Almacenaremos la información de la estratificación en temperatura para poder usarla en el paso siguiente.

Para la región espectral  $4575 \text{ \AA}$ , por ejemplo, serán las líneas espectrales de índice 300 (Fe I) y 301 (Fe II). Este paso se realizará simplemente para una comprobación visual de que la inversión dé un resultado correcto. Hay que tener en cuenta que, aunque los parámetros atómicos sean compatibles cuando se invierten todas las regiones espectrales simultáneamente para su espectro promedio, puede que cada región individual presente una inversión insatisfactoria. Dos ejemplos se muestran en la Figura. 11.

2. Se repite el paso 1, pero utilizando el archivo de control 2 para los mismos puntos azules de la Figura 10. Esta vez se realiza la inversión para cada una de las líneas espectrales de cada región espectral por separado, y la estratificación de temperatura viene dada por la que se obtuvo en el paso anterior.

Es decir, retomando el ejemplo, invertiríamos con el archivo de control 2 el índice 300 primero y, tras revisar su inversión visualmente y confirmar un buen resultado, invertiríamos el índice 301 y lo revisaríamos también.

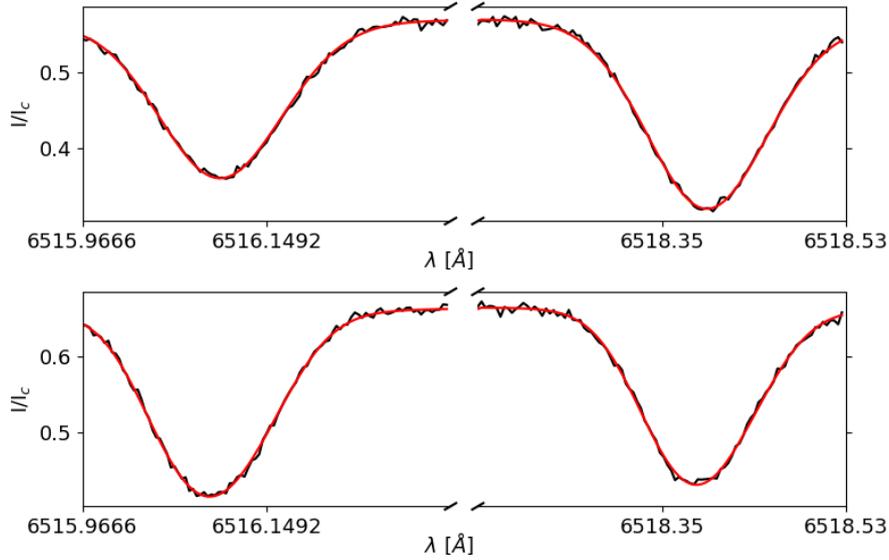


Figura 11: Espectro de dos píxeles diferentes, seleccionados entre los puntos azules de la Figura 10, donde se realiza la inversión de las líneas 700 (FeI) y 701 (FeII) de la región espectral 6517 Å. Ambos espectros están normalizados al continuo del sol en calma en el centro del disco. El espectro observado es la línea negra, mientras que la línea roja es el perfil sintético creado por SIR. Para esta región espectral los resultados son magníficos, como puede observarse. Para otras regiones espectrales estas inversiones no son tan buenas, pero sí lo suficiente como para considerarlas aceptables.

De esta forma nos aseguramos de que todas las inversiones sean compatibles, dándole consistencia a los resultados posteriores.

3. Se procede a hacer una inversión espacialmente resuelta del sol en calma, zona roja de la Figura 3, tomando 1 píxel sí y 1 píxel no en cada eje, utilizando el archivo de control 1 (temperatura libre), invirtiendo conjuntamente todas las líneas de esa región espectral. Con este paso obtendremos la estratificación de temperatura para cada píxel y será la que utilizemos en el paso siguiente.

Siguiendo con el ejemplo anterior, se invertirán conjuntamente las líneas espectrales de índices 300 y 301.

Recordamos brevemente que necesitamos invertir ambas líneas espectrales juntas con el archivo de control 1 pues la medición de ambas líneas se produce de manera simultánea y, desde el punto de vista teórico, no se esperan grandes diferencias de temperatura entre neutros e iones, por lo tanto, la estratificación de temperatura correspondiente debe de ser la misma.

4. Hacemos otra inversión espacialmente resuelta del sol en calma tomando 1 píxel sí y 1 píxel no de cada especie iónica por separado utilizando el archivo de control 2. Esto nos dará como resultado dos inversiones espacialmente resueltas cuya temperatura será idéntica tanto para iones como para neutros, y será su estratificación en velocidad el punto central de interés en este trabajo.

La estratificación de la temperatura y la velocidad en la línea de visión (promediados espacialmente) respecto al logaritmo de la profundidad óptica para todas las regiones espectrales está mostrada en la Figura 15, obtenida mediante estos pasos descritos.

5. Para la penumbra se repite todo lo anterior, pero con dos diferencias:

Primero, seleccionamos otros píxeles para invertir y revisar visualmente, que vienen representados en color azul en la Figura 12. De esos puntos, extraemos dos de ellos como ejemplo

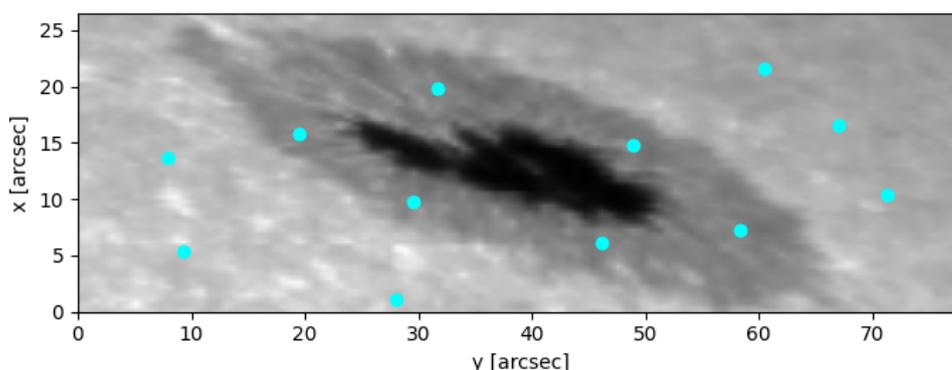


Figura 12: Imagen del continuo de la penumbra para la región espectral  $5197 \text{ \AA}$ . La inversión de los puntos azules son los píxeles que se revisan individualmente antes de invertir la penumbra con resolución espacial. En concreto, se toman seis puntos en el sol en calma, tanto por encima como por debajo de la mancha; y después seis puntos dentro de la penumbra: tres en la parte más cercana al limbo y otros tres en la parte más cercana al centro del disco. En la Figura 13 se muestran dos ejemplos escogidos aleatoriamente de los píxeles azules que se encuentran en la penumbra.

y se representan en la Figura 13 confirmando que el espectro observado (negro) y el sintético (rojo) son muy parecidos.

Después, en vez de tomar 1 píxel sí y 1 no para realizar la inversión espacialmente resuelta, se tomarán 1 píxel sí y 1 píxel no en el eje X, pero 1 píxel sí y 3 no para el eje Y para mantener los tiempos de inversión razonablemente bajos.

Las inversiones que se muestran en la sección 3, más en concreto, en la sección 3.2 son conseguidas repitiendo los pasos previamente descritos, pero teniendo en cuenta estas nuevas condiciones.

Finalmente, todos los mapas invertidos sufren una última comprobación, en la que se revisa un mapa mostrado como el de la Figura 14, que consiste en la resta del perfil sintético menos el perfil observado, siendo el eje X cada una de las longitudes de onda utilizadas (no son longitudes de onda como tal, sino posición en el array que utiliza SIR), y en el eje Y cada uno de los puntos que se han sido invertidos. De esta forma, si trazásemos una línea horizontal, podríamos ver cómo ha resultado la inversión a lo largo de las longitudes de onda involucradas para un determinado píxel, mientras que si trazamos una línea vertical, estaríamos viendo cómo de bien (o de mal) ha sido invertida una cierta longitud de onda para todos los píxeles (las líneas verticales negras indican el centro de la línea, por lo que, con ellas, podemos saber cómo ha sido invertido el centro de la línea para todo el mapa de un único vistazo).

Idealmente, el mapa debería ser cero en todos sus puntos, indicando que el perfil sintético y el observado son idénticos.

En cualquier caso, este tipo de figuras nos permiten encontrar errores sistemáticos si los hubiera. Como la Figura 14 nos muestra que los errores están dentro de lo esperado, podemos concluir que la inversión es lo bastante buena como para utilizarla para los resultados descritos en la sección 3. Si incluyéramos el resto de regiones espectrales, la incertidumbre supone un 13% en el caso menos favorable, que se da para aquellas regiones espectrales con un continuo poco brillante. En estos casos, la diferencia entre los perfiles observado y sintético es, en valor absoluto, de 0.05 como máximo y solo ocurre en las zonas del continuo. Con esto nos aseguramos de que todas las inversiones realizadas son de calidad y aportarán resultados fiables.

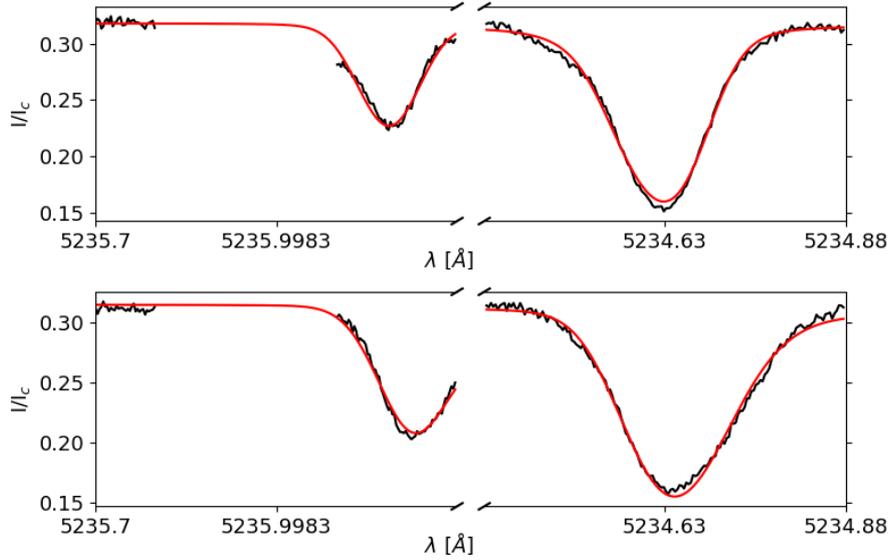


Figura 13: *Inversión de dos de los seis píxeles de la Figura 12 que se encuentran en la penumbra para la región espectral 5235 Å. Todos los espectros están normalizados al continuo del sol en calma en el centro del disco. Para estas inversiones, se realiza el paso 5 de la subsección 2.4, que consiste en utilizar el archivo de control 2 (estratificación de temperatura fija para cada píxel) sobre todas las líneas de esa región espectral. El espectro negro es el espectro observado, mientras que el rojo es el perfil sintético de SIR. Véase que, aunque no en todos los casos se consigue reproducir la profundidad de los perfiles observados, sí se reproducen correctamente las asimetrías de las líneas, pudiendo comprobar visualmente que nos encontramos en una región espacial de altas velocidades.*

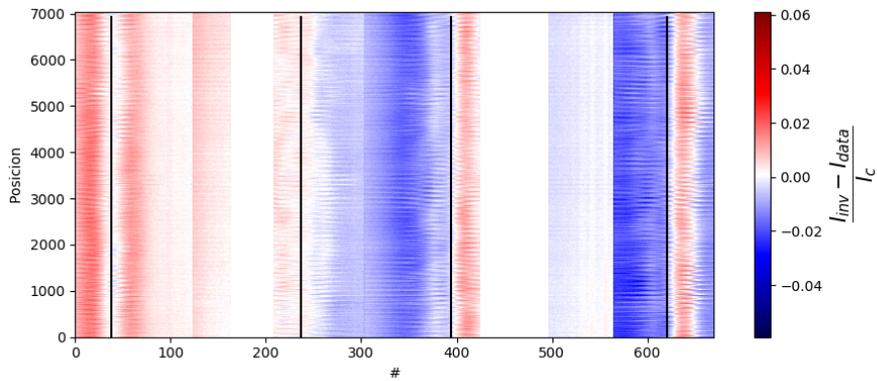


Figura 14: *Diferencia entre el perfil sintético de SIR y el espectro observado (normalizados al continuo del sol en calma en el centro del disco) píxel a píxel para la inversión de la región espectral 5197 Å en el sol en calma. En el eje X se representa la posición en un array de longitudes de onda, mientras que en el eje Y se representa cada píxel invertido. Las regiones que están totalmente en blanco indican que no hay datos de esa zona (entre la posición 420 y 500 aproximadamente). Las líneas negras verticales indican dónde se encuentra el centro de la línea. Hay cuatro líneas porque en este ejemplo se han invertido cuatro líneas conjuntamente (FeI: 500, 501, 502 y FeII: 503). Observamos que, en general, las inversiones no son capaces de ajustar el continuo correctamente, pues los colores más intensos se encuentran lejos del centro de la línea, pero, a pesar de ello, se reproduce la absorción de la línea y su simetría, porque, alrededor del centro de la línea, los colores son mucho menos intensos. En cualquier caso, la incertidumbre que se produce es, como máximo, de un 13%, siendo la zona del continuo la que más errores presenta tanto para esta figura como para el resto de regiones espectrales.*

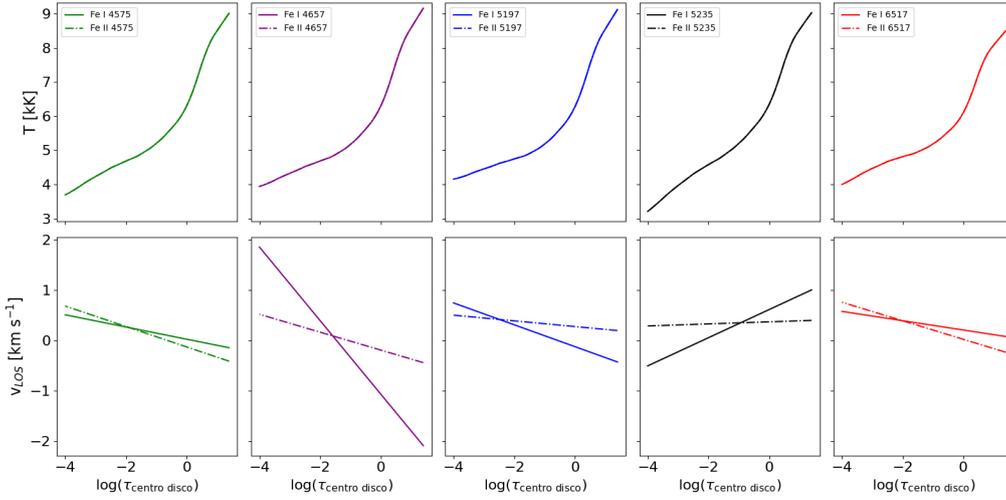


Figura 15: Estratificación de la temperatura (paneles superiores) y la velocidad (paneles inferiores) en función de la profundidad óptica para todas las regiones espectrales cuando se realiza un promedio espacial de todos los píxeles invertidos del sol en calma. La estratificación de temperatura para cada píxel viene dada por la inversión simultánea de todas las líneas de esa región espectral. Para las velocidades se invirtió con el archivo de control 2. Nótese que en las gráficas donde se muestra la estratificación de temperatura hay únicamente una línea, ya que iones y neutros deben compartir la misma estratificación de temperatura.

Aunque no se dijo explícitamente, para cada región se harán en total 5 inversiones en el sol en calma (tres de ellas usando el archivo de control 1: una con ambas líneas invertidas simultáneamente, y una para cada ión por separado; las dos restantes son con el archivo de control 2 y corresponde a cada una de las especies iónicas invertidas por separado).

El resultado final con las condiciones impuestas anteriormente implica que se invirtieron más de 7000 píxeles, con una cantidad de tiempo total de 40 minutos por inversión, lo que hace un total de, aproximadamente, 3h 30 min. por región espectral.

Para la penumbra son aproximadamente 8400 píxeles y con una duración promedio de 40 minutos por inversión. Al hacer 5 inversiones, estos nos deja en 3h y 30 min. aproximadamente de tiempo por región espectral.

En total se han hecho para cada región espectral diez inversiones: cinco del sol en calma y cinco de la penumbra, que se traducen en más de 15000 píxeles invertidos y 7h de cálculo aproximadamente.

## 3. Resultados

### 3.1. Sol en calma

Los resultados para el sol en calma se muestran en las Figuras 15 y 16.

Para llegar hasta aquí, recordemos, se invierte espacialmente 1 píxel sí y 1 píxel no en ambos ejes del rectángulo rojo de la Figura 3, mediante el archivo de control 2 (estratificación de temperatura fija para cada píxel gracias a la inversión del fichero de control 1). Véase el paso 3 de la sección 2.4 para más detalles). Esto se hace para región espectral y cada línea espectral por separado.

Una vez poseemos la estratificación de velocidad y temperatura para cada píxel, se realiza el promedio espacial de todos ellos, lo que dará como resultado la temperatura media y la velocidad en la línea de visión media en función de la profundidad óptica, que corresponden con los diez paneles de la Figura 15.

Para poder comparar fácilmente, se representa en la Figura 16 exactamente lo mismo que en la Figura 15, pero en dos paneles: uno que recoja la estratificación de temperatura (panel izquierdo) y otro la estratificación en velocidad (panel central), para todas las regiones espectrales. En general observamos que la estratificación de ambos parámetros se parecen, exceptuando en el panel central de la Figura 16 los trazos morado y negro, que se tratan de Fe I de dos regiones espectrales diferentes. En la sección 4 se hablará con más detalle por qué ocurre esto.

Estamos interesados, además, en comparar cómo es la pendiente de cada región espectral y el panel central de la Figura 16 no nos permite hacerlo con claridad. Por ello se presenta en el panel derecho de esa figura la misma información que en el panel central con la salvedad de que esta vez, a cada velocidad media se le resta el valor que tenga a la profundidad óptica de  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = -1$ . De esta forma, como todos pasan por el origen de ordenadas para esa profundidad óptica, es más sencillo obtener información a cerca de su pendiente. Apreciamos que las líneas negra y morada continuas (Fe I) tienen pendientes ligeramente diferentes al resto. De ello se hablará en la sección 4.

### 3.2. Penumbra

Para la penumbra se presentará un único mapa de una región espectral cualquiera con los resultados de las inversiones. No es necesario mostrar una figura de cada región espectral ni un mapa a diferentes profundidades, pues, en la sección 4 se reproducirán las figuras de las regiones espectrales que sean necesarias a la profundidad que se necesite para explicar los resultados aquí mostrados. Por tanto, la Figura 17 servirá como ejemplo para todas ellas.

En esa figura se presentan, en diferentes paneles, el resultado de la inversión para los neutros (paneles de la izquierda, exceptuando el primero) y los iones (paneles de la derecha, exceptuando el primero), además de la imagen del continuo y de la temperatura, que es igual para ambas especies iónicas y se sitúan en la fila de arriba a la izquierda y a la derecha respectivamente. Podemos ver claramente el flujo Evershed para los paneles de la velocidad en la línea de visión y comprobamos que los valores de la microturbulencia y la macroturbulencia para el sol en calma y para la penumbra están dentro de los valores esperados, obviando la parte de la umbra, donde la intensidad normalizada al continuo del sol en calma en el centro del disco es tan baja que provoca inversiones incorrectas.

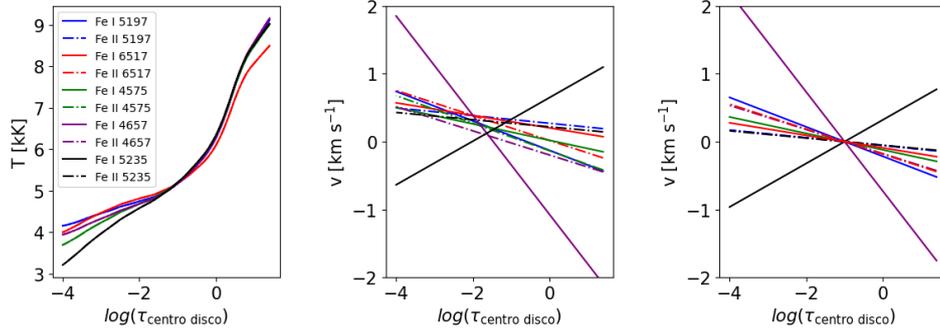


Figura 16: Promedio espacial de la estratificación en temperatura (izquierda) y velocidad (centro y derecha) para todas las regiones espectrales del sol en calma, indicando con un color diferente cada región espectral, de forma que se dibujan en línea continua los neutros y en línea discontinua los iones. El panel derecho representa la misma información que el panel central, pero para cada estratificación en velocidad se ha restado su valor a la profundidad óptica  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = -1$ . Comprobamos que la temperatura de todas la regiones espectrales es diferente (porque han sido tomados en tiempo diferente), aunque tienen un cierto parecido sobre todo en el continuo, que se sitúa en torno a la profundidad óptica  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = -1$ . Para la velocidad se utiliza la misma leyenda que el panel izquierdo, observando que las velocidades y las pendientes son parecidas entre sí excepto para los neutros de las regiones espectrales 4657 Å y 5235 Å. En la sección 4 se hablará sobre esta diferencia.

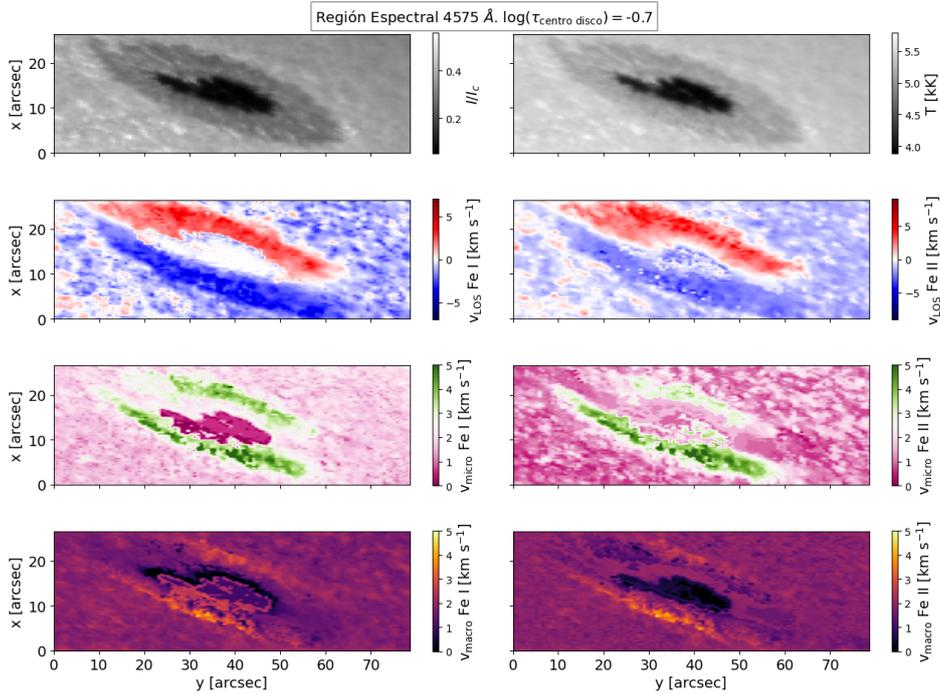


Figura 17: Mapas con todos los parámetros atmosféricos de interés para los neutros y los iones de la región espectral 4575 Å. De izquierda a derecha y de arriba a abajo: Imagen en el continuo (normalizada al continuo del sol en calma en el centro del disco), temperatura, velocidad en la línea de visión para FeI, velocidad en la línea de visión para FeII, microturbulencia para FeI, microturbulencia para FeII, macro-turbulencia para FeI, macro-turbulencia para FeII; todas ellas para  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = -0.7$ . Véase que para la zona de la penumbra se presenta el flujo Evershed. Debemos ignorar los resultados de la umbra porque la intensidad de la línea espectral es tan baja que SIR no es capaz de invertir correctamente.

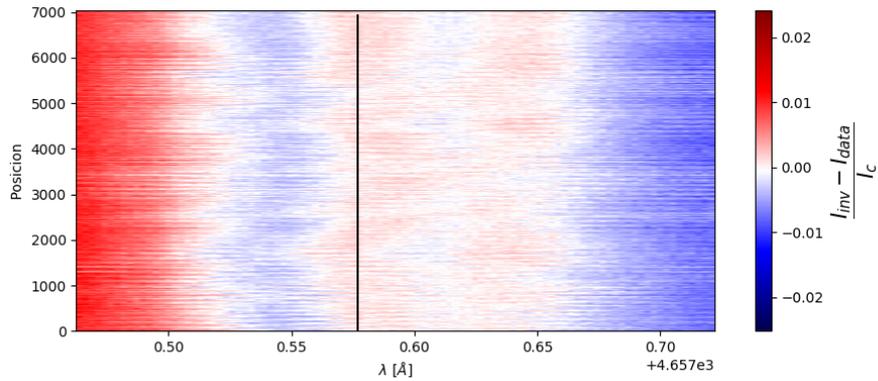


Figura 18: Diferencia entre el perfil sintético de SIR y el espectro observado (normalizados al continuo del sol en calma en el centro del disco) píxel a píxel para la inversión de FeI de la región espectral 4657 Å en el sol en calma. En el eje X se representan longitudes de onda, mientras que en el eje Y se representa cada píxel invertido. La línea negra vertical indica dónde se encuentra la longitud de onda central. Observamos que el ajuste es muy bueno para el centro de la línea y sus alas, pero que en el continuo falla ligeramente. Como se observa, esta desviación es, como mucho, de 0.03. Como el continuo de esta región se encuentra por encima de 0.3 de intensidad relativa, la imprecisión cometida por el código es, como máximo, de un 10 %, indicando por lo tanto que la inversión de este perfil es bastante buena.

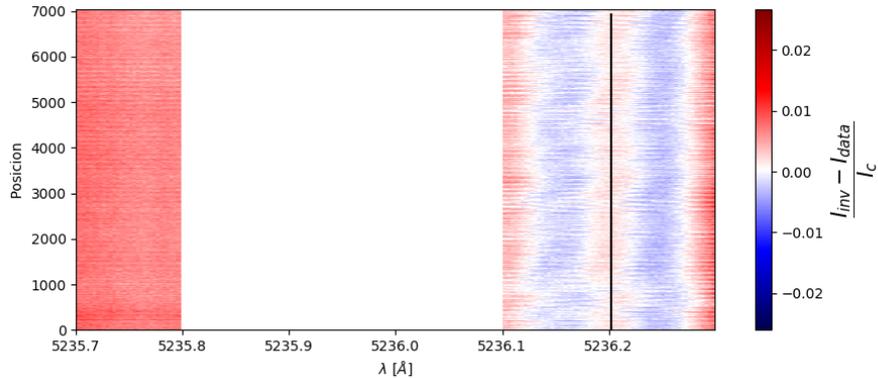


Figura 19: Diferencia entre el perfil sintético de SIR y el espectro observado con el mismo formato que la Figura 18, pero para FeI de la región espectral 5235 Å en el sol en calma. Las longitudes de onda que están totalmente en blanco indican que no hay información de esta línea espectral ahí, abarcando desde los 5235.8 Å hasta los 5236.1 Å aproximadamente. Se observa que la inversión es igual de buena que en el caso anterior, llegándose a cometer, como máximo, una imprecisión de un 10 %.

Recordemos brevemente que, para obtener dichos mapas, se ha invertido cada uno de los perfiles de cada región espectral individualmente, tomando 1 píxel sí y 1 no en el eje X, pero 1 píxel sí y 3 no en el Y, utilizando para todo el proceso el archivo de control 2 (para más detalles, véase el paso 6 de la sección 2.4). La profundidad óptica elegida es  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = -0.7$  porque, desde SIR, la profundidad óptica más cerca al continuo es  $\log(\tau_{\text{limbo}}) = -0.016$ . Como la profundidad de SIR está en el sistema de ejes local debemos convertirlo al sistema de ejes del centro del disco, para ello se utiliza la ecuación 10 y se despeja  $\log(\tau_{\text{centro disco}})$ , lo que nos lleva a la profundidad óptica mencionada.

## 4. Discusión de los resultados

### 4.1. Sol en calma

Como se ha mencionado anteriormente, en los paneles central y derecho de la Figura 16 hay dos líneas cuyas velocidades se alejan del resto. En concreto, se trata de Fe I de las regiones espectrales 4657 Å y 5235 Å.

Para entender esos resultados hemos de tener varias cosas en cuenta.

La primera de ellas es la posibilidad de que la inversión no sea satisfactoria para esa región por cualquier motivo, como, por ejemplo, defectos en los datos o errores sistemáticos en el proceso de inversión. Aunque en el paso 1 y 2 descrito en la sección 2.4 se comprueban visualmente seis píxeles, puede ser que exista algún tipo de fallo que no ha sido detectado.

Por ello, se representa en la Figura 18 y en la Figura 19 la diferencia entre el perfil invertido y el perfil observado normalizados al continuo del sol en calma en el centro del disco. Nos damos cuenta de que la mayor diferencia es aquella zona donde los colores azul y rojo son más intensos, lo que se da en la parte del continuo. Sin embargo, la barra de color muestra que las diferencias son, a lo sumo, de un 0.03. Teniendo en cuenta el nivel de intensidad normalizada al continuo del sol en calma en el centro del disco en los puntos más oscuros es, como mínimo, de 0.3, esto nos da una incertidumbre del 10% en aquellas zonas donde la inversión es peor. Sin embargo, esta estimación no es relevante para la velocidad pues, como se comprueba en la Figura 20 y en la Figura 21 (que son los espectros observados, en negro, junto con el perfil sintético de SIR, en rojo), observamos que, aunque el continuo no se reproduce fielmente, la asimetría de la línea es captada perfectamente por SIR, por lo que la razón de esta diferencia de velocidad no puede deberse a errores en la inversión.

La otra opción que debemos contemplar entonces es la altura a la que se forman estas líneas. Para ello representamos en la Figura 22 la función respuesta a la temperatura de los doce perfiles calculada utilizando la atmósfera inicial HSRA<sup>2</sup>. La altura de formación de la radiación procedente de una determinada longitud de onda será donde la función respuesta presente un pico. Además nos damos cuenta de que las modificaciones a la temperatura tendrán efectos importantes en el continuo, donde la función respuesta es máxima.

Como decíamos previamente, gracias a la Figura 22 se puede conocer la altura de formación de los diferentes perfiles espectrales simplemente mirando dónde se encuentra el pico de cada línea espectral.

En concreto, estamos interesados en las líneas espectrales de índices 400 (Fe I 4657 Å) y 600 (Fe I 5235 Å) que, como vemos en la Figura 22, se forman más profundo que el resto de sus compañeras. Los paneles superiores de la Figura 24 nos muestran la función respuesta a la temperatura de las líneas espectrales (índices) en las que estamos interesados solamente, confirmando que su altura de formación está en torno a  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = -2$ .

Tengamos en cuenta que SIR devolverá para la velocidad una estratificación lineal y, como la línea es sensible a los cambios de velocidad cerca de la superficie, el resultado que encontremos en capas superiores será simplemente la extrapolación lineal, por lo tanto, en aquellas alturas donde la *sensibilidad* sea pequeña realmente no conocemos su estratificación.

Definimos en este trabajo la *sensibilidad* como el máximo de la función respuesta para cada profundidad óptica. Es decir, las RF dependen de  $\tau$  y  $\lambda$ . Si fijamos  $\tau$ , buscamos el máximo de la RF para todas las longitudes de onda y nos quedamos con ese valor. Si repetimos el proceso para todas las profundidades ópticas, se obtiene la *sensibilidad* de una línea espectral.

<sup>2</sup>La función respuesta depende de la atmósfera que se utilice. Usaremos la atmósfera HSRA inicial que SIR perturba.

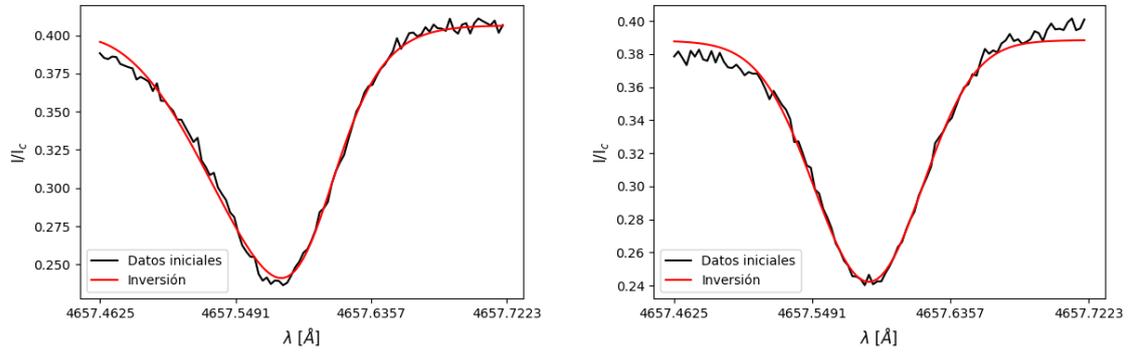


Figura 20: *Inversión de dos píxeles elegidos arbitrariamente de la región espectral 4657 Å del sol en calma. El espectro negro es el espectro observado, mientras que el rojo es el perfil sintético de SIR. Ambos están normalizados al continuo del sol en calma en el centro del disco. Se observa que la profundidad y la asimetría de la línea espectral se reproducen perfectamente, pero el continuo falla ligeramente. Como se menciona en el texto, en el peor de los casos, las incertidumbres que presentan son de un 13%. Estos paneles sirven de apoyo a la Figura 18.*

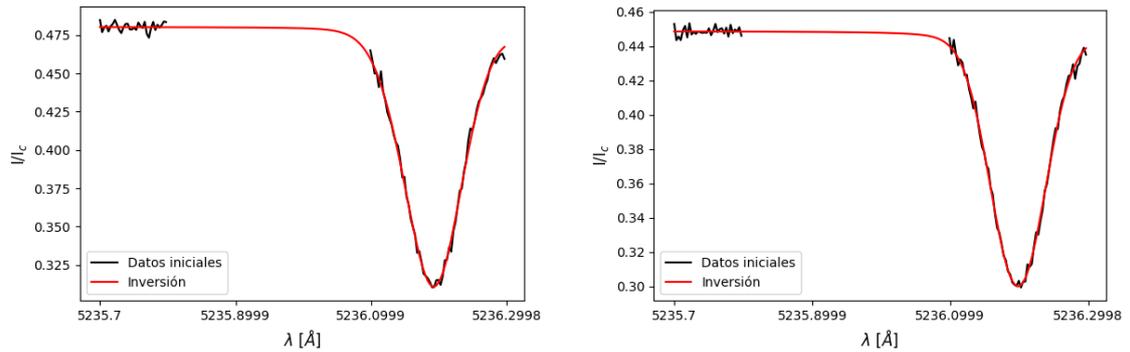


Figura 21: *Inversión de dos píxeles elegidos arbitrariamente de la región espectral 5235 Å del sol en calma. La figura tiene el mismo formato y normalización que la Figura 20. En este caso, el perfil sintético reproduce fielmente los datos observados, apreciando que las diferencias entre el trazo rojo y el negro se deben al ruido de la observación. La zona con longitudes de onda entre 5235.8 Å y 5236.1 Å no tiene datos observados debido a la presencia de otras líneas espectrales que adulterarían el resultado. Estos paneles sirven de apoyo a la Figura 19.*

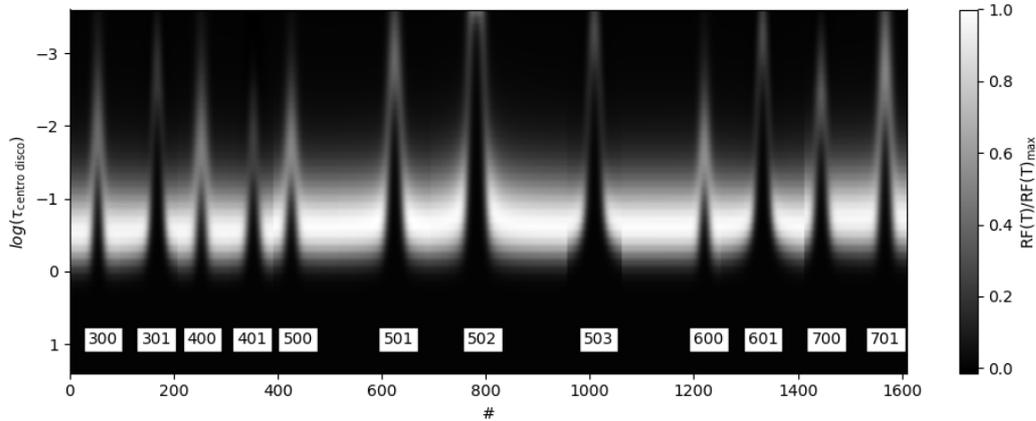


Figura 22: *Función respuesta a la temperatura para las doce líneas espectrales usadas en este trabajo, utilizando la atmósfera HSRA inicial. En el eje X se representa la posición en un array de longitudes de onda (no la longitud de onda como tal), mientras que en el eje Y se representa el logaritmo de la profundidad óptica referida al centro del disco. Están normalizadas a  $RF(T)_{\text{máx}}$ , que es el valor máximo al que llega la función respuesta dentro de los límites impuestos en la figura, de forma que un valor de 0 indica que una variación de temperatura en esa longitud de onda y a esa profundidad óptica no tendrá efecto en los resultados finales, mientras que un valor de 1 indica que una variación de temperatura tendrá un efecto muy importante en el cambio del perfil sintético, es por ello que el continuo es la zona cuyos valores son más altos. Con ella, podemos ver además la formación de las diferentes líneas que componen el estudio, dándonos cuenta de que varias de ellas se forman en torno a  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = -2$ , mientras que algunas como el índice 502 (FeI de la región espectral 5197 Å) se forman mucho más arriba en la atmósfera.*

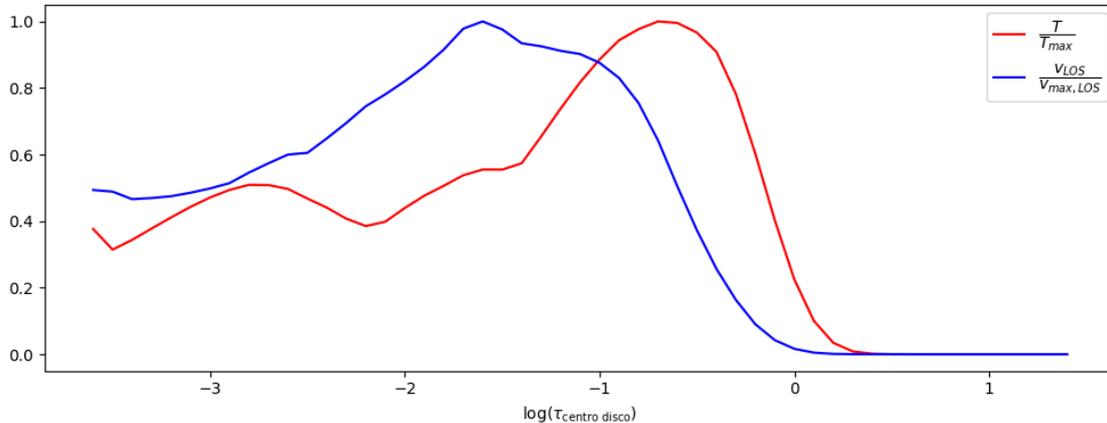


Figura 23: *Sensibilidad a la temperatura (línea roja) y velocidad (línea azul) de las doce líneas utilizadas para este trabajo. La normalización se ha hecho con respecto a  $x_{\text{max,LOS}}$ , que es el valor máximo que alcanza la función respuesta al parámetro  $x$  (ya sea temperatura o velocidad en la línea de visión) dentro de los límites impuestos en la figura. Cuánto más cerca esté de 1, más sensible será nuestro conjunto de líneas espectrales si se modifica ese parámetro a esa profundidad. Véase que, para la RF a la velocidad, la zona más sensible se encuentra más arriba que para la temperatura. El máximo de la sensibilidad a la temperatura nos está indicando el lugar donde se forma el continuo.*

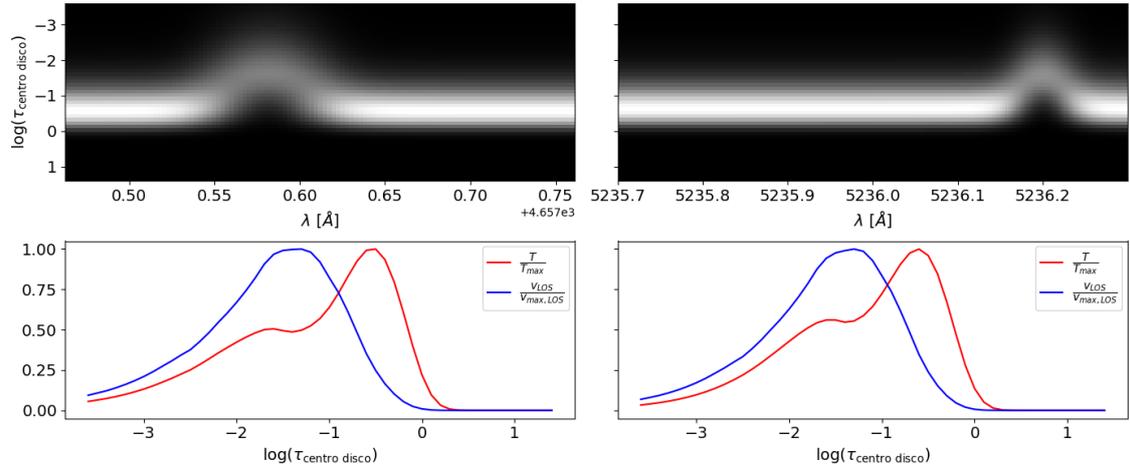


Figura 24: *Funciones respuesta a la temperatura (arriba) y sensibilidad a la temperatura y a la velocidad (abajo) del índice 600 (Fe I de la región espectral 5235 Å; a la derecha) e índice 400 (Fe I de la región espectral 4657 Å; a la izquierda). El formato y normalización de los paneles superiores es el mismo que el de la Figura 22 y, para los inferiores, viene dado por la Figura 23. En los paneles de arriba, apreciamos que la formación del centro de la línea se produce en capas profundas, por lo tanto, según aumentamos la altura, se pierde sensibilidad. Esta hecho se respalda con los paneles de abajo, donde apreciamos que para las capas más altas la sensibilidad es muy baja. La definición de sensibilidad se encuentra en la sección 4.*

Se presentan en la Figura 23 y en los paneles inferiores de la Figura 24 la sensibilidad a la temperatura (en rojo) y a la velocidad (en azul) normalizadas al máximo valor que alcanza la sensibilidad dentro de los límites impuestos en cada figura. En la figura 23 se tienen en cuenta las sensibilidades de todos los perfiles, por lo que, en capas altas, ésta se encuentra por encima del 50 % para la velocidad y del 40 % para prácticamente toda la atmósfera. Sin embargo, esto cambia cuando se tiene en cuenta solamente la sensibilidad de una línea espectral. Por ello, en los paneles inferiores de la Figura 24 se muestra la sensibilidad del índice 400 (Fe I de la región espectral 4657 Å; panel izquierdo) y del índice 600 (Fe I de la región espectral 5235 Å; panel derecho), en los que se comprueba que, para las capas altas, la sensibilidad (tanto a la temperatura como a la velocidad) ha decaído bruscamente. De hecho, para profundidades ópticas menores que  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = -2$ , que es su altura de formación (por ejemplo, en -3), indican que la sensibilidad a la velocidad es menor de un 30 % y, por tanto, que su estratificación a esas alturas puede no ser como SIR la devuelve, ya que hemos obligado al código a hacer las perturbaciones en velocidad lineales. En realidad, con la sensibilidad se representa lo mismo que con las RF, por lo que las conclusiones a las que se llega usando un método u otro es el mismo.

Entonces, a la vista de los paneles inferiores de la Figura 24, solo obtendremos resultados fiables en las zona de profundidades ópticas donde tengamos mucha sensibilidad, por lo tanto, restringiremos el estudio entre  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = 0$  y  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = -2$ . De esta forma y revisando el panel derecho de la Figura 16 observamos que la diferencia de velocidad de los trazos morado y negro con respecto al resto son, como mucho, de  $500 \text{ m s}^{-1}$ . Teniendo en cuenta que, de partida, conocemos la precisión del centro de cada una de las líneas espectrales con un error de entre  $160 \text{ m}^{-1}$  y  $180 \text{ m}^{-1}$  aproximadamente y que la sensibilidad de SIR para las líneas que se forman muy profundo en la atmósfera deja mucho que desear en las capas altas, podemos concluir que no se puede detectar una diferencia apreciable de velocidad entre neutros e iones para el sol en calma, pues las incertidumbres son demasiado grandes.

Previamente a esta conclusión final, se realizaron otras pruebas intentando buscar alguna otra explicación a este fenómeno.

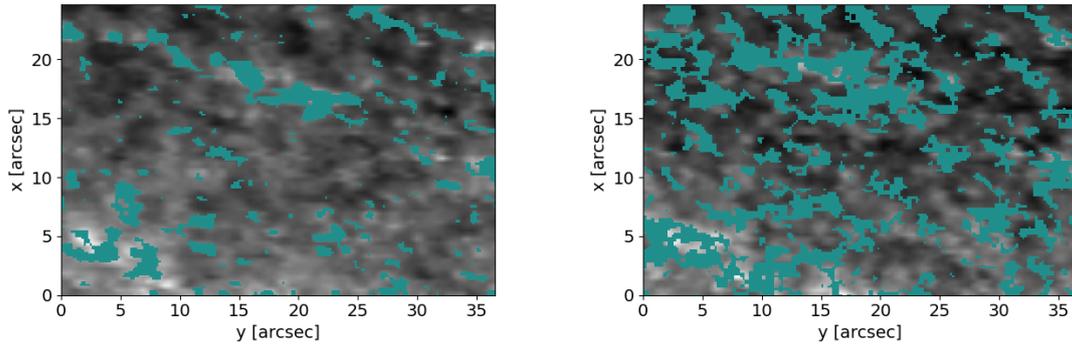


Figura 25: Imagen del continuo del sol en calma para la región espectral  $5197 \text{ \AA}$  (izquierda) y para la región  $4657 \text{ \AA}$  (derecha). Aquellos puntos marcados en azul poseen una diferencia en valor absoluto por encima de los  $600 \text{ m s}^{-1}$ . En el panel izquierdo podemos ver que existe una cierta correlación entre los puntos brillantes y aquellos con diferencias de velocidad altas. Sin embargo, en el panel derecho vemos que la cantidad de píxeles aumenta considerablemente y que se pierde esta correlación.

Al intentar buscar patrones en el sol en calma en un intento de relacionar diferencias de velocidad en regiones espectrales con cierto campo magnético como las fáculas, se vio que la posición donde la diferencia entre iones y neutros (en valor absoluto) es mayor de  $0.6 \text{ km s}^{-1}$  es aleatoria para la mayoría de los casos.

Para ejemplificar esto, se muestra el panel izquierdo de la Figura 25 el continuo de la región espectral  $5197 \text{ \AA}$  donde se han pintado en color azul aquellos píxeles que cumplen la condición anterior. Como vemos, parece que exista cierta relación entre los puntos brillantes del continuo y los píxeles azules que superan la velocidad de  $0.6 \text{ km s}^{-1}$ . Si miramos el panel derecho de esta misma figura, en la que ahora se representa el continuo de la región espectral  $4657 \text{ \AA}$  y los píxeles azules con la misma condición, por el contrario, comprobamos que esa correlación ahora ha desaparecido.

Como no para todas las regiones espectrales se ve la relación entre esos puntos del continuo brillantes y píxeles azules no podemos concluir nada con estas pruebas.

Hemos de tener en cuenta que esperamos diferencias de velocidades entre neutros e iones del orden de centenas de  $\text{m s}^{-1}$  para la penumbra, por lo que en el sol en calma, en caso de existir, deben de ser tan pequeñas que no se pueden determinar en este estudio. Sería interesante proponer un análisis dedicado exclusivamente a intentar detectar diferencia de velocidades en el sol en calma, aunque se necesitarían unas condiciones y capacidades de observación extraordinarias que no se poseen en este momento.

## 4.2. Penumbra

Antes de empezar a hablar de los resultados en la penumbra, hemos de tener en cuenta que se va a descartar la región espectral  $4657 \text{ \AA}$ . La razón de ello es porque, aunque las inversiones en el sol en calma son buenas, en la penumbra más cercana al centro del disco, el índice 401 (Fe II de la región  $4657 \text{ \AA}$ ) presenta solapamiento con otra línea espectral.

Un ejemplo se representa en la Figura 26. Si tomamos Fe II de la región espectral  $4657 \text{ \AA}$  e invertimos dos puntos, uno en cada lado de la penumbra, tendremos lo que podemos llamar un punto *bueno* (paneles superiores) donde el rango de datos que se invierte alcanza el continuo y produce una inversión muy buena; y un punto *malo* (paneles inferiores), en los que, invirtiendo las mismas longitudes de onda, no hay información sobre el continuo y se ha producido solapamiento con otra línea espectral. Este hecho incumple la condición de que todas las líneas espectrales

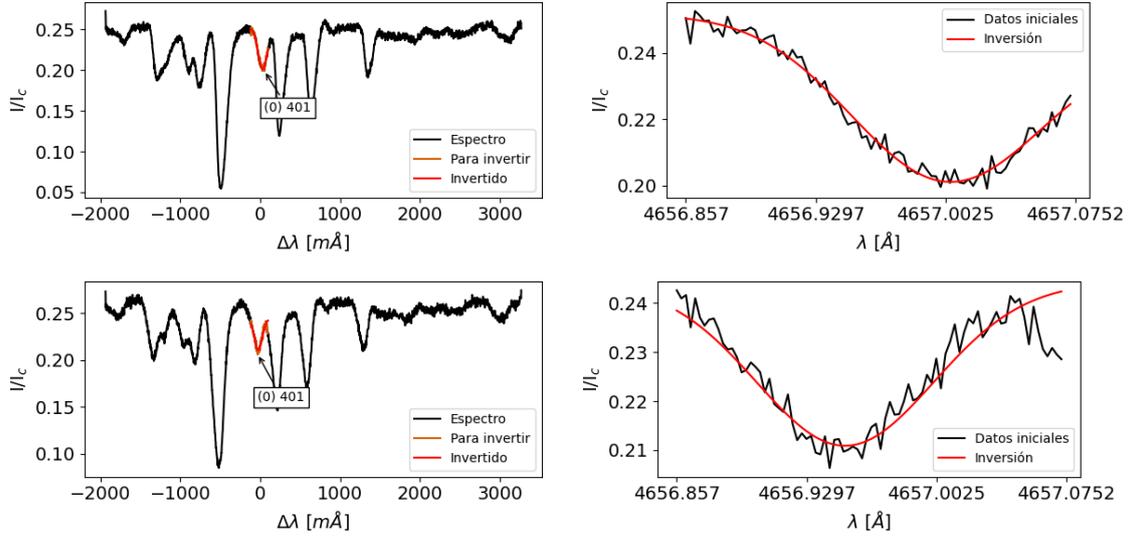


Figura 26: *Inversión de dos puntos, uno bueno (paneles superiores) y uno malo (paneles inferiores) para el índice 401 (FeII de la región 4657 Å), siendo el espectro observado el trazo de color negro, mientras que el trazo de color rojo se trata del espectro sintético. Todos los espectros están normalizados al continuo del sol en calma en el centro del disco. En la columna izquierda se muestra el resultado de la inversión con respecto a toda la región espectral, mientras que en la columna derecha se observa solamente las longitudes de onda que han sido utilizadas para la inversión. Los llamamos 'malos' porque no se alcanza el continuo y la línea espectral de interés presenta solapamiento. Estos puntos malos tendrán una inversión incorrecta y, por tanto, no podremos obtener información sobre su velocidad.*

invertidas posean información del continuo y, además, no se puede obtener información sobre su estratificación de velocidad porque la asimetría de la línea está contaminada por la presencia del otro elemento. Por ello la inversión de esta región provoca resultados insatisfactorios.

A pesar de ello, el Fe I de esta misma región espectral puede invertirse sin problemas y sus resultados son satisfactorios, pero, aunque tengamos los mapas de Fe I, estamos interesados en la comparación entre iones y neutros, por lo tanto, se descarta.

Existe la posibilidad de invertir Fe II junto con la línea contaminante a la vez para intentar mejorar el resultado, pues sabemos que es una línea de Ti II. Sin embargo, esto implicaría repetir todo el procedimiento desde cero exclusivamente para una región espectral.

Por el momento, consideramos que con las otras cuatro regiones espectrales será suficiente. Para estudios posteriores, sería interesante considerar esta posibilidad.

Para las demás regiones espectrales vamos a realizar una comparación diferente a la que se ha hecho en el sol en calma. Estamos interesados en la diferencia de velocidades entre iones y neutros, tal y como se representa en la Figura 27 a modo de ejemplo.

En la Figura 27 se muestran diferentes mapas, descritos como sigue: en los paneles superiores se representa un mapa de la velocidad de Fe I a dos profundidades ópticas diferentes, siendo la del panel derecho siempre una capa más alta en la atmósfera. En los paneles centrales se repite el mapa, pero para Fe II, con las mismas profundidades ópticas y, por último, en los paneles inferiores se encuentra el mapa que resulta de la resta de las velocidades de Fe II - Fe I cuando ambos poseen la misma profundidad óptica (es decir, restar el panel central menos el panel superior de la misma columna). Para  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = -1.7$  (paneles superior izquierdo y central izquierdo) apreciamos que los colores son más intensos para los neutros, indicando mayor velocidad (en valor absoluto) para ambas partes de la penumbra. Para  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = -2.7$  se produce la inversión del

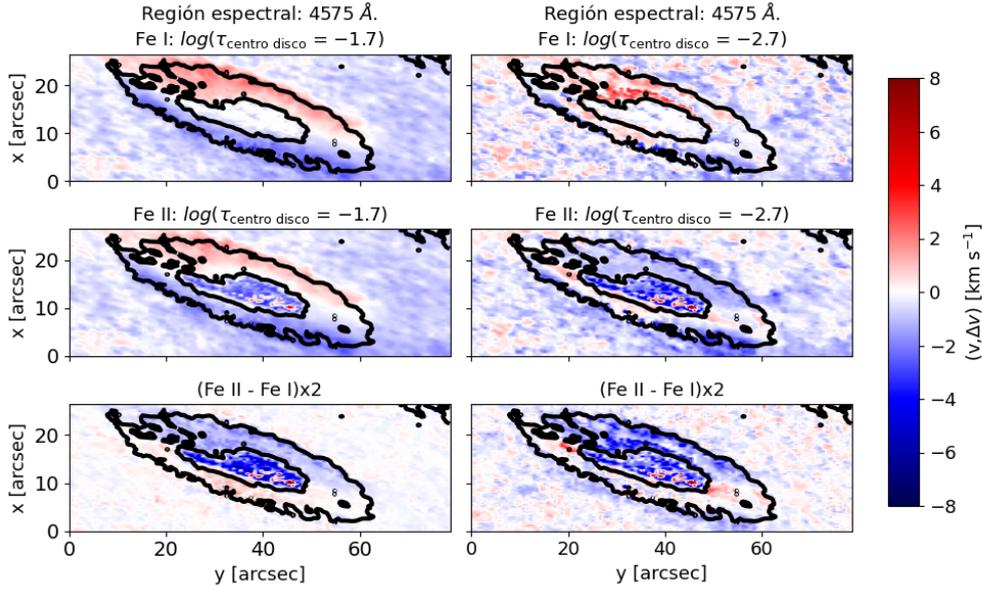


Figura 27: Comparación entre las velocidades obtenidas para Fe I y Fe II en la región 4575 Å en dos capas diferentes:  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = -1.7$  a la izquierda y  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = -2.7$  a la derecha. En concreto, velocidad del Fe I (paneles superiores), Fe II (paneles centrales) y diferencia entre Fe II y Fe I (paneles inferiores). El trazo negro (blanco en la Figura 32) separa la penumbra de la umbra y del sol en calma. Según se ve en la figura, para ambas alturas, Fe I posee más velocidad que Fe II. Los paneles inferiores han sido multiplicados por un factor dos con el fin de mantener la misma escala para los seis paneles.

flujo Evershed para Fe II, es decir, hemos pasado de velocidades positivas a velocidades negativas, mientras que este efecto todavía no se ha dado para Fe I (como se ve en los paneles superior derecho y central derecho). Si observásemos capas intermedias entre las representadas en esa figura, veríamos que poco a poco, según subimos en la atmósfera, los iones pierden velocidad (hablando siempre en valor absoluto) hasta que invierten su flujo en capas más bajas que los neutros. Los neutros también muestran una disminución en su velocidad, pero todavía presentan colores más intensos (o, lo que es lo mismo, mayores velocidades) que los iones a la misma profundidad óptica. Por lo tanto, la velocidad de las especies neutras es más alta que la de los iones.

Las afirmaciones anteriores se demuestran observando los colores de los paneles inferiores de la Figura 27:

- En la parte de la penumbra más cercana al limbo observamos un color azul. Esto se debe a que las velocidades de los iones y neutros son positivas (de color rojo), por lo tanto, cuando restamos Fe II menos Fe I, siendo la velocidad del neutro mayor, la resta queda con signo negativo que, según muestra la barra de color, se representa en color azul.
- Para la parte más cercana al centro del disco nos encontramos con el caso contrario. La resta Fe II menos Fe I ahora tiene signo positivo porque, en valor absoluto, Fe I es más grande que Fe II y ambas son cantidades negativas.
- Dependiendo de en qué altura de la atmósfera nos encontremos, Fe II tendrá el mismo sentido en la velocidad que Fe I o, si estamos en las capas altas, generalmente a partir de  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = -2.7$ , las velocidades de Fe II tendrán sentido contrario a las de Fe I, lo que favorece la resta Fe II - Fe I (por eso el panel inferior derecho de la Figura 27 está más saturado que el panel inferior izquierdo), llegándose a la misma conclusión que para capas atmosféricas más profundas.

Por lo tanto, siempre que nos encontremos esta combinación de colores en la velocidad de deriva podremos afirmar que la velocidad de los neutros es mayor que la de los iones. Este hecho se repite en ambas de las profundidades ópticas mostradas en la Figura 27 y, aunque no se muestran más ejemplos, también se repite para todas las profundidades ópticas por encima del continuo de todas las regiones espectrales. Gracias a esto se confirma el resultado de Khomenko et al. (2015), ya que los neutros presentan mayores velocidades (en valor absoluto) en todas las capas de la fotosfera. En aquel caso, y tal y como se dijo en la sección 1, ellos, al no conocer con precisión la altura de formación de las líneas espectrales necesitaron calcularla mediante dos modelos y, aunque ambos coincidieran en la conclusión, seguía siendo su mayor fuerte de incertidumbre. La parte interesante de nuestro estudio radica en el hecho de que la velocidad de los neutros es mayor que la de los iones no solo en la altura a la que se forman las líneas (que, en nuestro caso, está bien determinada y se puede estimar mediante la Figura 22 gracias a las RF a la temperatura) sino que esta conclusión se repite para todas las alturas por encima del continuo. De hecho, este efecto es tan notorio que para ciertas regiones espectrales puede comprobarse visualmente, pues en el panel central derecho de la Figura 27, Fe II ya invirtió el flujo Evershed, mientras que Fe I (panel superior derecho) todavía no ha sido capaz de hacerlo, aunque está en proceso (pues su mapa de velocidades presenta colores menos intensos que los que tenía cuando la profundidad óptica era mayor, tal y como se ve al comparar este panel con el panel superior derecho).

También vamos a comparar la pendiente de la velocidad de los iones y de los neutros, en la que calcularemos dicha pendiente según indica la ecuación 11:

$$\Delta_i = \frac{v_{\text{Fe}_i}(\log(\tau_2)) - v_{\text{Fe}_i}(\log(\tau_1))}{\tau_2 - \tau_1} \quad (11)$$

donde  $v_{\text{Fe}_i}$  es la velocidad de Fe II o Fe I según nuestros intereses y  $\tau_2$  y  $\tau_1$  las profundidades ópticas dónde se evalúan. Los puntos de evaluación son irrelevantes pues según se hizo la inversión, la estratificación en velocidad en función de la profundidad óptica es lineal. Comparar la pendiente proporciona información interesante pues, gracias a ello, podremos conocer el ritmo al que cambia la velocidad en función de la profundidad óptica para Fe II y Fe I. En caso de existir una pendiente podríamos confirmar la existencia de una fuerza que frena a los iones o bien acelera a los neutros.

Por ello, en la Figura 28, se representa en los paneles de la izquierda la información relacionada con Fe I y, en los de la derecha, la información de Fe II. Más concretamente, en los paneles superiores nos encontramos un mapa de velocidades a  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = -1.7$ , en los centrales, a  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = -2.7$  y, por último, en los inferiores se dibuja un mapa del gradiente calculado como la ecuación 11 para cada uno de los píxeles que conforma el mapa. Los paneles superiores y centrales son los mismos que los de la Figura 27, por lo que nuestro interés estará enfocado en los dos paneles inferiores.

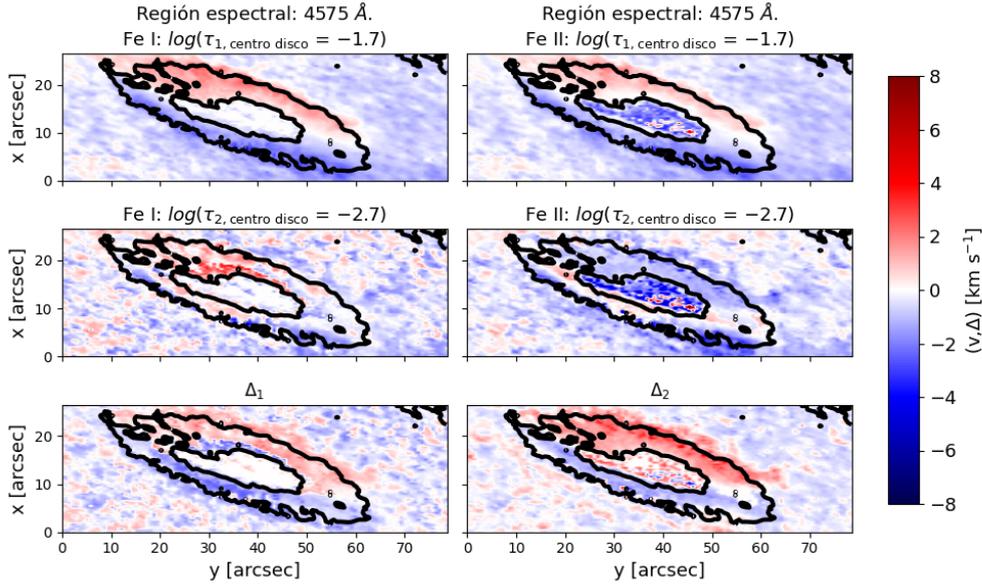


Figura 28: Gradientes de velocidad para FeI (izquierda) y FeII (derecha) de la región espectral 4575 Å. Se organizan los paneles como sigue: mapas de velocidad para ambas especies iónicas a una profundidad óptica (paneles superiores), mapas de velocidad para ambas especies iónicas a otra profundidad óptica (paneles intermedios) y mapas con el gradiente de la velocidad para cada píxel calculados a partir de los paneles superiores (paneles inferiores). El trazo negro (blanco en la Figura 32) separa la penumbra de la umbra y del sol en calma. Para ambas especies iónicas la tendencia es la misma en las mismas partes de la penumbra, aunque numéricamente los valores para cada panel sean diferentes. El símbolo  $\Delta_i$  es el símbolo que se utiliza en este trabajo para calcular el gradiente, cuya fórmula está desarrollada en la ecuación 11.

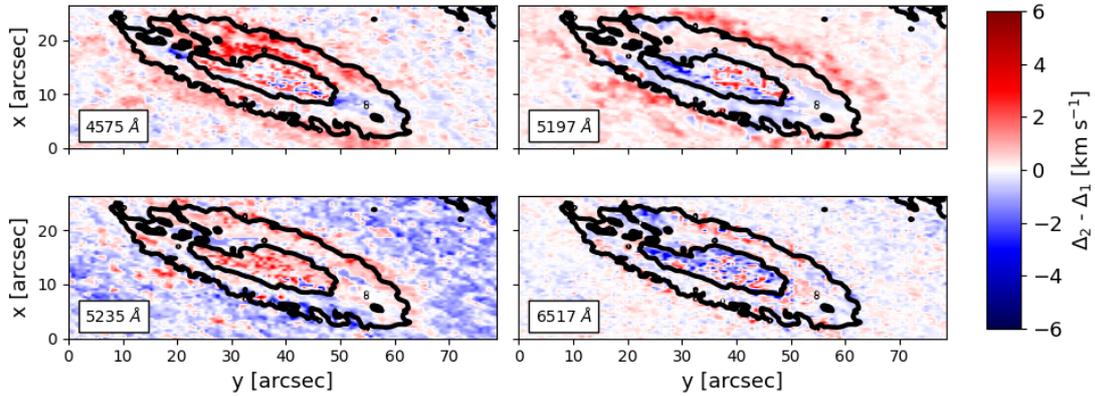


Figura 29: Diferencia de gradientes ( $\Delta_2 - \Delta_1$ ) para cada una de las regiones espectrales estudiadas. El trazo negro (blanco en la Figura 32) separa la penumbra de la umbra y del sol en calma. Nótese que la tendencia es que la parte de la umbra más cercana al limbo tenga una diferencia positiva, mientras que la parte más cercana al sol en calma sea negativa, aunque para algunas regiones espectrales, como 5197 Å este cambio es más pequeño. Se interpreta como una diferencia 'positiva' cuando el gradiente de FeII es mayor que el de FeI, por lo tanto, FeII verá una disminución en su velocidad según se asciende a capas más altas de la atmósfera más grande que la de FeI. Para una diferencia 'negativa' ocurre justo al revés: La velocidad de FeI disminuirá más rápidamente al ascender por la atmósfera.

Vamos a explicarlos con detalle:

Para la parte de la penumbra más cercana al limbo este gradiente es positivo, es decir, que a medida que subimos a capas más altas (disminución de la profundidad óptica) se produce una disminución de la velocidad (entiéndase *disminución* como pasar de valores positivos de la velocidad a negativos para este caso); para el caso del lado más cercano al centro del disco de la penumbra la pendiente es negativa, así que al ascender por la atmósfera solar tenemos un aumento de la velocidad (entiéndase *aumento* como pasar de una velocidad negativa a una positiva). En ambos casos, tanto para la penumbra del limbo como para la del centro del disco, la interpretación es que la magnitud del efecto Evershed fotosférico se va reduciendo con la altura, hasta incluso revertirse en una determinada capa. Este hecho también se produce para el resto de regiones espectrales y se muestra una por simplicidad.

Los gradientes de Fe I y Fe II, representados en los paneles inferiores de la Figura 28 no poseen el mismo contraste de colores, por lo que sus gradientes no son idénticos. Es por ello por lo que sería interesante estudiar qué ocurre si hacemos la resta del gradiente de Fe II y del gradiente de Fe I. Estos mapas se presentan para todas las regiones espectrales en la Figura 29, es decir, crearíamos los paneles inferiores de la Figura 28 y restaríamos el panel inferior derecho menos el panel inferior izquierdo para cada una de las regiones espectrales por separado.

A la vista de esa figura, nos damos cuenta de que la diferencia de gradientes que observamos es, en general, pequeña.

Desarrollando este punto un poco más y centrándonos solamente en el lado más cercano al limbo, concluimos que:

- Si la diferencia de pendientes fuera estrictamente nula, estaríamos hablando de que Fe II y Fe I tienen un offset de velocidad pues, según se asciende por la atmósfera, ambas especies serían frenadas de la misma forma, y como Fe I tiene más velocidad desde el inicio, observaríamos que la resta Fe II - Fe I es negativa para todas las capas de la atmósfera.
- Si, por otro lado, el gradiente de Fe II es más grande que el de Fe I, la diferencia debería dar positiva y, como el gradiente es mayor para el ion, según subimos en altura, *perderá* velocidad más rápido que Fe I. Esto hace que, por tanto, la resta Fe II - Fe I sea negativa siempre y cuando nos encontremos en una capa donde Fe II ya sea menor que Fe I. Hecho que se da para todas las capas por encima del continuo.

Para el lado más cercano al centro del disco, esperamos que la diferencia de gradientes sea negativa simplemente porque la velocidad tiene la orientación contraria que en el lado más cercano al limbo. Sin embargo, es más complicado sacar estas conclusiones de este lado porque, por efecto Wilson, la cantidad de penumbra que vemos es menor y no se aprecia este efecto en su plenitud. Es por ello por lo que, para estudios posteriores, sería interesante estudiar una mancha que se encuentre al otro lado del sol (hemisferio este).

Por lo tanto, la conclusión a la que se llega de la Figura 29 es que los iones tienen menor velocidad que los neutros para toda la atmósfera considerada, ya sea, o bien porque existe un offset de velocidad entre Fe I y Fe II que mantiene con velocidades más grandes a Fe I a lo largo de toda la atmósfera, o bien porque el gradiente de Fe II sea más pronunciado que el de Fe I y, por lo tanto, disminuyen su velocidad con la altura más rápidamente, llegando incluso a cambiar de signo en una capa más profunda de lo que lo hacen los neutros.

Para el lado más cercano al centro del disco la conclusión es la misma, pero se debe hacer el razonamiento teniendo en cuenta que los gradientes y las velocidades que obtenemos tienen signo opuesto.

También hemos de hablar de la temperatura. Se presentan en la Figura 30 los mapas de temperatura para dos regiones espectrales diferentes (5235 Å y 6517 Å) a tres profundidades ópticas diferentes ( $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = 0, -1.5$  y  $-2.8$ ). En ella, vemos que los paneles cuya profundidad óptica es igual tienen gran similitud. Esto es indicativo de que el estudio es consistente pues, como las regiones espectrales han sido observadas en tiempos diferentes, puede ocurrir que la estratificación

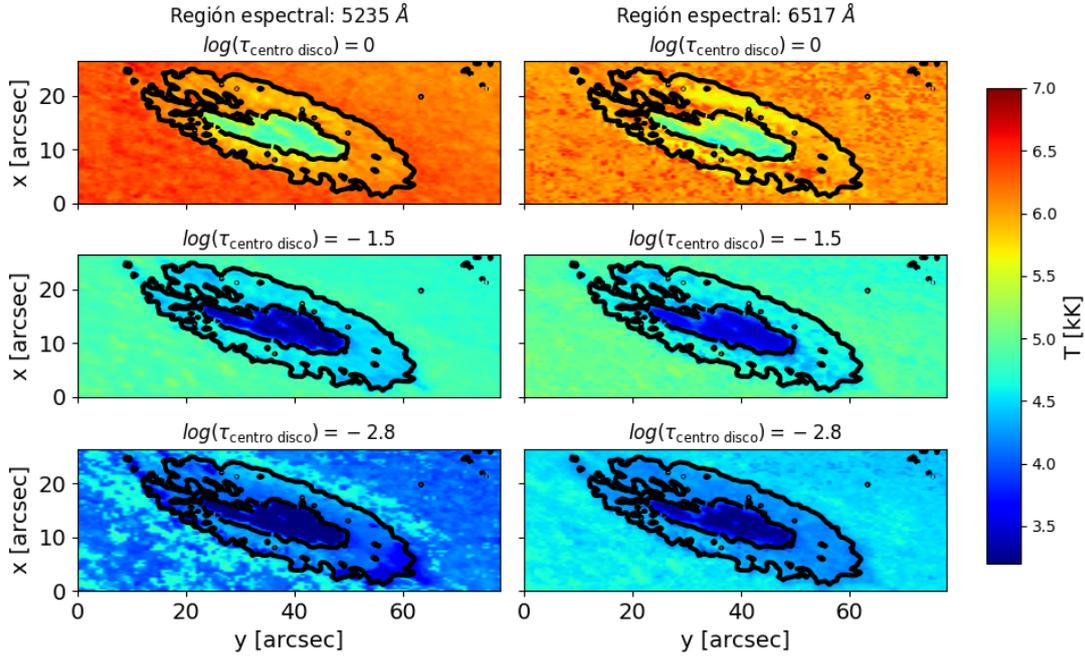


Figura 30: Comparación de la temperatura para la penumbra, para dos regiones espectrales diferentes (situadas en las columnas) y para diferentes profundidades ópticas (situadas en las filas). Se puede observar que la umbra es más la parte más fría, pues es dónde el campo magnético es más intenso, mientras que la penumbra es ligeramente más caliente. Véase además que ambas regiones espectrales dan resultados muy parecidos excepto para las capas más altas, ya que como se comentó en la sección 3 la sensibilidad a la temperatura en las capas más altas es baja. Los colores de los paneles situados en la misma fila son parecidos, lo que añade un punto de consistencia a este estudio.

en temperatura sea ligeramente diferente, pero no exageradamente. Las únicas que sí parecen diferentes entre sí son los paneles inferiores. Sin embargo, como se discutió en la sección 4, a esas alturas las líneas no tienen una gran sensibilidad, por lo que se pueden producir cambios en la temperatura.

Por otro lado, observamos que, según ascendemos por la atmósfera, la temperatura va decreciendo, siendo siempre la umbra la parte más fría de todo el mapa.

Hemos de comentar que la elección de colores para la Figura 30 no es arbitraria, como tampoco lo son las profundidades ópticas en las que se evalúa: además de comparar dos regiones espectrales entre sí, se intentaba reproducir los resultados de [Westendorp Plaza et al. \(2001\)](#). Es ese artículo, los autores calculan, entre otros parámetros, la temperatura de una mancha solar mediante dos líneas de Fe I (630.15 y 630.25 nm) usando SIR. La comparación de sus mapas sugiere que las temperaturas que hemos encontramos nosotros y las suyas son realmente parecidas, aunque hay que tener en cuenta que la comparación no puede ser precisa, porque su mancha y la nuestra se observaron en épocas diferentes y se encuentran en posiciones diferentes, pero nos sirve como referencia para intuir si las inversiones que hemos realizado van por el camino correcto o no.

Respecto a la microturbulencia, hemos de tener en cuenta que los valores de microturbulencia van a estar alterados porque no conocemos con exactitud la anchura de la línea, ya que estamos usando la fórmula clásica de Unsöld para la anchura colisional. En cualquier caso, lo que observamos en la microturbulencia es diferente para cada zona, para cada región espectral y para cada ión. En general se ve una disminución de la microturbulencia según se sube en altura, pero existen regiones espectrales donde esto solo ocurre en uno de los lados de la penumbra, y puede ser tanto para Fe I como para Fe II, por lo que no es fácil extraer información de la microturbulencia. Un ejemplo de

una región espectral se muestra en la Figura 31 donde se dibujan un mapa de la microturbulencia para FeI (a la izquierda) y FeII (a la derecha), de forma que cada fila de paneles contiene una profundidad óptica diferente.

Según subimos por la atmósfera, observamos que el comportamiento entre iones y neutros no se parece en absoluto.

Si nos fijamos con detalle, para Fe II (columna derecha) la parte de la penumbra más cercana al limbo presenta un color verde intenso para  $\log(\tau_{\text{centro disco}}) = 0$ , indicando que la microturbulencia es muy alta en esa zona, pero va a disminuir una vez nos situemos en capas más altas. Para esa misma zona de la penumbra, pero la especie neutra (columna izquierda), el color es mucho más claro y se mantiene con ese color incluso al subir en la atmósfera, es decir, la microturbulencia es más baja que Fe II y, además, su estratificación se mantiene prácticamente constante a lo largo de toda la atmósfera.

Este hecho nos lleva a concluir que la microturbulencia tiene un comportamiento aleatorio (aunque aquí solamente veamos un ejemplo, este *comportamiento aleatorio* ocurre para todas las regiones espectrales) y, por lo tanto, no nos permite extraer información importante. Como la microturbulencia se debe a pequeños movimientos no resueltos a lo largo de la línea de visión como, por ejemplo, la existencia de ondas, esto podría explicar por qué lo que nos encontramos de una región espectral a otra sea diferente: como cada región espectral se toma en un tiempo distinto, estos movimientos no resueltos pueden y, de hecho, deben, cambiar. Sin embargo, el hecho de encontrarnos tanta diferencia entre iones y neutros para una misma región espectral, que es una medida simultánea, se merece un análisis que va más allá de este trabajo. Hemos de tener en cuenta que la microturbulencia incluye el ensanchamiento Zeeman, que es diferente para cada región espectral (aunque pequeño, no podemos asegurar con certeza cómo puede afectar a la estratificación del campo magnético la estratificación de la microturbulencia que hemos derivado).

Por último, hablaremos sobre la macroturbulencia, que es un único parámetro para toda la atmósfera. La macroturbulencia se debe a diferentes puntos dentro de un elemento de resolución que tienen diferente velocidad. Comprobamos mediante la Figura 32 donde se dibuja el mapa de la macroturbulencia para cada una de las regiones espectrales, que los mapas sí se parecen entre sí, tanto entre las diferentes especies iónicas como entre las diferentes regiones espectrales, dándonos cuenta de que, de forma general, la macroturbulencia es mayor en la zona de penumbra y, en concreto, en el lado más cercano al centro del disco.

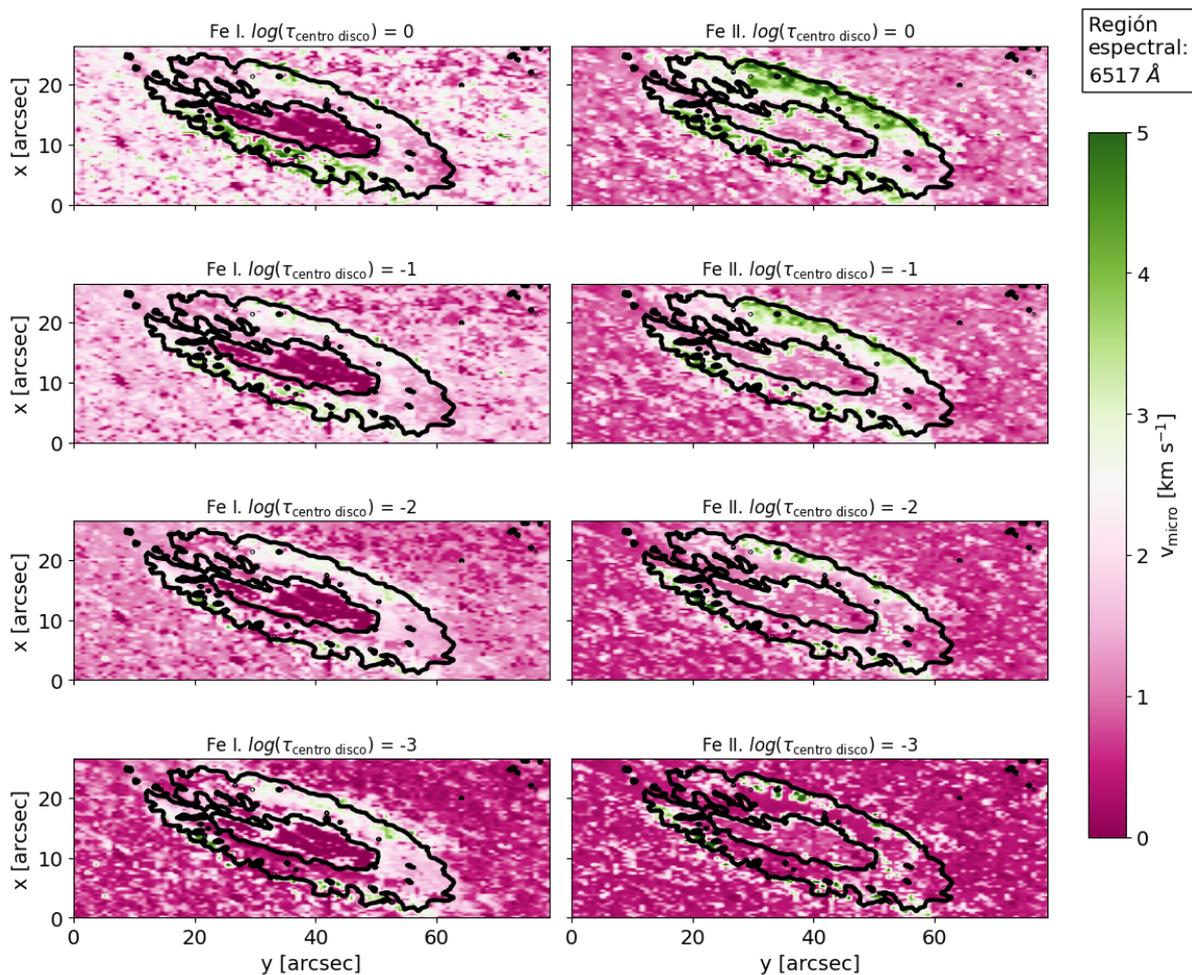


Figura 31: Comparación de la microturbulencia a diferentes profundidades ópticas para Fe I (columna izquierda) y para Fe II (columna derecha). El trazo negro (blanco en la Figura 32) separa la penumbra de la umbra y del sol en calma. Podemos ver que la microturbulencia en la penumbra para ambas especies iónicas es diferente y que incluso su evolución según se asciende por la atmósfera es diferente, ignorando siempre la parte de la umbra, donde las inversiones no son fiables debido a la que la intensidad normalizada al continuo del sol en calma en el centro del disco es muy baja. Esto ocurre para todas las regiones espectrales. Cualquier otra región espectral presenta otra estratificación en microturbulencia que no tiene correlación con esta.

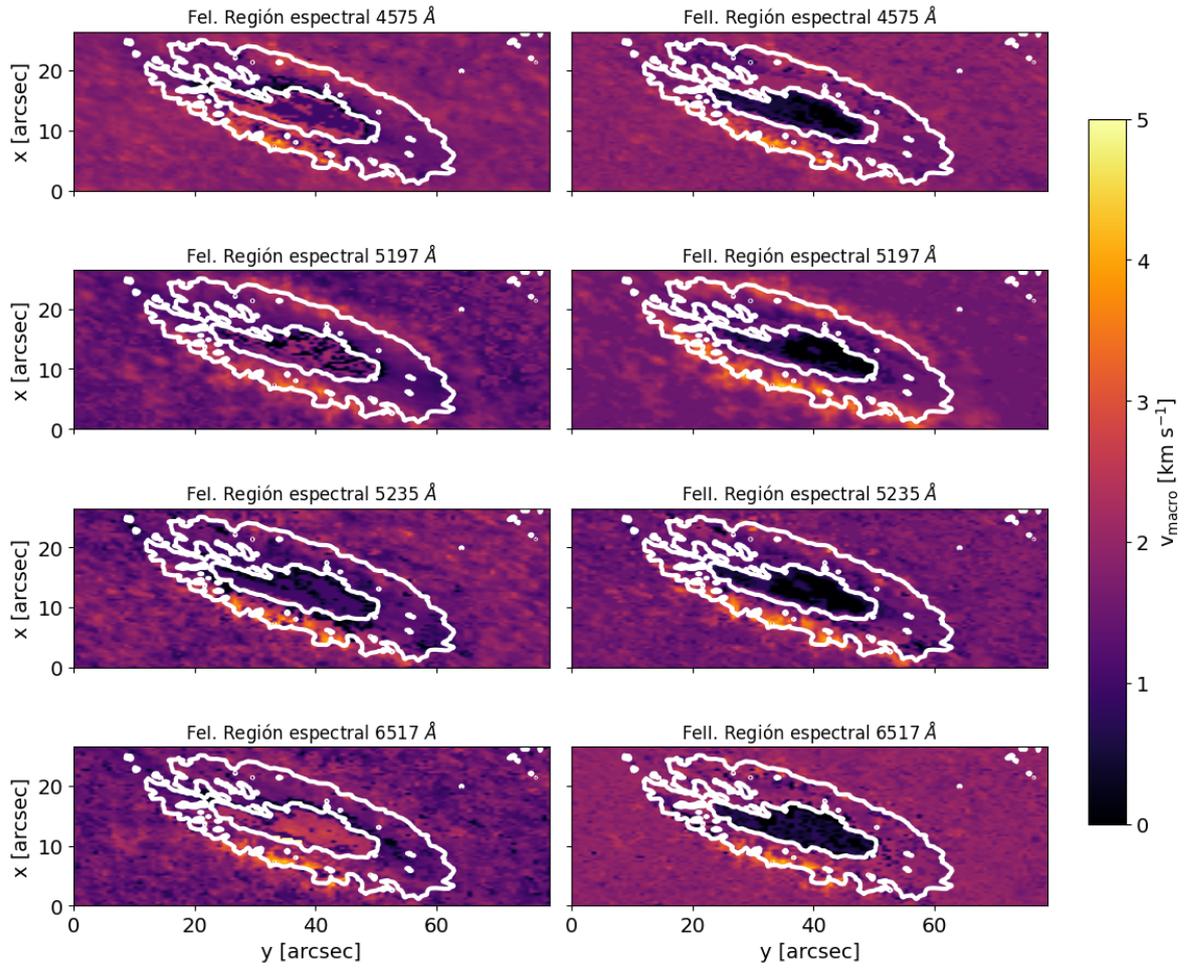


Figura 32: Mapas de la macroturbulencia para todas las regiones espectrales. El trazo negro (blanco en la Figura 32) separa la penumbra de la umbra y del sol en calma. En los paneles de la izquierda se muestra FeI, mientras que en los de la derecha se muestra FeII. Vemos una cierta similitud en todos los mapas, ignorando siempre la parte de la umbra, donde las inversiones no son fiables debido a la que la intensidad normalizada al continuo del sol en calma en el centro del disco es muy baja. El hecho de que la macroturbulencia sea tan parecida entre iones y neutros y entre las diferentes regiones espectrales añade un punto de consistencia al estudio.

## 5. Conclusiones

La teoría MHD modificada, también conocida como la teoría multi-fluido, en la que el plasma está formado por diferentes fluidos en función de cuántas especies tengamos e interactuando entre ellas mediante las colisiones nos indica que entre las especies iónicas y las neutras podría existir una diferencia de velocidad pequeña que, además, debe de suavizarse en tiempos y distancias muy pequeñas, por lo que para medirlo necesitamos campañas específicas como la que se ha hecho para este estudio. En cuanto a los resultados de otros estudios hay una controversia todavía pues, aunque algunos de ellos afirman haber encontrado diferencias de velocidad en protuberancias, otros no las han medido.

En el caso que nos acontece se ha medido diferencia de velocidades en la penumbra, con los mismos datos que se usaron en el único artículo que lo hace sobre el flujo Evershed directamente. En aquella ocasión se midió la velocidad usando una técnica diferente (véase [Khomeiko et al., 2015](#)), cuyos resultados coinciden con los nuestros: la velocidad de Fe I es mayor que la velocidad de Fe II.

En comparación con este último trabajo, nosotros contamos con varias ventajas, la más importante es que hemos derivado la velocidad en un cierto rango de alturas aplicando una técnica de inversión mientras que en aquel trabajo se calcularon las alturas suponiendo dos modelos atmosféricos con diferente temperatura.

Además, en este trabajo hemos comprobado que las velocidades son diferentes para iones y neutros, pero no está claro si esta diferencia puede deberse a un offset entre ambas especies o bien a que haya algún mecanismo en la atmósfera de forma que, según se asciende, frene de forma diferente a iones y neutros.

También hemos podido comprobar que, a una cierta altura, el flujo Evershed se invierte tanto para iones como para neutros, confirmándonos que la inversión del flujo se produce en una capa más profunda para los iones en las cuatro regiones espectrales estudiadas (se descartó una de ellas porque la inversión en el lado del centro del disco estaba contaminada por otra línea y provocaba inversiones incorrectas).

En cuanto a la consistencia de los resultados, hemos comprobado que las temperaturas de diferentes regiones se parecen entre ellas tanto para el sol en calma como para la penumbra, y que no solo son parecidas entre ellas, sino que además coinciden con lo que espera según la bibliografía. La similitud entre regiones la vemos también para la velocidad y para la macroturbulencia, mientras que para la microturbulencia la variación es mucho más grande, tanto para regiones diferentes como para especies diferentes.

Por otro lado, realizar este trabajo lleva al alumnado a aprender mucho, no solo sobre Física Solar, sino sobre otros ámbitos que no pueden ser desarrollados durante las clases. Entre ellas, que la ciencia no es un camino recto y, que para llegar a resultados que sean satisfactorios, se necesita hacer muchos ensayos y superar dificultades. En concreto, como el tiempo de inversión es de 40 minutos aproximadamente por especie, y no se conocen los resultados a priori, es necesario hacer muchas horas de pruebas que, aunque no figuran en el trabajo, han servido para formar al alumno y comprender mejor cómo funciona el mundo de la investigación.

Otro aspecto que se desarrolla enormemente es el de la programación, pues para llegar a estos resultados han sido necesarias muchas horas de tutorías con propuestas de mejora para los códigos, que tienen que abordar problemas que, con el conocimiento hasta ese momento, hubieran sido imposible de resolver.

Por supuesto, también se aprende sobre SIR. Aunque se hizo una primera aproximación en el TFG al desarrollar un programa independiente que pudiera hacer la síntesis como SIR, para este trabajo se aborda la inversión y las funciones respuesta con mucho más detalle.

A pesar de las horas invertidas y del trabajo realizado, siempre quedan temas por explorar y por comprobar. Por ejemplo, las inversiones realizadas aquí siguen una metodología muy clara y restrictiva, entonces:

- ¿Qué ocurre si añadimos más nodos en uno o en más parámetros?
- ¿Los resultados mejoran o empeoran al usar otras atmósferas iniciales?
- ¿Qué ocurre con el campo magnético?
- ¿Existen otros programas de inversión que funcionen mejor para una mancha solar?
- ¿Qué ocurre en otras manchas?
- ¿Cómo cambian las inversiones si en vez de una especie iónica y otra neutra tuviéramos varias especies iónicas y varias neutras?
- ¿Qué ocurre si en vez de con Fe se hace el estudio con líneas de Ti, de Ba o de cualquier otro elemento?

Por ello, para estudios posteriores, se propone repetir un estudio parecido, en el que se usen datos de diferentes regiones espectrales con líneas tanto de iones como de neutros, intentando explorar todas las opciones propuestas anteriormente, en las que además contengamos información sobre su polarización. Este estudio arrojaría nueva información de vital importancia, pues las fuerzas del campo magnético pueden estar implicadas y ayudarnos a determinar con mayor precisión de dónde se origina la diferencia de velocidades que se presenta en este trabajo.

## 6. Bibliografía

### Referencias

- Abouadarham, J., Renié, C. 2020, BASS2000 Database of Solar Ground-based Observations. URL: <https://bass2000.obspm.fr/home.php>
- Anan, T., Ichimoto, K., Hillier, A. 2017, *A&A*, 601, A103
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481–522
- Barklem, P. S., Anstee, S. D., O’Mara, B. J. 1998, *Proc. Astron. Soc. Aust.*, 15, 336
- Bellot Rubio, L. R., Balthasar, H., Collados, M., Schlichenmaier, R. 2003, *A&A*, 403, L47
- Evershed, J. 1909, *MNRAS*, 69, 454
- Gingerich, O., Noyes, R. W., Kalkofen, W., Cuny, Y. 1971, *Solar Phys.*, 18, 347
- González Manrique, S. J., Khomenko, E., Collados, M., Kuckein, C., Felipe, T., Gömöry, P. 2024, *A&A*, 681, A114
- Khomenko, E., Collados, M., Díaz, A., Vitas, N. 2014, *Physics of Plasmas*, 21, 092901
- Khomenko, E., Collados, M., Díaz, A. J. 2016, *ApJ*, 823, 132
- Khomenko, E., Collados, M., Shchukina, N., Diaz, A. 2015, *A&A*, 584, A66
- Kramida, A., Yu. Ralchenko, Reader, J., and NIST ASD Team 2023, NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.11), [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd>. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
- Lites, B., Casini, R., Sainz, R. M., Jurčák, J., Ichimoto, K., Ishikawa, R., Okamoto, T., Tsuneta, S., Rubio, L. B. 2010, *ApJ*, 713, 450
- Mathew, S., Lagg, A., Solanki, S. K., Collados, M., Borrero, J., Berdyugina, S., Krupp, N., Woch, J., Frutiger, C. 2003, *A&A*, 410, 695
- Neckel, H., Labs, D. 1984, *Solar Phys.*, 90, 205
- Popescu Braileanu, B., Lukin, V. S., Khomenko, E., de Vicente, Á. 2019, *A&A*, 630, A79
- Ruiz Cobo, B., del Toro Iniesta, J. C. 1992, , 398, 375
- Schlichenmaier, R., Bellot Rubio, L. R., Tritschler, A. 2005, *Astronomische Nachrichten*, 326, 301
- Socas-Navarro, H. 2007, *ApJS*, 169, 439
- St John, C. E. 1913, *ApJ*, 37, 322
- Unsold, A. 1955, *Physik der Sternatmosphären, mit besonderer Berücksichtigung der Sonne.*
- Westendorp Plaza, C., del Toro Iniesta, J. C., Ruiz Cobo, B., Martínez Pillet, V., Lites, B. W., Skumanich, A. 2001, *ApJ*, 547, 1130