

Caracterización de la capa de Sodio Mesosférico para sistemas de estrella de guiado láser (LGS) en el Observatorio del Teide

Julio A. Castro-Almazán⁽¹⁾, Sergio Chueca⁽¹⁾, Jesús J. Fuensalida⁽¹⁾, Ángel Alonso⁽¹⁾, Begoña García-Lorenzo⁽¹⁾, Claudia Hoegemann⁽¹⁾, Esteban G. Mendizábal⁽¹⁾ y M.A.C. Rodríguez-Hernández⁽¹⁾

⁽¹⁾Instituto de Astrofísica de Canarias. C/Vía Láctea s/n, 38200 La Laguna, Tenerife. Canarias. Spain.
jcastro@iac.es, chueca@iac.es, fuensalida@iac.es, aas@iac.es, bgarcia@iac.es, claudia@iac.es, egm@iac.es, ahernan@iac.es.

Resumen

Con el fin de caracterizar la capa de Na mesosférico sobre los observatorios de Canarias se ha desarrollado un montaje experimental en el Observatorio del Teide (OT) basado en la excitación resonante de los átomos de Na mediante un láser sintonizable de colorante. El sistema generó la primera estrella de Na en Diciembre de 2001. En el presente trabajo se describe el procedimiento empleado para la obtención sistemática de los parámetros de interés (abundancia, altitud y evolución temporal).

1. Introducción

El sodio es el más abundante de entre una serie de metales alcalinos presentes de forma permanente en la alta mesosfera (85-100 km) [1]. Desde la publicación de su descubrimiento en 1929 por V. M. Slipher [2], analizando el espectro del cielo nocturno en las regiones roja y naranja, son numerosas las aplicaciones que su estudio ha proporcionado dentro de las Ciencias Atmosféricas [3]. Su interés dentro de la Astronomía es posterior y responde a la necesidad de generar estrellas de guiado artificiales para ampliar la operatividad de los sistemas de Óptica Adaptativa (AO), imprescindibles en la optimización del rendimiento de los grandes telescopios.

El brillo de tales estrellas, generadas por medio de la excitación de los átomos de Na mesosférico con un láser sintonizado correctamente (sistemas de Estrella de Guiado Láser -LGS-), dependerá, principalmente, de la abundancia de Na presente en cada instante sobre el observatorio de trabajo. Los experimentos para conocer en detalle la columna de densidad de Na, su comportamiento y evolución temporal son, por tanto, de crucial importancia para la determinación de los niveles de potencia de láser y altura de foco necesarios para la generación de estrellas láser de brillo suficiente.

En el este trabajo se describe el procedimiento empleado para caracterizar la capa de Na mesosférico

sobre el Observatorio del Teide (2400m, 16°30.5'W, 28°18.1'N, Tenerife, Spain). Para ello se emplean dos de los telescopios disponibles en el OT, generando estrellas artificiales que permiten medir la abundancia y altura de la capa ("Experimento OGS-IAC80", [1], [7]).

1.1. La línea D₂ del sodio

La línea D₂ del ²³Na consiste en 6 transiciones hiperfinas de dipolo eléctrico (sin atender a los subniveles magnéticos) entre los niveles $3^2S_{1/2}$ y $3^2P_{3/2}$ en torno a 589 nm (ver tabla 1). El perfil de sección eficaz generado por estas 6 transiciones está fuertemente dominado por efecto Doppler desde unos pocos Kelvin; a la temperatura típica de la mesopausa, T=200K, y con $\lambda=589$ nm, el ensanchamiento Doppler es ≈ 1 GHz. No obstante, el desdoblamiento hiperfino de $3^2S_{1/2}$ en los subniveles F=1 y F=2 separados 1.772 GHz, genera 2 picos (D_{2b} y D_{2a}) perfectamente resolubles hasta ≈ 500 K (ver fig. 1).

Tabla 1: Long. de onda relativas a $\lambda_0=589.1583$ nm e intensidades relativas de las transiciones asociadas a la línea D₂ del Na. Ref. [6].

Línea	$3^2S_{1/2}$	$3^2P_{3/2}$	λ_n [pm]	g_n
D _{2b}	F=1	F=2	-1.2633 ± 0.0002	5
		F=1	-1.2234 ± 0.0004	5
		F=0	-1.2051 ± 0.0005	2
D _{2a}	F=2	F=3	+0.7197 ± 0.0002	14
		F=2	+0.7879 ± 0.0002	5
		F=1	+0.8279 ± 0.0004	1

2. Lanzamiento del láser

El lanzamiento del láser se lleva a cabo desde el telescopio de 1m "Optical Ground Station" (OGS), mediante un láser sintonizable de colorante, Rodamina 6G, (COHERENT 899-21) bombeado con un láser

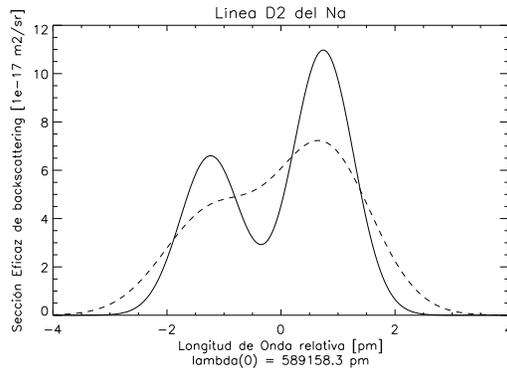


Figura 1: Perfil de Sección Eficaz de absorción de la línea D_2 del (^{23}Na) a $T=200\text{K}$ y a $T=500\text{K}$ (a trazos). Ver ec. 1.

de Ar de 25W (SPECTRA-PHYSICS, lasers Beam-Lok 280-25S). La selección de la longitud de onda centrada en la línea D_2 se consigue por medio de un filtro birrefringente dentro de la cavidad resonante, más una pareja de etalones, lo que nos proporciona un ancho de banda de unos 10MHz (anchura de un único modo de oscilación). El control de la longitud de onda se realiza mediante un interferómetro de Michelson y el seguimiento de las derivas durante el proceso a través de una lámpara optogalvánica, cuya señal de salida es proporcional al doblete D_2 de la curva de sección eficaz. Para incrementar la divergencia y facilitar el enfoque en la capa de Na, se hace pasar el haz a través de un expansor desarrollado específicamente.

Bombeando con el láser de Ar a 20W, se obtiene una salida del láser de colorante de $\approx 1\text{W}$. Esta cantidad se ve sensiblemente disminuida tras el paso del haz por el expansor y los distintos espejos, hasta su salida al cielo con $\approx 250\text{mW}$. El diámetro del haz en la capa de Na dependerá del nivel de turbulencia atmosférica, llegando a ser imposible su focalización en condiciones de turbulencia intensa. Con este montaje se generan haces de diámetro $\approx 0.4\text{m}$ (0.93 arcsec), en las condiciones típicas de turbulencia sobre el OT [8], lo que supone un área iluminada de $\approx 1200\text{cm}^2$.

3. Scattering del Na

La energía del haz láser es absorbida y re-emitida en forma fluorescente por los átomos de Na en la mesosfera, conforme al esquema de niveles esbozado en

el apartado 1.1. Las transiciones inducidas por este proceso pueden analizarse teóricamente a partir de las ecuaciones de la matriz densidad [4], [5]. El número de fotones retrodispersados (brillo de la estrella de Na) puede verse afectado, principalmente, por la aparición o no de saturación y de bombeo óptico. Empleando un modelo de 2 niveles, la intensidad de saturación para la generación de la fluorescencia resonante con un láser de onda continua, monomodo, de ancho de banda 10MHz, sintonizado en el pico D_{2a} y polarizado linealmente es de 9 mW/cm^2 [9]. Por encima de este nivel, los átomos se repartirán a partes iguales entre el estado excitado y el fundamental, con lo que aumentos en el nivel de bombeo del láser no implicarán más señal fluorescente y sí, en cambio, emisión estimulada en la misma dirección de propagación del haz (contraria al ángulo de entrada del telescopio receptor). En nuestro montaje, las intensidades generadas en la capa de Na serán siempre $< 0.2\text{ mW/cm}^2$ (ver datos del apartado 2), con lo que puede despreciarse este efecto.

El bombeo óptico puede actuar a favor o en contra del incremento del brillo de la estrella. Como consecuencia de la existencia de subniveles magnéticos dentro de cada nivel F y de las reglas de selección, los átomos excitados desde $3^2S_{1/2}(F=2)$ (transiciones correspondientes al pico D_{2a}) con luz linealmente polarizada, pueden caer a $3^2S_{1/2}(F=1)$ (ver tabla 1), donde se convierten en transparentes para la radiación láser incidente centrada en D_{2a} . Por el contrario, si excitamos con luz polarizada circularmente, los átomos tenderán a irse concentrando entre los niveles fundamental $3^2S_{1/2}(F=2)$ y excitado $3^2P_{3/2}(F=3)$, desde donde no está permitida la desexcitación hacia $3^2S_{1/2}(F=1)$ [9]. De este modo el número de fotones retrodispersados será mayor o menor en función de la polarización del láser incidente y del grado de bombeo óptico. La influencia de este efecto se atenúa para intensidades muy por debajo de la intensidad de saturación [9], pudiendo llegar a considerarse despreciable (como en Michaille et al [10]). Basándonos en nuestros niveles de potencia de salida, junto con el hecho de que la frecuencia de nuestra emisión no se mantiene bloqueada en el pico D_{2a} debido a la deriva térmica, no consideraremos en nuestro experimento la influencia de bombeo óptico.

3.1. La Sección Eficaz

Como se explicó en el apartado 2, el seguimiento de la longitud de onda del láser se realiza a través de la señal de una lámpara optogalvánica. Esta deriva obli-

ga a tener en cuenta el perfil completo de la sección eficaz del scattering resonante (fig. 1). Para ello se toma la ecuación derivada por Fricke y von Zahn [6] en función de la longitud de onda y la temperatura. Dado que lo que nos interesa es el “backscattering”, se introducen 6 funciones de fase $q_n(\Omega)$ ($n=1,\dots,6$) con la proporción de señal retrodispersada para cada transición permitida, tales que $\int q_n(\Omega) d\Omega = 4\pi$. Aproximándonos al caso isotrópico, $q_n(180^\circ)=1$, donde 180° hace referencia al “backscattering”.

$$\sigma(180^\circ, \lambda, T) = \frac{\alpha \lambda_0^2 f}{4\pi c \sum_n g_n} \cdot \left(\frac{D}{\pi T}\right)^{1/2} \cdot \sum_n g_n \exp\left[-\frac{D(\lambda - \lambda_n)^2}{T}\right] [m^2] \quad (1)$$

Con $\lambda_0 = 589.1583 \times 10^{-9}$ m la longitud de onda central de la línea D_2 , λ_n las longitudes de onda de cada transición relativas a λ_0 y g_n las intensidades relativas de cada línea, tomadas de White y Eliason [11] y normalizadas frente a la línea menos intensa (tabla 1). Los otros parámetros son la fuerza del oscilador $f = 0.9536 \pm 0.0016$, el coeficiente integrado de absorción atómica por unidad de f , $\alpha = (2654002 \pm 9) \times 10^{-12} m^2$ y $D = c^2 m / (2k\lambda_0^2) = 357.973 \pm 0.011 K pm^{-2}$.

4. Recepción de los fotones retrodispersados

Para la recepción de los fotones retrodispersados se cuenta con el telescopio IAC80 de 0.8m a una distancia $d=165$ m de la OGS [1], [7]. El IAC80 cuenta con una cámara CCD de 1024×1024 pix. cubriendo un campo de $7.1' \times 7.1'$, ante la que interponemos un filtro de banda estrecha centrado en 589nm. La orientación de la CCD frente a la posición de la OGS provocará que las trazas de Na visualizadas presenten un ángulo de 27.66° con la vertical (fig. 2). Este ángulo debe tenerse en cuenta a la hora de aplicar correctamente las ecuaciones de escalado de la imagen, de las que extraeremos el valor en altura de la posición de cada pixel.

En el caso de no contar con bombeo óptico, la sección eficaz no dependerá del tipo de polarización del haz incidente y el flujo de fotones responderá a la ecuación 27 del trabajo de Milonni et al. [5]. Esta ecuación se explica mejor y coincide con la llamada ecuación LIDAR [3], en la que el número de fotones recibidos desde el intervalo de alturas $z_i - \Delta z/2$ y $z_i + \Delta z/2$, con z_i entendido dentro de la franja de Na

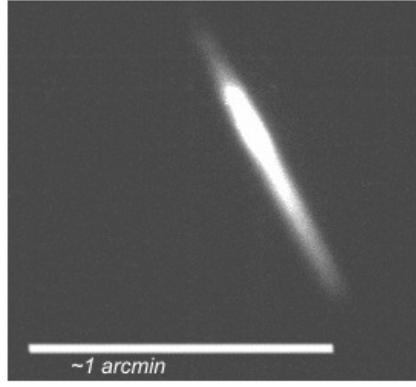


Figura 2: Ejemplo de imagen de traza de Sodio observada con la cámara CCD del telescopio IAC80.

(85-100km), es:

$$N(z_i) = N_0 \times N_I \times N_{II} \times N_{III} \times N_{IV} \quad (2)$$

donde, $N_0 = n^\circ$ de fotones transmitidos por el láser; $N_I =$ Eficiencia del sistema; $N_{II} =$ Probabilidad de que un fotón sea retrodispersado por un átomo de Na; $N_{III} =$ Probabilidad de que un fotón retrodispersado sea recogido en el telescopio de llegada; $N_{IV} =$ Extinción sufrida por el láser al atravesar la propia capa de Na ($<10\%$ del láser resulta dispersado, con lo que podemos considerar este término despreciable).

$$N_0 = \frac{P_L \tau}{hc/\lambda} \quad (3)$$

$$N_I = \eta T_A^2 \quad (4)$$

$$N_{II} = \sigma \cdot n_{Na}(z_i) \cdot \Delta z \quad (5)$$

$$N_{III} = \frac{A}{4\pi z_i^2} \quad (6)$$

Donde P_L , potencia del láser [W]; τ , tiempo de exposición; h , cte de Planck (6.63×10^{-34} J/s); λ , longitud de onda de la línea D_2 (589.1583×10^{-9} m); T_A , transmitancia de la atmósfera (en un solo sentido); η , eficiencia del sistema (eficiencia cuántica de la CCD por la transmitancia del telescopio más el filtro); σ , sección eficaz de la retrodispersión (dada por ec.1); $n_{Na}(z_i)$, densidad de Na en el entorno de z_i ; Δz , resolución en altura de cada bin del CCD; A , área del telescopio de llegada.

La altura de la capa, apuntando con la OGS al cénit, se calcula sobre el eje que marca la traza de Na

(ver fig. 2), en función del ángulo cenital de apuntado del IAC80 (z_d) y la distancia $d=165\text{m}$ que separa ambos telescopios:

$$z = d \cdot \text{tg}(90^\circ - z_d) \quad (7)$$

La ec. 2 puede aplicarse de la misma forma a una altura $z_R < 30\text{km}$, con las únicas salvedades de incluir la sección eficaz de scattering Rayleigh σ_R y la densidad media de la atmósfera $n_{atm}(z_R)$ a la altura seleccionada, obteniéndose $N_R(z_R)$, el número de fotones promedio retrodispersados por scattering Rayleigh a la altura z_R . Optando por alturas no muy bajas ($>15\text{km}$), el scattering Mie debido a los aerosoles se puede considerar despreciable. Dividiendo ambas ecuaciones LIDAR (para $z \sim 90\text{km}$ y $z < 30\text{km}$) y despejando convenientemente, se obtiene una relación válida para la determinación de la abundancia de Na en la mesosfera en función de la altura, sin dependencia de los parámetros de eficiencia y transmitancia. Se ha considerado despreciable la diferencia entre los valores de transmitancia atmosférica a las dos alturas ($z \sim 30\text{km}$ y $\sim 90\text{km}$), dado que la disminución de la misma se produce fundamentalmente en los primeros 30km.

$$n_{Na}(z_i) = \frac{\tau_R P_{LR}}{\tau P_L} \cdot \frac{N(z_i)}{N_R(z_R)} \cdot \frac{\sigma_R}{\sigma} \cdot \frac{z_i^2}{z_R^2} \cdot n_{atm}(z_R) \quad (8)$$

Para la obtención de $N_R(z_R)$ se toma una serie de imágenes de la traza del láser a una altura conveniente ($<30\text{km}$). P_{LR} será la potencia de emisión del láser en el momento de la toma de tales imágenes. Finalmente, a la sección eficaz de scattering Rayleigh σ_R le aplicamos las mismas consideraciones expuestas en la sección 3.1, introduciendo una función de fase $q(\Omega)$ (tal que $\int q(\Omega) d\Omega = 4\pi$). De modo que,

$$\sigma_R(180^\circ) = \sigma_{RT} \cdot q(180^\circ) \cdot (4\pi)^{-1} \quad (9)$$

Donde 180° hace referencia al *backscattering*, σ_{RT} es la sección eficaz total del scattering Rayleigh ($=3.414 \times 10^{-31} \text{m}^2$) y $q(180^\circ) = 300/203$ [6].

5. Agradecimientos

Esta investigación está parcialmente financiada por el Ministerio Español de Ciencia y Tecnología (AYA2003-07728).

6. References

[1] Chueca, S., "Estrellas artificiales de referencia por láser: estructura y dinámica de la mesos-

fera terrestre" *Ph.D. Thesis*, Univ. La Laguna, (2002)

- [2] Slipher, V.M., "Emissions in the spectrum of the light of the night sky", *PASP*, 41, pp.262-263 (1929).
- [3] Gardner, Ch.S., "Sodium resonance fluorescence Lidar applications in Atmospheric Science and Astronomy", *Proc. IEEE*, 77, 3, pp.408-418 (1989).
- [4] Milonni, P.W., Fugate, R.Q. and Telle, J.M., "Analysis of measured photon returns from sodium beacons", *J. Opt. Soc. Am. A*, 15, 1, pp.217-233 (1998).
- [5] Milonni, P.W., Fearn, H., Telle, J.M. and Fugate, R.Q., "Theory of continuous-wave excitation of the sodium beacon", *J. Opt. Soc. Am. A*, 16, 10, pp.2555-2566 (1999).
- [6] Fricke, K.H. and von Zahn, U., "Mesopause temperatures derived from probing the hyperfine structure of the D_2 resonance line of sodium by lidar", *J. Atmos. Terr. Phys.*, 47-5, pp. 499-512, (1985).
- [7] Chueca S., Fuensalida, J.J., Alonso, A. and Reyes, M., "Mesospheric sodium monitoring for laser guide star", *Proc. SPIE*, 5572, pp.392-399 (2004).
- [8] Chueca S., Fuensalida, J.J., Reyes, M., Alonso, A. and Jochum, L., "Beam focusing of a laser guide star", *Proc. SPIE*, 4839, pp.412-420 (2003).
- [9] Morris, J.R., "Efficient excitation of a mesospheric sodium laser guide star by intermediate-duration pulses", *J. Opt. Soc. Am. A*, 11-2 pp.832-845 (1994).
- [10] Michaille, L., Clifford, J.B., Dainty, J.C., Gregory, T., Quartel, J.C., Reavell, F.C., Wilson, R.W., Wooder, N.J., "Characterization of the mesospheric sodium layer at La Palma", *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 328, pp.993-1000 (2001).
- [11] White, H.E. and Eliason, Y., "Relative Intensity tables for spectrum lines", *Phys. Rev.*, 44, pp.753-756 (1933).