CTA, LIDAR i Near Range

Treball de grau en Física Alumne: Oriol Calpe Blanch Director: Dr. Lluís Font Tutor: Dr. Markus Gaug

1 de Setembre de 2017

Índex

1	Introducció				
	1.1 Raigs gamma de molt alta energia	7			
	1.1.1 Efecte Txerenkov	7			
	1.2 CTA	8			
2	Efectes atmosfèrics en la producció i propagació de la llum	9			
	2.1 Dispersió molecular	10			
	2.2 Dispersió dels aerosols	10			
	2.3 Extinció pels núvols	12			
3	Raman LIDAR	13			
	3.1 Tècnica Raman LIDAR	14			
4	UAB-IFAE Raman LIDAR	17			
	4.1 El contenidor	17			
	4.2 Telescopi: mirall principal i xassís	18			
	4.3 El làser	19			
	4.4 Sistema òptic	20			
	4.5 Readout - LICEL	21			
5	Caracterització del Policromador	22			
	5.1 Caracterització del policromador en el laboratori	24			
6	Near Range	29			
	6.1 Disseny	29			
	6.2 Sistema òptic escollit	33			
7	Conclusions	34			

"If the Theory of making Telescopes could at length be fully brought into Practice, yet there would be certain Bounds beyond which Telescopes could not perform. For the Air through which we look upon the Stars, is in a perpetual Tremor; as may be seen by the tremulous Motion of Shadows cast from high Towers, and by the twinkling of the fix'd Stars. [...] Long Telescopes may cause Objects to appear brighter and larger than short ones can do, but they cannot be so formed as to take away that confusion of the Rays which arises from the Tremors of the Atmosphere. The only Remedy is a most serene and quiet Air, such as may perhaps be found on the tops of the highest Mountains above the grosser Clouds."

Isaac Newton, 1730¹.

¹Extret de Newton, Sir Isaac. Optics. Tratise of the reflections, refractions, inflections and colours of light London, UK, 1730

1 Introducció

La motivació principal per a la realització d'aquest treball ha sigut la continuació del realitzat per Eduald Font Pladevall on es pretenia prealinear el Raman LIDAR del projecte CTA (Txerenkov Telescope Array) que s'està realitzant aquí a la Universitat Autònoma de Barcelona, entre la unitat de Física de les Radiacions i l'IFAE. El prealineament no es va poder realitzar, però gràcies al seu estudi es va determinar que uns nous miralls de superfície major eren necessaris. Però al poc temps de començar es va malmetre el làser, imprescindible per a la meva tasca. Poc després, mentre aquest era reparat es va acabar de produïr una nova peça, el policromador, i la meva funció ha estat la de caracteritzar-lo. L'estructura d'aquest treball és la següent: explicar els fonaments de CTA, la tècnica Raman LIDAR i la caracterització d'aquest policromador per a un bon calibratge i posada a punt del sistema. Paralel·lament un sistema *Near Range* s'ha dissenyat per cobrir els punts cecs d'aquest LIDAR.

1.1 Raigs gamma de molt alta energia

La Terra rep radiació tèrmica de diverses fonts com són el Sol, la Lluna i les estrelles. El seu espectre energètic segueix aproximadament una llei de Planck i no arriba més enllà de la radiació ultraviolada. Tot i així a la Terra arriba radiació de molt més alta energia que també podem detectar. La radiació d'aquest fenòmen no prové d'un procés tèrmic, sinó que esdevé d'un altre procés anomenat "no tèrmic" o "de Fermi" que típicament produeix radiació distribuïda en lleis de potència. Una part d'aquesta radiació s'anomena rajos γ de molt alta energia (*Very High Energy*, VHE) que tenen entre 50 GeV i 50 TeV. Aquests rajos ens poden aportar informació única i crucial sobre els fenòmens més energètics de l'univers.

Els romanents de supernoves, sistemes binaris, púlsars, vent de nebuloses, entre d'altres són alguns exemples de fonts de radiació γ VHE (raigs gamma de molt alta energia). Aquestes fonts produeixen radiació a partir de fenòmens de *Bremsstrahlung* d'electrons, dispersió de Compton inversa, dispersió inelàstica, aniquilació electró-positró i processos nuclears. Amb la tecnologia actual podem detectar aquest tipus de radiació de dues maneres, amb telescopis espacials i amb telescopis de terra. Amb els primers hi ha una limitacióa causa de la limitada àrea de recolecció; en els segons ens ajudem de l'atmosfera terrestre per a augmentar l'àrea de recolecció a partir de les cascades de partícules carregades i l'anomenat efecte Txerenkov.

1.1.1 Efecte Txerenkov

Aquest efecte s'origina quan una partícula carregada viatja a través d'un medi dielèctric a més velocitat de fase que la llum en el mateix medi, c/n on n és l'índex de refracció del medi. Com a conseqüència es produeix la radiació electromagnètica coneguda com a radiació Txerenkov.

Per saber l'angle d'emissió de la radiació Txerenkov, θ , sols cal aplicar la fórmula següent:

$$\cos(\theta) = \frac{1}{n\beta} \quad . \tag{1}$$

On β és la velocitat relativa de la partícula en funció de la velocitat de la llum.

L'espectre de freqüències de la radiació de Txerenkov ens la dóna la fórmula de Frank-Tamm. L'emissió és produeix en un espectre continu i la intensitat és inversament proporcional al quadrat de la longitud d'ona, és a dir que l'emissió en l'ultraviolat és l'emissió més rellevant.



Figura 1: Visió artística de la disposició del complex CTA amb els telescopis petits (SST), mitjans (MST) i grans (LST). Il·lustració de [1].

$$\frac{dN_{\gamma}}{d\lambda} = \alpha \sin^2(\theta)/\lambda^2 \tag{2}$$

Quan la radiació γ de molt alta energia entra en l'atmosfera, produeix parells d'electrons i positrons de molta velocitat. Aquests interactuen amb el medi i es produeixen cascades de partícules carregades relativistes, anomenades en anglès *Extended Air Showers*, EAS. Les partícules carregades viatgen a velocitats majors de *c/n* i produeixen radiació Txerenkov. La cascada comença a uns 10-25 km sobre el nivell del mar, depenent de l'energia del fotó incident, i es desplaça quasi sense moviment lateral. Això produeix que en el punt de màxima població de la cascada (al voltant de 10 km) l'angle de la radiació Txerenkov emesa és més petit que un grau i, en conseqüència, el con de llum té un diàmetre aproximadament de 250 m a la superfície terrestre.

Al projecte MAGIC, ubicat a l'illa canària de La Palma, es va construir el primer telescopi l'any 2004 i el segon l'any 2009. Finalment, la tercera generació de telescopis IACT (Telescopi Txerenkov d'imatge atmosfèrica) està en desenvolupament gràcies al projecte CTA. Pretén construir dos observatoris, un en cada hemisferi, que obtindrà una sensibilitat fins a un ordre de magnitud millor que la dels telescopis actuals. L'observatori de l'hemisferi nord anirà a La Palma també, al costat dels telescopis MAGIC, mentre que el del sud anirà a Xile.

1.2 CTA

CTA és una instal·lació avançada per a l'astronomia de raigs gamma [2] en règim de GeV-TeV, actualment en fase de construcció, que inclou un conjunt de telescopis Txerenkov de nova generació. Els raigs gamma proporcionen una visió de llarg abast en l'univers no tèrmic i, potser, una sonda única per una nova física més allà del Model Estàndard. Els experiments actuals han revelat la física dels raigs còsmics en els romanents de supernoves, púlsars i els nuclis de galàxies actius, amb un centenar de fonts detectades fins al moment. El projecte CTA està sent dissenyat tant per a proporcionar una ampliació de la banda d'energia, des d'unes poques desenes de GeV i fins a més de 300 TeV, com per millorar al voltant de 10 vegades la sensibilitat en comparació amb les instal·lacions actuals. Aquest objectiu s'aconseguirà mitjançant diverses desenes de telescopis de 3 mides diferents distribuïts dins una àrea extensa (diversos quilòmetres quadrats) i que té un camp de visió (*Field of View*, FOV) de fins a 10 graus.

Els telescopis com CTA es diuen IACTs perquè són capaços d'observar la radiació gamma en el règim GeV-TeV mitjançant la recopilació de la llum Txerenkov produïda per electrons i positrons en la interacció amb la capa superior de l'atmosfera terrestre. Quan un raig gamma primari arriba a l'atmosfera, un parell electró-positró es produeix, que al seu torn reemet raigs gamma secundaris a través de la radiació de frenada (o bremsstrahlung). Els raigs gamma secundaris produeixen parells electró-positró, i així successivament. Per tant, una cascada de centenars de partícules es desenvolupa al llarg de centenars o milers de metres. L'energia dels electrons en cada pas de la cascada és aproximadament la meitat de la de l'etapa anterior fins que s'aconsegueix el rendiment de ionització i la cascada mor. Durant la major part del desenvolupament de la cascada els electrons es desplacen a una velocitat més gran que la velocitat de la llum en l'atmosfera i, per tant, produeixen llum Txerenkov. Aquesta llum és un flaix de llum principalment ultravioleta (UV) de pocs nanosegons de durada i té més o menys la forma d'un con alineat amb la direcció de raigs gamma primaris. Després d'haver travessat l'atmosfera, la llum Txerenkov il·lumina la Terra en un cercle d'aproximadament 120 metres de radi. Sempre que un IACT es col·loca dins de l'àrea abarcada per la llum Txerenkov (Cherenkov light pool), i atès que suficients fotons Txerenkov arriben al mirall, la cascada es registra, i a través d'una reconstrucció de la imatge, s'obtenen l'energia, la direcció i l'hora d'arribada del raig gamma primari.

L'actual generació de IACTs (HESS, MAGIC i VERITAS) concentra la major part de l'error sistemàtic en la reconstrucció de l'energia i l'escala de flux absolut a causa de les condicions atmosfèriques. El que ens provoca un especial interès és el poc coneixement que tenim de l'extinció que pateixen els fotons Txerenkov quan viatgen des del seu punt d'emissió, normalment localitzat entre 10 i 20 km d'alçada sobre el nivell del mar. Per obtenir dades d'alta qualitat per a CTA, l'atmosfera s'hauria de monitoritzar de forma continua i precisa. Els instruments de detecció remota, com poden ser els lidars, estan prevists per ser instal·lats i operats conjuntament a les instal·lacions de CTA i les dades que recullen seran utilitzades per corregir les altres dades adquirides per la resta del complex.

2 Efectes atmosfèrics en la producció i propagació de la llum

Quan els raigs gamma incidents a l'atmosfera produeixen les esmentades cascades i la llum Txerenkov; aquesta llum es veu alterada durant el seu recorregut per l'atmosfera i, per tant, es rep alterada en els IACTs. El rendiment lluminós de la llum Txerenkov depèn de l'índex de refracció del medi, *n*, que alhora depèn de la longitud d'ona de la llum, la pressió i la temperatura ambiental. La humitat, en canvi, té un efecte negligible sobre la producció de la llum Txerenkov. Aquestes variables interfereixen, a més, en l'atenuació de la intensitat de la llum Txerenkov.

L'atenuació de la llum des de l'orígen de la cascada fins al detector és expressada pel coeficient de transmissió Γ , que dóna la fracció de llum en una longitud d'ona λ determinada al llarg del seu camí.

$$T \sim \exp\left(-\int \Gamma(x,\lambda)dx\right) \tag{3}$$

=

=

$$\Gamma(x,\lambda) = (1+H.O)\prod_{i}\Gamma_{i}(x,\lambda)$$
(4)

$$(1+H.O)\exp\left[-\sum_{i}\tau_{i}(x,\lambda)\right]$$
 (5)

$$(1+H.O)\exp\left[-\sum_{i}\int_{0}^{x}\sigma_{i}(\lambda)N_{i}(x)dx\right] \quad (6)$$

El coeficient de transmissió *T* és funció d'altres magnituds com la profunditat òptica, τ , que alhora és funció de la secció eficaç σ i la densitat del medi al llarg del camí N(x).

La profunditat òptica τ ens informa de la quantitat de llum del feix que es dissipa, ja sigui per absorció o per dispersió. El terme *H.O, high orders,* representa les correcions de major ordre de la dispersió múltiple dins el camp de visió del detector, la qual cosa es pot negligir en el cas dels telescopis IACTs. En el cas particular de la detecció de llum Txerenkov no tenim en compte aquest efecte perquè gairebé no es produeix dispersió múltiple i, en condicions d'observació dels IACTs, els fotons produïts així no arriben al telescopi.

El sumatori sobre *i* representa els diferents tipus de contribucions a l'atenuació de la llum en l'atmosfera i es resumeixen en les següents: dispersió molecular, dispersió dels aerosols i extinció pels núvols. A continuació expliquem amb més detall cadascuna d'aquestes contribucions.

2.1 Dispersió molecular

La dispersió dels fotons produïda per les molècules segueix una distribució simple. La dispersió molecular dins l'espectre de fotons entre l'ultraviolat i el vermell pot ser aproximada usant únicament processos de dispersió elàstica de Rayleigh. La secció eficaç de dispersió Rayleigh, σ_R , per molècules d'aire depèn aproximadament de λ^{-4} . El comportament segons la longitud d'ona depèn de l'índex de refracció de l'aire i el factor de despolarització a causa de l'anisotropia de les molècules d'aire i provoca que la dependència no vagi exactament com λ^{-4} . Els valors de A, B, C, D es poden trobar, per exemple, a [8]:

$$\sigma_R(\lambda) = A\lambda^{-(B+C\lambda+D/\lambda)} \quad . \tag{7}$$

Finalment, la profunditat òptica molecular integrada des del nivell del sòl fins a una altitud *h* calculada per un angle zenital, θ , s'obté amb

$$\tau_m(h,\theta,\lambda) = (1/\cos\theta) \int_0^h \sigma_R(\lambda) N_m(h') dh' = (1/\cos\theta) \int_0^h \alpha_m(\lambda,h') dh'$$
(8)

on $\alpha_m(\lambda, h)$ és el coeficient d'extinció molecular que ve a ser la profunditat òptica però en una altura concreta per a una determinada longitud d'ona.

2.2 Dispersió dels aerosols

A part de molècules, l'atmosfera també està composta de partícules més grans tal com pols, fum, sal marina i petites gotes d'aigua en suspensió. Això és el que anomenem aerosols i es poden classificar segons l'origen: provinents del desert, antropogènics, marins i núvols. La seva mida està compresa entre 3 nm i 100 μ m. A la figura 2 es pot veure una representació gràfica de la població d'aerosols normalitzada en radi al quadrat en funció del seu radi en una escala logarítmica. D'aerosols antropogènics n'existeixen molts tipus. El que està representat a la figura 2 són els aerosols produïts per la combustió de material orgànic com ara restes d'arbusts.

La distribució dels aerosols en funció de la mida té un perfil multi-modal on cada màxim representa el mode de creació de l'aerosol. El mode de nucleació per aerosols entre 3 nm i 0.1 μ m, el mode d'acumulació per aerosols entre 0.1 μ m i 1 μ m i el mode gruixut per aerosols més grans que 1 μ m. A la figura 2 es pot veure la distribució multi-modal dels aerosols corresponent als dos modes de creació més grans. En el cas d'un IACT, el mode d'acumulació i gruixut són els més importants, ja que representen el rang de mida dels



Figura 2: Gràfica de la població d'aerosols en funció del radi. Apareixen tres funcions, cada una representa un tipus d'aerosol; desèrtic (blau), marí (vermell) i una classe d'antropogènic (negre) normalitzat sobre el seu màxim. Com es pot veure, cada tipus d'aerosol té un màxim en un cert radi, ja que totes les clases tenen un radi predominant. El mode de nucleació no està representat a aquesta gràfica. Figura provinent de [9].

aerosols en el qual la dispersió de la llum observada és més eficient. Per últim, la població d'aerosols varia molt ràpidament en funció del vent i de les condicions climàtiques.

La fórmula de Rayleigh només és aplicable quan les partícules són molt més petites que la longitud d'ona incident. A causa de que la mida dels aerosols no és molt més petita que la longitud d'ona incident (a vegades, fins i tot, del mateix ordre) no es pot utilitzar la teoria de Rayleigh sinó que s'utilitza la dispersió de Mie que és més complexa [10] i, a més, incompleta perquè tracta només partícules esfèriques. La dispersió de Mie no dóna una dependència de la secció eficaç en funció de la longitud d'ona del tipus de λ^{-4} , com és el cas de la dispersió de Rayleigh, sinó que dóna una dependència entre λ^0 i λ^{-2} , per a la majoria dels aerosols.

Dues magnituds físiques permeten avaluar els efectes dels aerosols en la propagació de la llum Txerenkov en l'atmosfera. La profunditat òptica dels aerosols en funció de l'altura, $\tau_a(h, \theta, \lambda)$, i l'espai de fase de la dispersió dels aerosols, $P_a(\zeta)$. El $P(\zeta)$ és una funció usada per descriure la distribució angular dels fotons dispersats en un xoc, usualment expresada com una densitat de probabilitat dins de l'angle sòlid. Quan s'integra en un cert angle, la funció de fase dóna la probabilitat de què el fotó dispersat surti dins d'aquest angle. En el cas d'un LIDAR tan sols ens interessa la $P_a(\zeta = 180^\circ)$, corresponent als fotons que tornen en direcció al LIDAR.

Els perfils de dependència vertical de la profunditat òptica a vegades són utilitzats per avaluar els aerosols a l'atmosfera. D'aquesta manera, es pot obtenir una mesura de la distribució de la mida i la concentració dels aerosols. Els aerosols principalment es troben a les capes baixes de l'atmosfera, concretament a la capa límit planetària, més coneguda com *Planetary Boundary Layer*, PBL. Aquesta té un gruix molt variable en el temps i l'espai. Usualment és d'1 km però pot variar de 100 m fins a 5 km. El perfil vertical de $\tau_a(h, \lambda)$ més comú és un augment aproximadament lineal a mesura que augmenta *h* per a baixes altures i a continuació un aplanament. Tot i així, una disminució expònencial del coeficient d'extinció amb l'altura també és possible. Per a avaluar l'extinció de la llum de Txerenkov d'una longitud d'ona específica pels aerosols a través d'un angle zenital θ podem usar la fórmula

$$\tau_{a}(h,\theta,\lambda) = (1/\cos\theta) \int_{h_{0}}^{h} \alpha_{a}(\lambda,h') dh' = (1/\cos\theta) \tau_{a}(h,\lambda_{0}) \left(\frac{\lambda}{\lambda_{0}}\right)^{-\delta} \quad , \tag{9}$$

on λ_0 és una longitud d'ona de referència pel mesurament de $\tau_a(h, \lambda_0)$, $\alpha_a(\lambda, h)$ és el coeficient d'Angström (*Angström exponent*, AE), que representa la dependència en la longitud d'ona de l'extinció de la llum. En el cas de l'extinció molecular, com està descrita per la dispersió de Rayleigh, el coeficient d'Angström és quatre.

El coeficient δ depèn de la distribució de grandària dels aerosols. Quan la mida dels aerosols s'aproxima a la de les molècules, δ tendeix a quatre, ja que domina el mode de nucleació. Quan la mida dels aerosols és gran, típicament de més d'un μ m, δ s'aproxima a zero perquè domina el mode de gruix. Usualment, $\delta \simeq 0$ és característic d'un medi desèrtic i la profunditat òptica és més o menys independent de la longitud d'ona incident. Així, l'exponent δ és una mesura indirecta del volum dels aerosols.

2.3 Extinció pels núvols

L'anàlisi de dades experimentals en l'atmosfera també requereix de correccions de la dispersió i absorció de la llum per les gotes d'aigua i cristalls de gel en els núvols. Comparat amb els aerosols de les capes baixes de l'atmosfera, les partícules que formen els núvols són més grans i produeixen atenuació en l'espectre visible i proper a l'infraroig i que és independent de la longitud d'ona. Aquesta s'anomena *grey extinction*, on el coeficinent d'Ångström és zero. Els núvols són altament variables en temps i trajectòria, es situen a la troposfera i poden arribar fins a 15 km d'altura. Depenent de l'altura es classifiquen com a baixos (fins a 2 km), mitjos (entre 2 km i 7 km) i alts (a partir de 7 km).



Figura 3: Núvol tipus Cirrus.

La majoria de núvols són baixos i òpticament gruixuts. Els cirrus, però, (figura 3) que representen la gran majoria de núvols alts són òpticament prims i a causa de la seva altura,

estan fets de cristalls de gel. Mentre els núvols gruixuts són fàcils de detectar i es poden tenir en compte en l'anàlisi de dades dels IACTs, els núvols prims com els cirrus són molt més difícils de reconèixer. Això pot afectar l'enregistrament de dades i provocar un desviament sistemàtic en l'anàlisi si no s'ha detectat la seva presència. També s'ha d'afegir que es mouen a altes velocitats i això dificulta l'anàlisi en temps real.

En el cas d'experiments com CTA, és crucial estimar la quantitat d'extinció de la llum a causa dels núvols perquè els núvols gruixuts atenuen dràsticament la quantitat de llum que arriba als telescopis i els núvols prims tallen una part de la llum.

3 Raman LIDAR

La paraula LIDAR és l'acrònim de *LIght Detection And Ranging*. Els sistemes LIDAR operen amb principis similars als del radar, *RAdio Detection And Ranging*, o sonar, *SOund Navigation And Ranging*. En el cas del LIDAR, un pols de llum és emès a l'atmosfera gràcies a un làser acoblat al sistema. La llum del feix es dispersa en totes les direccions a partir de partícules a l'atmosfera com poden ser molècules i aerosols. Una part de la llum es dispersa de nou cap al sistema LIDAR. Es diu que ha patit un fenòmen de retrodispersió (*backscattering*). Aquesta llum és recollida per un telescopi i enfocada sobre un fotodetector que mesura la quantitat de llum dispersada en funció del temps, és a dir, considerant que la velocitat de la llum és constant en el medi en podem extreure amb un petit càlcul la distància al LIDAR. La figura 4 és una fotografia del LIDAR ubicat a les instalacions dels telescopis MAGIC a l'illa de La Palma.



Figura 4: LIDAR instal·lat a La Palma pel Projecte MAGIC. Fotografia cortesia de Christian Fruck.

Els sistemes LIDAR senzills només són capaços de detectar llum dispersada elàsticament, és a dir, llum que retorna amb la mateixa longitud d'ona que ha estat emesa pel làser. Els sistemes Raman LIDAR són capaços de detectar, a més, llum dispersada inelàsticament per l'excitació de molècules de l'atmosfera com per exemple el N₂, O₂ o H₂O, el que s'anomena efecte Raman o dispersió Raman.

L'efecte Raman ens permet observar les vibracions moleculars per un procés de dispersió inelàstica. En aquest procés un fotó absorbit es torna a emetre amb una energia més baixa. En la dispersió Raman, la diferència d'energia entre l'excitació i els fotons dispersats correspon a l'energia requerida per excitar una molècula a un mode vibracional més alt [11]. La intensitat de llum recollida en el canal Raman sol ser molt més baixa que l'elàstica, típicament un factor 10^{-3} .

3.1 Tècnica Raman LIDAR

Similar a un LIDAR elàstic, el Raman LIDAR funciona mitjançant l'emissió de polsos de feixos làser de diferents longituds d'ona a l'atmosfera. Els gasos atmosfèrics, com ara nitrogen, oxigen i vapor d'aigua interactuen amb aquesta llum a través del procés de dispersió Raman. Per tant, a més de la llum elàsticament retrodispersada, les molècules en l'atmosfera també produeixen longituds d'ona produïdes per dispersions inelàstiques. El desplaçament de longitud d'ona és únic per a cada molècula, per exemple, el nitrogen crea un desplaçament per efecte Raman de 34 nm de longitud d'ona del feix llençat pel làser. Per tant, espècies gasoses atmosfèriques es poden distingir per aquesta tècnica. Un exemple es veu en la figura 5, on apareix una gràfica amb la comparació del coeficient de retrodispersió entre una dispersió de Rayleigh i tres línies Raman del gas Nitrogen, Oxigen i Aigua. El que interessa en les línies Raman de la gràfica és el punt representat per un cercle negre, ja que representa l'integral sobre tots els modes de vibració que han excitat la molècula. Per la dispersió elàstica interessa el punt més alt de la columna a 335 nm.



Figura 5: Gràfica que mostra el coeficient de retrodispersió en funció de la longitud d'ona. La gràfica mostra la dispersió elàstica i Raman per a tres components a l'atmosfera. El cercle negre representa la suma de tots els modes de vibració als que han estat excitades les molècules de N₂, O₂ i H₂O. La gràfica s'ha obtingut de [12].

Gràcies a la gràfica de la figura 5 es pot veure que de totes les línies Raman, la N_2 és la més intensa i, per tant, té el coeficient de retrodispersió i secció eficaç més elevada, com era

d'esperar vist que abunda més en l'aire. Per aquest motiu els Raman LIDAR acostumen a utilitzar el N₂ per a la línia Raman.

Ja que la secció eficaç Raman és proporcional a λ^{-4} , com en el cas de la dispersió elàstica, els Raman LIDARs utilitzen línies Raman amb longituds d'ona curtes per augmentar la senyal.

A causa de la limitada quantitat de llum rebuda de les línies Raman, els telescopis Raman LIDAR no poden utilitzar la mateixa instrumentació que els telescopis LIDAR elàstics. Els Raman LIDAR necessiten làsers més potents i miralls més grans que focalitzin la llum al sistema òptic. Per exemple, el LIDAR elàstic utilitzat a MAGIC té un mirall de 0.60 m de diàmetre; en canvi el Raman LIDAR per a CTA necessita un mirall de quasi 2 m de diàmetre. El làser del LIDAR de MAGIC és aproximadament tres ordres de magnitud menys potent.

Per últim, hi ha una altra gran diferència entre les dues estructures. La llum recollida en un LIDAR elàstic, abans de ser detectada pel fotomultiplicador, passa per un monocromador on hi ha una sèrie de lents on la llum és col·limada i la llum residual és absorbida. En els Raman LIDAR el monocromador passa a ser un policromador, on s'hi afegeixen lents dicroiques que separen del feix de llum les línies Raman de les línies elàstiques.

Pel que fa a l'anàlisi matemàtic de les dades, aquest se simplifica. Es defineix una equació LIDAR per cada línia del Raman LIDAR:

$$r^{2}P_{el}(r) = C_{1}N_{0}\left[\beta_{a}(r,\lambda) + \beta_{m}(r,\lambda)\right]\exp\left\{-2\int_{0}^{r}\alpha(r',\lambda)dr'\right\}$$

$$\ln\left(r^{2}P_{el}(r)\right) = \ln\left\{C_{1}N_{0}\left[\beta_{a}(r,\lambda) + \beta_{m}(r,\lambda)\right]\right\} - 2\int_{0}^{r}\alpha(r',\lambda)dr' \qquad (10)$$

$$r^{2}P_{Ra}(r) = C_{Ra}N_{0}n_{mol}(r)\sigma_{mol}\exp\left\{-\int_{0}^{r}\left[\alpha(r',\lambda) + \alpha(r',\lambda_{Ra})\right]dr'\right\}$$

$$\ln\left(r^{2}P_{Ra}(r)\right) = \ln\left[C_{Ra}N_{0}n_{mol}(r)\sigma_{mol}\right] - \int_{0}^{r}\alpha(r',\lambda)dr' - \int_{0}^{r}\alpha(r',\lambda_{Ra})dr' \qquad (11)$$

Per tant, tenim dues equacions LIDAR, per la línia elàstica (idèntica que l'equació 10 i la Raman 11).

On λ i λ_{Ra} són la longitud d'ona del làser i la longitud d'ona dispersada per efecte Raman, respectivament. C_1 i C_{Ra} són les constants de la línia elàstica i Raman, respectivament, que contenen la superfície efectiva del telescopi, l'eficiència de transmissió del tren òptic² i l'eficiència del detector a la línia elàstica i la línia Raman, respectivament. La σ_{mol} és la secció eficaç de les molècules que s'utilitza per la línia Raman i $n_{mol}(r)$ és la densitat molecular. Les variables $\alpha(r, \lambda)$ i $\alpha(r, \lambda_{Ra})$ són els coeficients d'extinció total per la longitud d'ona del làser i de la longitud d'ona de la línia Raman. Quan el desplaçament de la longitud d'ona produït per l'efecte Raman és petit, els coeficients d'atenuació de les línies elàstica i Raman són molt semblants i les equacions LIDAR se simplifiquen.

La figura 6 mostra un exemple del perfil d'intensitat del senyal de la línia elàstica i una línia Raman, concretament del N_2 , amb presència de núvols. Es pot veure l'atenuació de la intensitat del senyal Raman per presència d'un núvol, a causa de l'augment dels aerosols en aquella zona.

Gràcies a la senyal addicional es pot dur a terme una inversió entre les equacions 10 i 11 per obtenir el coeficient d'extinció aerosòlic de les dues línies:

$$\alpha_a(r,\lambda) + \alpha_a(r,\lambda_{Ra}) = \frac{d}{dr} \left\{ \ln\left[\frac{n_{mol}(r)}{r^2 P_{Ra}(r)}\right] \right\} - \alpha_m(r,\lambda) - \alpha_m(r,\lambda_{Ra})$$
(12)

²El tren òptic és el recorregut que ha de fer la llum a través de tot el muntatge òptic.



Figura 6: Gràfica que mostra el perfil d'intensitat de les dues línies d'un Raman LIDAR, elàstica i N_2 , amb presència de núvols. A la gràfica esi fa referència a la disminució d'intensitat de la línia Raman a l'altura del primer núvol. Figura treta de [16].

La inversió només és possible suposant que la quantitat de molècules de la línia Raman a tots els punts de l'atmosfera és constant. Assumint una dependència analítica entre $\alpha_a(r, \lambda)$ i $\alpha_a(r, \lambda_{Ra})$, és extreta una única solució de l'equació 12,

$$\alpha_{a}(r,\lambda) = \frac{\frac{d}{dr} \left\{ \ln \left[\frac{n_{mol}(r)}{r^{2} P_{Ra}(r)} \right] \right\} - \alpha_{m}(r,\lambda) - \alpha_{m}(r,\lambda_{Ra})}{1 + \left(\frac{\lambda}{\lambda_{Ra}} \right)^{\delta}} \quad .$$
(13)

Els coeficients d'extinció moleculars per les dues línies són fàcils de trobar amb la teoria de Rayleigh a partir del coeficient de retrodispersió, $\alpha_m = \frac{8\pi}{3}\beta_m$. L'ús de la tècnica Raman augmenta la precisió en el càlcul del coeficient d'extinció. Per la

L'ús de la tècnica Raman augmenta la precisió en el càlcul del coeficient d'extinció. Per la tècnica LIDAR és assolida una precisió de $\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = 10\%$; en canvi amb la tècnica Raman LIDAR la precisió és $\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = 2\%$.

Pel que fa el coeficient Ångström, δ , cal destacar que una estimació precisa requereix dades del LIDAR extremadament precises i preses amb, com a mínim, dues línes elàstiques. Aerosols o capes de núvols inhomogenis dins de la zona de mesura del LIDAR poden distorsionar significativament les dades i causar un valor erroni de δ . Suposant que l'atenuació aerosòlica té una dependència exponencial amb la constant d'Ångström i a partir de dos coeficients d'extinció en dues longituds d'ona, $\alpha_a(\lambda_1)$ i $\alpha_a(\lambda_2)$, la δ es pot escriure com:

$$\delta = \frac{\ln \alpha(\lambda_2) - \ln \alpha(\lambda_1)}{\ln \lambda_1 - \ln \lambda_2} \tag{14}$$

Per altra banda, la determinació d' $\alpha_a(r)$ no és molt sensible al valor precís de δ . D'aquesta forma, per a dur a terme una bona campanya de mesures en el rang de longituds d'ona

aplicables per CTA, és necessari que el Raman LIDAR sigui capaç de detectar dues línies elàstiques i com a mínim una línia Raman dintre d'aquest rang. Com es pot veure a les equacions 13 i 14, les dues depenen de δ i dels coeficients d'extinció, per tant és necessari un càlcul iteratiu per trobar les solucions amb la precisió tolerable.

4 UAB-IFAE Raman LIDAR

L'Institut de Física d'Altes Energies (IFAE) i la Unitat de Física de les Radiacions (UFR) del Departament de Física de la UAB col·laboren en el calibratge de l'atmosfera de l'observatori CTA a través d'un Raman LIDAR, l'eina més eficaç per aquesta tasca. S'ocupa del seu disseny, construcció, l'estudi i comprensió de l'adquisició de dades i l'acoblament a l'observatori CTA. Tota la informació sobre el disseny Raman LIDAR està detalladament escrita a [15, 13].

Parts importants , com ara els contenidors transportables i els telescopis, van ser incorporades de l'anterior experiment CLUE [14]. Fa uns anys va ser desmantellat, però en molts dels contenidors individuals encara existeix el telescopi en el seu interior. S'han comprat dos contenidors, un d'ells ja està al Roque de los Muchachos i es mantindrà allà, l'altre va ser portat al campus de la UAB. Aquest últim s'utilitza per construir un primer prototip d'un Raman LIDAR mentre que el primer serà una versió millorada del prototip.

Els IACTs estan dissenyats per a detectar raigs γ a través de les EAS que són produïdes fins a 15 o més kilòmetres d'alçada. Això implica la necessitat de saber la influència atmosfèrica a aquestes alçades,i per tant, la necessitat d'un LIDAR potent. També és important mencionar la influència de les capes d'aerosols, que es concentren per sota dels 2 km, per tant el LIDAR ha d'estar dissenyat per rebre informació a aquestes altures.

El LIDAR que serà instal·lat a CTA ha d'estar operatiu durant 30 anys i amb un manteniment mínim. Això, hauria de fer que no necessités més d'una reparació seriosa cada cinc anys i que estigués operatiu al cap de dos dies.

Pel que fa a l'òptica, es vol que l'UAB-IFAE Raman LIDAR treballi en quatre línies que cobreixin la sensibilitat òptica dels telescopis de CTA (entre 300 i 650 nm). Dues elàstiques (així servirà per determinar el coeficient d'Ångström) i dues línies Raman. Aquestes dues són les línies corresponents a la dispersió Raman a causa del N₂ de les línies elàstiques. Les línies amb què ha de ser capaç de treballar el Raman LIDAR són una elàstica de 532 nm amb la respectiva línia Raman de 607 nm i l'altre elàstica de 355 nm amb la respectiva línia Raman de 387 nm. L'UAB-IFAE Raman LIDAR ha d'estar dissenyat amb les característiques idònies per analitzar aquestes quatre línies.

Tot seguit en descriurem les parts del sistema:

4.1 El contenidor

El contenidor és la infraestructura que conté tot el sistema tant físic com electrònic del Raman LIDAR. Com el telescopi, el contenidor també és una peça reciclada de l'experiment CLUE. Té unes mides estàndard d'un container marítim, és a dir, $5.90 \times 2.35 \times 2.39$ m. El contenidor pesa 2.3 tones i tot el sistema de contenidor i telescopi pesa 3 tones. A la figura 7 es pot veure una fotografia del contenidor de l'experiment CLUE.

L'objectiu del contenidor és protegir contra pluja, pols i altres fenòmens mediambientals tota la instrumentació de l'interior. Per poder complir-ho, el contenidor es pot obrir per la meitat mitjançant dos motors hidràulics.

Un aspecte important de l'UAB-IFAE Raman LIDAR és el seu possible transport cap a altres zones. El contenidor CLUE té un mecanisme de bloqueig de les dues meitats mòbils per a facilitar el seu transport.



Figura 7: Contenidor del telescopi UAB-IFAE Raman LIDAR tancat i obert.

4.2 Telescopi: mirall principal i xassís

L'UAB-IFAE Raman LIDAR està equipat amb el mirall principal també provinent de l'experiment CLUE. El telescopi té un mirall esfèric de 1.8 m de diàmetre, una rugositat entre 2 i 3 nm amb una reflectivitat inicial del 95% en les longituds d'ona que ens interessa. Al mirall se li va perforar un forat al seu centre. La figura 8 és una fotografia del mirall esfèric.



Figura 8: Fotografia del mirall esfèric de l'UAB-IFAE Raman LIDAR per darrere on es pot observar el xassís sobre el qual està muntat.

Un aspecte important és el quocient f/D que indica l'augment de la imatge formada en el pla focal. Pel tipus d'experiment que va ser dissenyat el mirall no va necessitar cap augment en la imatge, per això té un f/D = 1, significa que la distància focal f també és de 1.8 m.

A causa de les aberracions pròpies d'un mirall, aquest no crea imatges perfectes sinó que les crea amb imprecisions. Per aquest mirall es va fer un experiment [3] per a comprovar la mida d'una font puntual, apuntant a l'estrella *Polaris* i mesurant quanta llum estava inclosa per diversos radis. Es va arribar a la conclusió que el 80% de la llum detectada estava continguda dins d'un 6 mm de diàmetre, el 90% estava continguda dins d'un 7 mm de diàmetre i per últim el 99.9% de la llum estava continguda dins d'un cercle de 8.8 mm de

diàmetre. [3]

Pel que fa a l'estructura del Raman LIDAR, el telescopi té un xassís que suporta el mirall esfèric, aguanta tot el sistema òptic al pla focal i proporciona moviment a tot el telescopi. El xassís està dissenyat per efectuar moviments en zenit i azimut. Afegit al xassís estan els pètals, aquests s'obren i es tanquen amb l'objectiu de protegir el mirall de la pols. Els pètals estan fets de poliestirè. Unida al xassís que aguanta el mirall, hi ha l'estructura que suporta el làser, anomenada braç del làser. A la figura **??** es pot veure una fotografia del xassís on hi ha indicat totes les parts i la figura **9** és una fotografia dels pètals.



Figura 9: Fotografia d'un pètal del telescopi UAB-IFAE Raman LIDAR.

4.3 El làser

El làser usat per l'UAB-IFAE Raman LIDAR és un làser Nd:YAG (*Neodymium Doped Yttrium Aluminium Garnet*) de l'empresa QUANTEL És un làser d'Òxid d'Itri i Alumini dopat amb Neodimi, un làser d'estat sòlid que utilitza com a medi actiu un cristall de granat d'Itri i Alumini (Y₃Al₅O₁₂).

El làser produeix llum polsant de 1064 nm, amb un ritme de repetició de 20 Hz i una potència de fins a 400 mJ per pols. El feix de llum té una durada de 5 ns i un angle d'obertura de 0.5 mrad.

Seguit al làser, hi ha dos generadors d'harmònics mitjançant dos mòduls compactes on hi ha un cristall no lineal i un conjunt desmuntable de miralls dicroics. Canviant la configuració de miralls dicroics és possible tenir diverses sortides de longitud d'ona, tal com dues sortides diferents o les tres longituds d'ona a través de la mateixa sortida. A la figura 10 hi ha un petit esquema de les possibles configuracions.

Els cristalls no lineals tenen un funcionament especial. Al primer cristall, per cada dos fotons de 1064 nm crea un foto de 532 nm i al segon cristall, per cada tres fotons de 1064 nm crea un fotó de 355 nm. En conclusió, el làser Nd:YAG té la capacitat d'emetre feixos en tres longituds d'ona diferents; 1064 nm, 532 nm i 355 nm. Cada harmònic presenta diferències de comportament en relació a l'energia i potència del feix. A la taula 1 estan representades les propietats de cada harmònic.

Per l'UAB-IFAE Raman LIDAR només interessen els harmònics de 532 nm i 355 nm.Per tal d'aconseguir només aquestes dues longituds d'ona, a la sortida del feix comú cal posar un *beam dump* que aturi els fotons amb longitud d'ona de 1064 nm.

A la zona posterior del braç del làser hi ha el que s'anomena taula XY. És una part important de tot el sistema del telescopi perquè proporciona moviment al làser, indispensable



Figura 10: Esquema de les tres configuracions d'emissió possibles del làser. La primera imatge representa les tres longituds d'ona sense mirall dicroic sortint per la mateixa sortida. La segona té un mirall dicroic que separa un feix i gràcies a un *beam dump* tapa l'altra sortida. La tercera és igual que la segona però sense el *beam dump*. Esquema tret de [13].

Paràmetres en funció de la λ								
λ (nm)	Energia/pols (mJ)	Potència (W)	Duració pols (ns)					
1064	400	4	5					
532	200	2	4					
355	100	1	4					

Taula 1: Paràmetres energètics i de potència en funció de la longitud d'ona del feix del làser Nd:YAG.

a l'hora d'alinear el telescopi. Per a subministrar el moviment en els eixos X i Y, dos motors de corrent continu estan associats a un cargol per motor i un motor per grau de llibertat.

Els motors són del model Faulhaber 3863H024C. Units a ells hi ha una reductora 111:1 per millorar la resolució. Els dos components es mouen solidaris a un cargol d'1 cm per revolució controlat per un codificador d'eix d'una precisió de 25 μ m corresponent aproximadament a 30 μ rad en la precisió amb la qual es controla el moviment angular del feix del làser. Per a fixar la posició inicial de la taula XY s'utilitzen dos interruptors de final de carrera. La taula XY està connectada via *ethernet* amb un ordinador central per controlar tot el moviment. A la figura **??** es pot veure una fotografia del làser, també apareix el braç del làser on hi ha indicat totes les parts.

4.4 Sistema òptic

L'esquema que es presenta en la figura 11 representa el nostre sistema. El làser emet polsos de llum que es redirigeixen amb uns miralls dicroics a l'eix òptic del telescopi. En retornar aquesta senyal des de l'atmosfera, la llum és recollida pel mirall principal i focalitzada en l'entrada d'una guia líquida que transporta aquesta llum a un policromador. L'eficiència de reflexió focalitzada del mirall era del 90% al principi i s'ha degradat a un 64% per raons de deposició de pols [3]. Cal apuntar que previ a la meva incorporació en comptes d'un policromador, el sistema comptava amb un monocromador per a la selecció de la longitud d'ona que ens interessa analitzar per fer unes primeres proves. Mentre, s'ha disenyat, construït i caracteritzat el policromador actual. El policromador separa la llum recollida en quatre lon-

gituds d'ona (355 nm, 387 nm, 532 nm i 607 nm), les enfoca en quatre fotomultiplicadors, o *PhotoMultiplier Tubes* (PMT), que converteixen aquesta senyal en elèctrica i l'amplifiquen. Finalment és altra vegada amplificada, processada digitalment i gravada al disc dur per un sistema d'adquisició de dades (DAQ) que prové, en el nostre cas, de l'empresa LICEL ³.



Figura 11: Esquema del nostre sistema LIDAR.

Les caracterítiques del sistema òptic per al nostre LIDAR responen a les esmentades en la Taula 2.

4.5 Readout - LICEL

El LICEL és un sistema que analitza l'informació captada pels PMTs. Aquest treballa en dos règims segons la intensitat de la senyal: quan la senyal és molt més gran que l'equivalent d'un foto-electró en una escletxa de temps, llavors treballa en mode analògic i mesura la càrrega recollida en aquest temps. En canvi, si la càrrega és menor que aquest mínim opera en mode de comptatge de foto-electrons individuals. Per fer això s'utilitza un llindar que s'ha d'establir a l'inici. El calibratge del règim analògic respecte del del règim digital el fa el LICEL de manera interna calculant la càrrega mitjana sota els polsos dels foto-electrons individuals. També s'ha de calibrar el temps de la sortida del pols del sistema.

El LICEL ajunta un número predefinit de perfils n'escriu la suma d'aquests en un mateix fitxer.

³www.licel.com

Emissor							
Làser	Tipus	Nd:YAG					
	Longitud d'ona emesa	355 nm i 532 nm					
	Energia del pols	60 mJ					
	Repetició	20 Hz					
	Duració	5 ns					
	Cintura del feix (Diàmetre)	6 mm					
Receptor							
Telescopi	Disposició	1-mirall parabòlic					
	Diàmetre del mirall	1.8 m					
	Longitud focal	1.8 m					
	F-number	1					
	Diàmetre de l'ombra	0.08 m					
Guia líquida	Eficiència de la conexió (al telescopi)	0.9					
	Diàmetre de l'area efectiva	8 mm					
	Apertura numèrica	0.59 (34 degree half angle)					
	Transmissivitat	més de 0.7 (en UV)					
Detectors de fotons	Tipus	PMT					
	Diàmetre de l'àrea efectiva	22 mm					

Taula 2: Característiques tècniques del LIDAR



Figura 12: Exemple de de dades processades amb el LICEL (esquerra) i el dispositiu LICEL en el sistema de processat.

5 Caracterització del Policromador

El mòdul que rep la llum recollida pel telescopi és el policromador, que s'ha dissenyat exclusivament per al nostre sistema.

S'ha dissenyat el policromador de tal manera que la llum emesa per la fibra (LLG) és recollida i colimada per lents; a partir d'aquí les diferents longituds d'ona se separen successivament utilitzant miralls dicroics (*Dichroic Mirror*, DM) i, al final, el feix és focalitzat en el PMT passant a través d'un filtre de banda estreta per acabar seleccionant la longitud d'ona final. Aquest disseny té en compte quatre canals de lectura: dos per les retrodispersades elàstiques a 355 i 532 nm, i dues longituds provenint de la dispersió Raman del Nitrogen a 387 i 607 nm.

Com que algunes d'aquestes longituds d'ona estan en la regió de l'UV, les lents han de

ser transparents a aquesta radiació. El vidre de BK7 és una bona elecció, mentre que el vidre flint utilitzat normalment en dissenys de doblets acromàtics no el podriem utilitzar a causa de la seva transmissió pobre en el rang de l'UV.

La disposició escollida per al disseny (il·lustrat en la figura 13) recull la llum provenint del telescopi i la transporta per la guia líquida. Aquesta és emesa a la sortida amb un angle d'obertura de 70° i recollida per un primer parell de lents (LC, *Lens Couple*). Tenint per norma la simplicitat, totes les lents del sistema són plano-convexes i idèntiques, amb una longitud focal de 150 mm i un diàmetre de 100 mm. Després de la col·limació pel sistema LC, la llum se separa en les seves diferents components a través dels DM. Un mirall dicroic reflecteix per sota d'una certa longitud d'ona i transmet més enllà d'aquesta, per tant, els tres recorreguts de la figura 13 no són idèntics. Amb 3 DMs, les 4 longituds d'ona estaran completament separades. Després d'això, en cada canal, una segona LC, idèntica a la primera, focalitza el feix cap al detector de fotons, amb l'ús addicional d'un filtre d'interferència (IF, *Interference Filter*) per a una selecció específica de la longitud d'ona.



Figura 13: Esquema del policromador. Amb l'ajuda del programa Zemax aquest esquema desglosa com es distribueixen les diferents longituds dins els sistema. [13]

S'ha d'anar en compte amb la definició de la longitud d'ona de tall pels DM i els IF, ja que la llum incideix sobre ells en angles diferents, a causa de la dimensió transversal del feix de llum. Els IF de transmissió estan pensats per tal de tallar llum intrusiva no desitjada que pot venir de l'exterior i a causa de la reflexió i difusió interna de l'instrument, sobretot tenint en compte que la llum Raman és més de tres ordres de magnitud més feble que l'elàstica.

En la part dreta de la figura 14 l'empremta en la superfície del detector de 5 punts de prova, un en el centre i quatre en les vores en l'entrada de la fibra òptica, s'expressen conjuntament en un cercle de 22 mm d'àrea activa dels detectors PMT. En la part esquerra de la figura 14 es mostra la imatge de la fracció d'energia calculada per a un objecte circular de 8 mm de diàmetre, tal com la fibra indicada. L'energia total emesa per la fibra és col·limada i focalitzada en l'àrea dels PMTs.



Figura 14: Dreta) diagrama de l'emprempta. Esquerra) diagrama de l'energia captada per l'area activa en els PMT.

5.1 Caracterització del policromador en el laboratori

Per tal de caracteritzar el policromador hem analitzat la llum sortint de cadascuna de les sortides després d'il·luminar l'entrada amb un espectre conegut. Hem utilitzat la sala fosca del taller de mecànica de l'IFAE. Sobre la taula òptica es disposa un muntatge com el mostrat en la figura15.



Figura 15: Esquema de la distribució del laboratori.

La làmpada de xenó proporciona un espectre conegut i amb certa amplitud per a les longituds d'ona que ens interessen (veure figura 16). Això ens permetrà comparar la intensitat d'aquesta abans i després de passar pel policromador. La llum de la làmpada és col·limada cap a la resta del dispositiu. Per analitzar l'espectre utilitzarem un monocromador, que ens separa la llum en bandes d'un nanòmetre d'amplada i un PIN diode que ens mesura la intensitat de la llum en aquesta banda (la incertesa amb que està calibrada l'escala absoluta d'aquest monocromador és de 2 nm). Per evitar suprimir difraccions de segon ordre (armònics) sortint del monocromador hem col·locat una serie de filtres (FW, *filter wheel*) de banda ampla. Per a eliminar l'efecte de la llum de fons s'han intercalat les mesures amb obertura oberta i tancada mitjançant un obturador. Tota aquesta instrumentació està controlada a través d'un programa de *LabView* fet per un enginyer de l'IFAE i els resultats són analitzats per mi amb el programa *MATLAB*.

En primera instància hem analitzat l'espectre de llum que ens ofereix la font de Xenó. Ara ens podem fer una idea de la magnitud de les dades a tractar.



Figura 16: Espectre près amb la làmpada de Xenó. En l'eix X és en nanòmetres i en l'eix Y és en A.

Com podem veure en la figura 16 els valors considerats: 355 nm, 387 nm, 532 nm i 607 nm tenen un valor de $1.8 \cdot 10^{-10}$ A, $6.7 \cdot 10^{-10}$ A, $2.6 \cdot 10^{-9}$ A i $4.0 \cdot 10^{-9}$ A, respectivament.



Figura 17: Perfil de banda en la sortida de 355nm.

Com podem observar en la figura 17, el màxim es situa a 352 nm i no pas a 355 nm com esperàvem. Això pot ser degut a un petit desajustament del monocromador. La intensitat en aquesta longitud d'ona és de $1.5 \cdot 10^{-11}$ A.



Figura 18: Perfil de banda en la sortida de 387nm.

En la figura 18, el màxim està lleugerament desplaçat a 386 nm amb una intensitat de $1.1 \cdot 10^{-10}$ A.



Figura 19: Perfil de banda en la sortida de 532nm.

En el cas de la sortida de 532 nm, figura 19, és on tenim el màxim més desplaçat de tots els casos, a 528 nm i amb una intensitat de $1.2 \cdot 10^{-9}$ A.



Figura 20: Perfil de banda en la sortida de 607nm.

En últim lloc, per a la sortida a 607 nm, el màxim es situa a 609 nm i s'observa amb una intensitat de $8.5 \cdot 10^{-10}$ A (vegi's Figura 20).



Figura 21: Perfil de banda combinada on s'aprecia la magnitud relativa entre màxims.

Finalment, si representem totes les sotides en un mateix gàfic, Figura 21, ens adonem de la magnitut d'aquests màxims respecte a ells mateixos. Es pot apreciar l'atenuació de les sortides 355 nm i 387 nm, especialment.



Figura 22: Perfil de banda logarítmica combinada.

En representar els resultats anteriors en escala logarítmica es pot apreciar que les intensitats de les sortides 355 nm i 387 nm són perceptibles per sobre d'interferències corresponents a altres senyals captades pel LIDAR.

Amb els valors del perfil del Xenó i els valors en els màxims d'intensitat en cadascuna de les sortides del policromador podem calcular fàcilment la funció de transferència (FT) d'aquest sistema. La FT d'un sistema en el domini r és la relació de la funció d'entrada i la sortida.

Funció de transferència									
λ (nm)	Valor en Xe (A)	A través del policromador (A)	FT	%					
355(352)	$1.8 \cdot 10^{-10}$	$1.5 \cdot 10^{-11}$	0.08	8.16					
387(386)	$6.7 \cdot 10^{-10}$	$1.1 \cdot 10^{-10}$	0.16	16.14					
532(528)	$2.6 \cdot 10^{-9}$	$1.2 \cdot 10^{-9}$	0.46	45.95					
607(609)	$4.0 \cdot 10^{-9}$	$8.5 \cdot 10^{-10}$	0.21	21.25					

Taula 3: Funció de transferència de cada línea del policromador en comparació amb el seu valor de Xe.

Els resultats obtinguts en la Taula 3 son molt positius en el cas de les sortides corresponents a 532 nm i 607 nm, però menys del què esperàvem per a la sortida de 355 nm.

6 Near Range

Amb la configuració actual del telescopi existeix un rang en què el LIDAR és cec, per sota dels 200 m, i un altre rang on necessita un calibratge de la funció de solapament entre 200 m i 400 m. Una solució habitual consistiria en col·locar una lent reductora (Shapley lens) davant de l'entrada de la fibra òptica per tal d'aconseguir una tolerància més gran en la distància focal que aconsegueix concentrar la llum provinent del mirall principal en l'area d'entrada a la fibra òptica com es veu en la figura 23. Aquesta seria una solució estàndard empleada sobretot en LIDARs del tipus Cassegrain. No obstant això, una lent reductora sempre fa més gran els angles d'incidència en la fibra i el nostre sistema ja està molt proper al límit.



Figura 23: Comparació del rang del factor de solapament (*Range of OVerlap Factor*, R_{ovf}) entre un sistema utilitzant una lent reductora i un que no [18].

En canvi, hem pensat d'afegir al sistema un nou canal d'adquisició de dades dissenyat especialment per a les distàncies curtes. Aquesta també és una estratègia estandard en sistemes LIDAR avançats com es veu en la Figura 24. En el nostre cas hem estudiat utilitzar una lent i una fibra òptica que s'afegiria al costat del segon mirall dicroic i un sistema de recollida de la llum i lectura a part. Aquest sistema l'anomenarem *Near Range*. El disseny d'aquest sistema ha estat una tasca clau d'aquest treball de Fi de Grau.

6.1 Disseny

Per a la construcció d'aquest sistema hem de tenir en compte les característiques òptiques de cadascun dels seus components, per tal de minimitzar les perdues de llum en tot el seu recorregut dins el sistema i, al mateix temps, voliem dissenyar un sistema senzill, tant en tamany com en cost. I, ja que la intensitat de la llum retrodispersada és suficientment gran, no cal treballar amb grans òptiques ni dispositius molt sofisticats.

El nostre punt de partida és una guia líquida o una fibra òptica, que permet processar llum amb un angle d'incidència màxim de $\theta_{max} = 15^{\circ}$ en el cas d'una LLG o de 12.7° en el cas d'una fibra òptica normal. D'aquests n'existeixen amb un diàmetre màxim de 1 mm (els anomenats de tipus *POF*, *Polymer Optical Fiber*). Davant d'aquesta col·locarem una lent o un mirall que ens enfoqui la llum retrodispersada per l'atmosfera cap a l'entrada de la guia sense excedir l'angle màxim.



Figura 24: L'ús de sistemes del tipus com aquest proposat en aquest apartat ja és utillitzat en diverses ocasions com, per exemple, el Astronomical Lidar for Extinction (ALE) a l'observatori del campus a la universitat de New Mexico, UNMCO [17].



Figura 25: Esquema de la col·limació a la guia.

L'angle màxim permès per la fibra (o guia) ens dóna una condició sobre l'apertura numérica (NA) al costat de l'imatge, és a dir:

$$NA = n_{aire} \cdot \sin \theta_{max} > n_{aire} \frac{D}{2f} \quad , \tag{15}$$

on *D* és l'apertura (*clear aperture*) de la lent, i *f* la seva distància focal. Assumirem a partir d'ara que $n_{aire} = 1,00$ i obtenim una condició per la relació focal (*f-number* de la lent o del mirall):

$$f/D > \frac{1}{2 \cdot \sin \theta_{max}} \quad . \tag{16}$$

Ara aplicarem la fòrmula de les lents primes per a relacionar el tamany del feix del làser (l'objecte) amb la seva imatge projectada per la lent:

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s''} = \frac{1}{f} \quad . \tag{17}$$



Figura 26:

La distància de la lent a l'entrada de la fibra òptica es denomina s'' (veure Figura 26), mentre la distància d'un punt de retrodispersió de la lent al làser és s. A més, anomenem amb h l'amplària del feix del làser a la distància s, i h'' el seu tamany projectat sobre l'entrada de la fibra.

Juntament a la fórmula de la magnificació:

$$M = \frac{h''}{h} = \frac{s''}{s} \quad , \tag{18}$$

podem deduïr que el tamany de la imatge no depèn de la distància entre la lent i el sensor (o entrada a la fibra), perquè el tamany del feix h creix, en primera aproximació, linealment amb la distància s, com es veurà més endavant.



Figura 27: Disseny aproximat d'un LIDAR comú. Extret de Roberts i Gimmestad [7].

La figura 27 introdueix les variables més importants pel nostre cas, com es troben en la literatura (p.ex. [7, 6]). Definim dues distàncies: S_{min} i S_{max} com l'alçada on comença a produir-se el solapament entre el feix del làser i el camp de visió del receptor i l'alçada on el solapament és complet.

$$S_{min} = \frac{2d - d_t - d_r}{\theta_r - 2\alpha + \theta_t} \tag{19}$$

$$S_{max} = \frac{2d + d_t - d_r}{\theta_r - 2\alpha - \theta_t}$$
(20)

Aquí *d* és la separació entre els centres del transmissor i el receptor; d_t és el diàmetre del feix del transmissor a la sortida; d_r és el diàmetre d'obertura del receptor; θ_r és el camp de visió del receptor; θ_t és la divergència del transmissor; α és l'angle entre els eixos òptics del transmissor i el receptor, en el nostre cas suposem sempre sistemes alineats, llavors $\alpha = 0$.

Com el làser s'aproxima molt a un làser ideal (amb una divergència de0.5 mrad), es pot usar l'equació dels feixos Gaussians per a obtenir una relació dels paràmetres al costat de l'objecte:

$$h = \tan \theta_t \cdot s \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{2h_0}{\tan \theta_t \cdot s}\right)^2}$$

$$\approx \tan \theta_t \cdot s \cdot \left(1 + \frac{2h_0^2}{(\tan \theta_t \cdot s)^2}\right) = \tan \theta_s \cdot s + \frac{2h_0^2}{\tan \theta_t \cdot s} , \qquad (21)$$

on $h_0 \approx 3$ mm seria el radi del feix a la sortida del làser i la segona equació correspon al cas per a distàncies llunyanes $s \gg 2h_0/\tan\theta_t \simeq 12$ m.

Inserint l'equació 21 a l'equació de magnificació (Eq. 18), obtenim:

$$\frac{s''}{s} = \frac{h''}{h} = \frac{h''}{\tan\theta_s \cdot s + \frac{2h_0^2}{\tan\theta_s \cdot s}} =$$
(22)

$$\longrightarrow h'' = s'' \cdot \left(\tan \theta_t + \frac{2h_0^2}{\tan \theta_t s^2} \right) = 5 \cdot 10^{-4} \cdot \left(1 + \frac{9 \cdot 10^{-6} m^2}{s^2} \right) \cdot s''$$
(23)

L'equació 23 vol dir que a partir de distàncies on $s \gg h_0 \cdot \sqrt{2/\tan \theta_t}$, el tamany de la imatge ja no depèn de la distància a l'objecte.

Ara volem que $h'' < h_{fibra}$ (4 mm) (< 0.5 mm en cas d'un POF) i obtenim un límit superior per a la distància entre la lent (o el mirall) i la fibra:

$$s'' \lesssim \frac{h_{fibra}}{5 \cdot 10^{-4} + \frac{9 \cdot 10^{-6} \text{m}^2}{s^2}} \simeq \begin{cases} 1 \text{ m} & \text{POF} \\ 8 \text{ m} & \text{LLG} \end{cases}$$
 (24)

una condició que es compleix fàcilment, ja a partir de poc menys d'un metre de distància (8 metres en cas d'un POF).

A través de l'equació de lents fines (vegi's per exemple en [4]):

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{s} + \frac{1}{s''}$$
(25)

podem obtenir una relació de distància focal respecte a la distància de l'imatge a la lent, ja que:

$$s \gg s''$$
 (26)

$$f \approx s''$$
 (27)

Això vol dir que podem col·locar l'entrada de la fibra òptica sempre a la distància focal de la lent o el mirall.

Finalment, no podrem col·locar el nou sistema exactament en el feix del làser si no a una certa distància horizontal d d'aquest. Aquesta distància està limitada per la condició que la imatge del feix es vegi completa en el detector. Fins i tot a distàncies curtes, és a dir, que

el feix complert entri en el camp de visió del sistema lent-guía de llum. Usarem una altra vegada la relació de Biavati et al. [6] per a obtenir:

$$S_{\max} > \frac{2 \cdot (D + d_{seg} + h_0 - h_{fibra})}{2h_{fibra}/f - \theta_t} \quad , \tag{28}$$

$$\approx \frac{8 \cdot 10^{-3} + 1.1 \cdot f(m)}{8 \cdot 10^{-3} / f(m) - 0.5 \cdot 10^{-3}} \quad \text{per LLG}$$
(29)

$$\approx \frac{1.5 \cdot 10^{-2} + 1.7 \cdot f(m)}{1 \cdot 10^{-3} / f(m) - 0.5 \cdot 10^{-3}} \quad \text{per fibra optica}$$
(30)

on $D \gtrsim 1.1 \cdot CA$ ($D \gtrsim 1.9 \cdot CA$ per sistemes POF) és el diàmetre físic de la lent, i $d_{seg} \approx 5$ mm és una distància adicional de seguretat entre el feix del làser i l'extrem de la lent, i on he utilitzat la relació 16.

Si la distància focal és de 10 cm, el retorn del làser es podría observar llavors completament a partir de 1.5 m en la guia líquida o 20 m per a la fibra òptica.

Amb un sistema de f = 1 cm, distàncies de menys d'un metre (0.02 m i 0.3 m respectivament) ja entrarien completament en el camp de visió d'ambdós el LLG i la fibra.

Finalment, volem evitar que massa llum de fons entri al sistema de detecció, i limitar el camp de visió a menys de dos graus, llavors:

$$h''/f < 2^{\circ} \cdot \frac{\pi}{180} \to f > 0.17 \text{ m} \text{ per LLG}$$
 (31)

$$< 2^{\circ} \cdot \frac{\pi}{180} \rightarrow f > 0.03 \text{ m}$$
 per fibra optica (32)

Pel cas de la fibra òptica, podem triar entre un sistema amb f = 25 mm, o f = 40 mm. Això ens donaria un $s_{max} = 3$ m o $s_{max} = 7$ m, respectivament.

No obstant això, no tindria molt sentit utilitzar una lent molt més petita que la guía líquida. I ja enfocant-nos a una solució que passa per descartar una LLG (per una qüestió econòmica i uns resultats teòrics de la POF molt més que acceptables), una possible solució per a una fibra òptica podria ser el següent:

Hem anat veient que per una POF l'angle màxim d'acceptació és $\theta_{max} = 12.7^{\circ}$. Per tant, per calcular el diàmetre que hauria de tenir la lent es pot calcular com CA més el diàmetre propi de la fibra:

$$D_R = CA + D_{POF} \leq 2 \cdot NA + D_{POF} = 2 \cdot f \cdot \sin(\theta_{max}) + D_{POF}$$
(33)

$$\leq 2 \cdot 0.04 \cdot \sin(12.7^{\circ}) + 0.001 = 0.018 \text{ m}$$
 (34)

6.2 Sistema òptic escollit

Finalment, amb el sistema que hem escollit hem trobat els elements que el composen en el fabricant alemany *THORLABS*. En particular un col·limador RC12SMA-F01 [19] que permet una obertura de 22 mm. En particular la forma d'aquest element és un col·limador en angle recte on un mirall parabòlic actua de lent conduïnt els feixs paral·lels incidents en un punt molt més petit. Per a subjectar el col·limador sols una montura estàndard KM100T [20] de la mateixa casa i una fibra òptica FT1500UM [21] de 1.5 mm que ens han construït a mida amb un recobriment per evitar els efectes dels raigs UV, ja que aquest sistema estarà exposat continuament a aquestes radiacions al capdamunt de l'bservatori del Roque de Los



Figura 28: a) Colimador RC12SMA-F01 b) Montura KM100T i c) Fibra òpitca de 1.5mm FT1500UMT de *THORLABS*.

Muchachos. També s'ha acoblat una connexió del tipus SMA per tal de poder-la ensamblar amb el monocromador que analitzarà la senyal d'aquest sistema.

La suggerència d'un col·limador ha sigut per part d'*atenció i suport al client* de *THOR-LABS*, ja que reduiria el nombre de parts i, substancialment, el pressupost. El sistema ha costat uns 2000 EUR i es troba en fase de ser instal·lat i testat per part de l'equip de l'UAB-IFAE Raman LIDAR.

7 Conclusions

En aquest treball he analitzat dues parts del futur IFAE/UAB Raman LIDAR: el seu policromador i una possible extensió del rang del LIDAR per a millorar la seva sensibilitat a les alçades baixes de l'atmosfera (l'anomentat sistema *Near Range*). Per tal d'arribar a això he fet un estudi de la funció de transferència que el policromador ens ofereix i així valorar la seva qualitat. I per al Near Range he dissenyat un sistema de recol·lecció paral·lel a l'existent i encarat a resoldre les alçades petites.

La caracterització del policromador ens ha aportat uns valors per a la funció de transferència (en anglès Transfer Function, TF) que fins ara sols eren estimats. Els valors de la TF per a la línia elàstica de 532 nm i la seva corresponent línia Raman de 607 nm son de 0.46 i 0.21 les quals es consideren força acceptables. D'altra banda la línia elàstica de 355 nm i la seva corresponent línia Raman de 387 nm resulten de 0.08 i 0.16 i s'han de considerar pobres, però tot i així encara es poden distingir dels valors de fons que puguin deixar les altres senyals captades pel LIDAR. Alhora s'ha observat un lleuger desplaçament de fins a 4 nm dels màxims respecte del valor esperat, però es poden atribuir a una descalibratge del monocromador durant l'ús que se'n va fer durant les sessions de laboratori.

En la part del Near Range s'ha vist com amb unes poques equacions s'ha pogut definir un sistema capaç de captar la llum retrodispersada per l'atmosfera en alçades petites i molt petites (molt per sota els 400 m). Hem trobat un sistema viable que consisteix en un col·limador de 22 mm d'obertura i una fibra òptica d'1.5 mm de diàmetre (i 6 m de longitud) que ampliaria el rang accessible del LIDAR a alçades començant a 7 m i costarà uns 2000 EUR. Ha sigut lleugerament diferent al sistema consistent en una lent situada davant la fibra per col·limar la llum. Esperem que en els propers mesos sigui testat i verificat. Aquest sistema deixa prou marge per treballar fins i tot amb un feix de major dimensió.

Referències

- [1] http://www.cta-observatory.org
- [2] Acharya, B. S. et al., Introducing the CTA concept, Astroparticle Physics 43, 3-18 (2013)
- [3] López-Oramas, A., Multi-year Campaign of the Gamma-Ray Binary LS I +61° 303 and Search for VHE Emission from Gamma-Ray Binary Candidates with the MAGIC Telescopes, tesi doctoral, Universitat Autònoma de Barcelona, 2014.
- [4] Melles Griot, Fundamentals of Optics, capítol 1.3, 2014, http://de.slideshare.net/ Beatazor/fundamental-optics
- [5] Font Pladevall, E., *Alineament de l'UAB-IFAE Raman LIDAR*, treball de fí de grau, Universitat Autònoma de Barcelona, 2014.
- [6] Biavati, G., Di Donfrancesco, G., Cairo, F., Feist, D. G., *Correction scheme for close-range lidar returns*, Applied Optics 50 (2011), 5872–5882.
- [7] D. W. Roberts and G. G. Gimmestad, *Optimizing lidar dynamic range by engineering the crossover region*, Proc. SPIE 4723, 120–129 (2002).
- [8] A. Bucholtz, Applied Optics vol. 34 pag. 2765–2773 (1995).
- [9] O. Dubovik et al., *Application of spheroid models to account for aerosol particle nonsphericity in remote sensing of desert dust*, Journal of Geophysical Researche vol. 111 D11208.
- [10] G. Mie, Annals of Physics vol. 330 pag. 377–445 (1908).
- [11] C. V. Raman: The Raman Effect, American Chemical Society (2012).
- [12] Ulla Wandinger, Lidar Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere Capítol 9: Raman LIDAR, Claus Weitkamp Editor: Springer Science New York (2005).
- [13] O. Abril, O. Blanch, J. Boix, V. Da Deppo, M. Doro, L. Font, A. López, M. Gaug, M. Martínez, Technical Design of a Raman LIDAR for Atmospheric Calibration for the Cherenkov Telescope Array (2014)
- [14] D. Alexandreas et al., Status report of clue, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 360 pag. 385–389 (1995)
- [15] M. Doro et. al., Atmospheric Calibration for CTA, CTA internal doc COM-CCF/130311 (2014) and procs. of the 33rd ICRC, Rio de Janeiro (Brazil) arXiv:1307.3406
- [16] A. Kovalev, Vladimir, Elastic Lidar. Theory, Practice, and Alalysis Methods, New Jersey (2004).
- [17] John T. McGraw et. al., *Ground-based observatory operations optimized and enhanced by direct atmospheric measurements*, SPIE (2014).
- [18] D. Kumar Concept Design, Analysis, and Integration of the New U.P.C. Multispectral Lidar System, Barcelona (2012).
- [19] https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=RC12SMA-F01
- [20] https://www.thorlabs.de/thorproduct.cfm?partnumber=KM100T
- [21] https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=FT1500UMT