

Studiare le Atmosfere dei corpi del Sistema Solare

Daniele Gasparri

Il passo successivo e molto importante, dopo aver avuto un quadro generale delle orbite e delle principali proprietà fisiche dei corpi del sistema solare, è cominciare a studiare più a fondo le proprietà e caratteristiche dei singoli corpi celesti, quale composizione chimica e l'eventuale presenza di un'atmosfera.

Lo studio atmosferico è senza dubbio il naturale passo in avanti da effettuare nello studio e conoscenza dei corpi del sistema solare; basta infatti un modesto telescopio da puntare verso i pianeti più luminosi per rendersi conto che stiamo osservando non una superficie solida, come accade per la luna, ma un involucro gassoso, che in alcuni casi copre completamente la superficie rocciosa, o che in realtà è il costituente principale del pianeta.

Puntando il telescopio scopriamo quindi che la maggior parte dei pianeti possiede un'atmosfera; da analisi più attente siamo in grado di distinguere molte ed importanti differenze: Venere praticamente non mostra dettagli in luce visibile, mentre in UV mostra chiaramente giganti nubi che coprono totalmente la sua superficie; la luna ne sembra priva, tanto che siamo in grado di vedere senza problemi anche crateri e catene montuose piuttosto piccoli; Marte invece sembra simile alla Terra: esso mostra, oltre ai dettagli superficiali, nubi di colore azzurro in rapida evoluzione e a volte anche dei grandi cicloni o imponenti eventi che nascondono totalmente per mesi i suoi dettagli superficiali.

Andando oltre, notiamo un rapido cambiamento nelle atmosfere; i pianeti giganti infatti sono enormi involucri composti quasi esclusivamente di gas; in questo caso non è un errore immaginare un'enorme atmosfera spessa quasi quanto il raggio planetario: la parte superficiale, soprattutto per quanto riguarda Giove, mostra un'attività eccezionale; vortici enormi che ruotano a velocità elevatissime, bande equatoriali di diverso colore in rapida mutazione; nuove piccole tempeste che appaiono, scompaiono o si fondono insieme, magari cambiando colore. I pianeti più lontani dal Sole come Saturno, Urano e Nettuno, nonostante simili per composizione e forma a Giove, non mostrano altrettanta vivacità atmosferica. Dall'altra parte del sistema solare, il piccolo Mercurio sembra molto simile alla nostra Luna: non si osservano nubi, ma solamente dettagli superficiali (crateri e catene montuose). Cosa possiamo dire invece degli altri corpi del sistema solare, di cui non possiamo osservare direttamente il disco? Possiedono anche loro un'atmosfera? E se sì, perché? Perché Mercurio e la Luna sembrano non averne? Perché Venere, pur essendo molto simile per forma dimensione e massa alla Terra, mostra un'atmosfera molto diversa da essa? Come capire le proprietà, l'eventuale presenza, spessore e composizione chimica delle atmosfere planetarie? In queste pagine cercherò di dare alcune risposte o anche semplici indizi; se la trattazione fisica passa attraverso idee semplici da capire, la completa giustificazione matematica dei passaggi richiede qualche conoscenza di base. Siccome in giro esistono molti libri specializzati in termodinamica e teoria cinetica de gas, rimando a questi per una completa ed approfondita trattazione.

Noi invece, cominciamo da alcuni dati osservativi che saltano agli occhi:

- alcuni corpi celesti hanno un'atmosfera e altri no
- i pianeti più interni: Mercurio, Venere, Terra e Marte appaiono molto diversi da quelli esterni, composti prevalentemente da gas
- alcune atmosfere mostrano attività e colori molto diversi gli uni dagli altri. Marte mostra nubi bianco-azzurre simili a quelle terrestri, mentre Venere mostra spesse nubi color giallo.

Urano e Nettuno appaiono nettamente azzurro-verdi, mentre Giove mostra colorazioni molto diverse; dal bianco candido al rosso-arancio.

Anche il nostro Sole e tutte le altre stelle possiedono un'atmosfera, ma a questo punto vale la pena, prima di andare avanti, di definire inequivocabilmente il concetto di atmosfera: per i pianeti rocciosi definiamo atmosfera qualsiasi involucro gassoso che circonda la loro superficie, mentre, per i pianeti gassosi, composti quasi esclusivamente da gas, definiamo convenzionalmente atmosfera l'involucro gassoso che circonda il pianeta fino ad una profondità che corrisponde alla pressione di 1 atmosfera. Per le stelle la definizione deve per forza cambiare; per esse si definisce atmosfera tutto l'involucro gassoso fino alla profondità alla quale il gas diventa opaco alla sua stessa radiazione.

Nel nostro studio procederemo per passi successivi partendo, come sempre, dai dati osservativi in nostro possesso per poi procedere alla formulazione di modelli generali, che consentono di avere delle previsioni anche di corpi di cui non disponiamo dati sufficienti. Lo schema che seguiremo per lo studio delle atmosfere planetarie (trascurando per ora le atmosfere stellari, che richiedono trattazioni diverse) è il seguente:

- analisi delle condizioni per le quali si può avere un'atmosfera,
- ipotesi conseguenti sulla sua densità, composizione chimica, evoluzione,
- prove della veridicità del nostro modello attraverso verifiche osservative

Detto questo, andiamo ad analizzare il primo problema osservativo: perché alcuni corpi celesti hanno un'atmosfera ed altri no? Consideriamo i dati in nostro possesso:

Mercurio è il pianeta più piccolo e vicino al Sole e non sembra avere atmosfera. Venere e la Terra, molto più grandi e lontani, hanno un'atmosfera di una certa consistenza (almeno apparente), mentre Marte è più lontano ma anche più piccolo (la metà della Terra circa) e sembra avere un'atmosfera molto sottile. La nostra Luna non mostra atmosfera, pur essendo alla stessa distanza del nostro pianeta: perché essi sono due corpi così diversi?

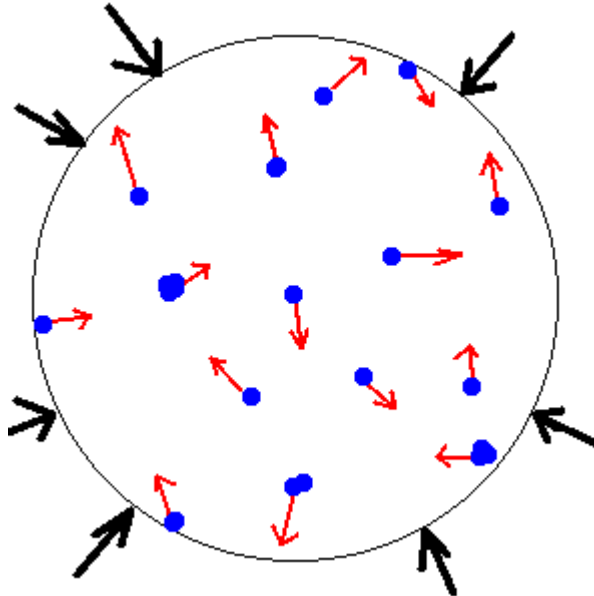
Non è difficile capire che ci sono due importanti punti che determinano la presenza, la densità e anche la composizione dell'atmosfera: essi sono le dimensioni del corpo celeste e la quantità di energia che riceve dal Sole; un pianeta grande e lontano dal Sole (ma non troppo) come Giove, ha molta più atmosfera dei piccoli e caldi pianeti rocciosi; perché succede questo? Non dimentichiamo che anche il gas, come del resto qualunque corpo massivo (e non; vedi fotoni) è soggetto alla gravità del proprio pianeta; anzi, la sua presenza dipende proprio da quanta attrazione gravitazionale il pianeta esercita su di esso. Se la sua gravità è troppo bassa, esso non riesce a trattenere il gas che lo circonda che si perde lentamente nello spazio; ma perché questo comportamento? Abbiamo visto che la forza di gravità che un oggetto sente, dipende dalla sua massa e dalla massa del pianeta; l'oggetto può avere anche una massa piccola quanto si vuole, ma finché ne avrà, esso sarà soggetto alla forza di gravità e quindi dovrebbe rimanere sempre e comunque legato al pianeta. C'è evidentemente qualche altro meccanismo che agisce in modo contrario alla forza di gravità e rende possibile alle particelle di gas di poter scappare da campi gravitazionali deboli.

Per capire le ragioni fisiche di questo comportamento, bisogna andare ad analizzare le proprietà generiche dei gas, attraverso quella che si chiama teoria cinetica dei gas.

Vale la pena analizzarla, sia pur brevemente:

Lo stato gassoso è uno dei quattro stati fondamentali della materia (insieme a solido, liquido e plasma); una sostanza gassosa ha un comportamento molto particolare e diverso dai liquidi e solidi: essa non ha una forma e tende ad occupare tutto lo spazio a sua disposizione. Possiamo immaginare un gas come composto da miliardi e miliardi di molecole, che consideriamo le più piccole entità che conservano le proprietà (chimiche e geometriche) del gas stesso. Queste molecole, contrariamente ai solidi e liquidi, non sono legate le une alle altre, e ognuna è libera di muoversi a suo piacimento. Possiamo quindi pensare ad un gas come composto da miliardi di piccole palle da biliardo (molecole) che vagano nel contenitore, si urtano le une contro le altre e urtano anche le pareti dello stesso.

Possiamo ora definire, almeno qualitativamente, la pressione che un gas esercita in un contenitore; essa sarà quindi dovuta al fatto che le molecole, urtando le pareti del contenitore, trasferiscono ad esso parte della loro energia (in realtà sarebbe più appropriato parlare di quantità di moto).



Senza entrare nei particolari, considerando questo semplice schema (e nell'ipotesi di urti elastici e particelle puntiformi, cioè, in presenza di un gas ideale), arriviamo ad un'espressione per la

pressione molto importante: $p = \frac{m}{3} n \overline{v^2}$, dove $\overline{v^2}$ è la velocità (quadratica) media delle particelle,

m è la massa di una singola particella, ed n è il numero di molecole per centimetro cubo con velocità v . Abbiamo trovato quello che avevamo ipotizzato; la pressione di un gas dipende dall'energia cinetica delle sue molecole, ed è causata dall'urto di esse contro le pareti; maggiore è la velocità delle molecole, maggiore sarà la pressione esercitata. La formula può essere leggermente

modificata ricorrendo al volume, e trovando: $Vp = \frac{2}{3} v U$ dove U = energia cinetica media per una

mole di gas: $U = N_0 \frac{m}{2} \overline{v^2}$; sostanzialmente abbiamo trovato che il prodotto della pressione per il

volume è proporzionale all'energia cinetica del gas; questo è chiaramente sensato e consistente con il nostro discorso; se la pressione è data dall'impatto delle molecole con le pareti, maggiore è la loro velocità, maggiore sarà la pressione esercitata sul recipiente. A questo punto però dobbiamo considerare anche alcuni esperimenti effettuati nella seconda metà del XVII secolo: la legge di Boyle e Mariotte afferma che a temperatura costante il prodotto della pressione per il volume è costante; questo prodotto cambia se cambio la temperatura del gas.

E' chiaro quindi che la temperatura sia legata al prodotto del volume per la pressione, il quale è a sua volta collegato direttamente all'energia cinetica del gas; a questo punto si può osservare che l'energia cinetica del gas e la sua temperatura sono in qualche modo collegati, anzi, possiamo definire proprio il concetto di temperatura come una stima dell'energia cinetica del gas:

aumentando la temperatura aumento l'energia cinetica e quindi anche la pressione; considerando

anche i tre gradi di libertà, per una singola molecola di gas, possiamo scrivere: $\frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{3}{2} kT$.

Questa è la formula di cui avevamo bisogno; infatti essa collega direttamente l'energia cinetica del gas alla sua temperatura; una temperatura maggiore significa maggiore energia cinetica e quindi in definitiva una maggiore velocità media delle singole particelle. Questo è proprio il movimento che controbilancia la forza di gravità; infatti se la velocità media delle particelle è maggiore della velocità di fuga dal pianeta, allora la molecola di gas tenderà a sfuggire all'attrazione gravitazionale del corpo e perdersi nello spazio. In realtà la formula data, che collega direttamente l'energia

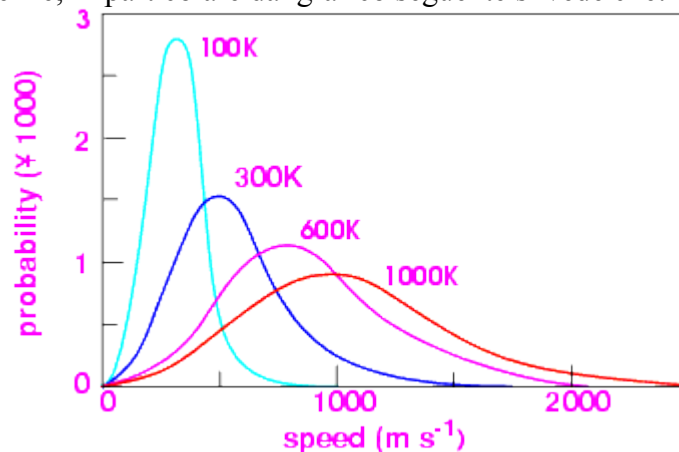
cinetica delle particelle alla temperatura del gas, ci da un valore medio; naturalmente le singole velocità non saranno tutte le stesse ma ci saranno degli scostamenti più o meno marcati rispetto alla media (la cosiddetta deviazione standard). L'andamento completo che ci descrive esattamente il numero di particelle in funzione della loro energia cinetica o della loro velocità, il che è lo stesso se consideriamo formate tutte da particelle aventi la stessa massa, è descritto dalla cosiddetta statistica di Maxwell-Boltzmann. La relazione che ci descrive questo andamento si trova da semplici considerazioni statistiche; noi non ci occuperemo di questo problema adesso; per ora limitiamoci

solo a dare la relazione esatta senza indagare oltre: $n_v dv = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-mv^2/2kT} 4\pi v^2 dv$; essa

ci dà il numero di particelle per unità di volume con velocità compresa tra v e $v+dv$, con n = numero di particelle per unità di volume, m = massa singola particella (abbiamo supposto che il gas considerato abbia particelle di ugual massa, che per un gas puro è verificata), k = costante di Boltzmann, T = temperatura gas. Questa relazione può essere riscritta anche in termini di probabilità (in realtà si può parlare di probabilità solo quando il numero degli eventi, nel nostro caso il numero di particelle, tende ad infinito; nel caso di gas questa approssimazione può essere corretta):

$\frac{n_v}{n} dv = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-mv^2/2kT} 4\pi v^2 dv$; questa relazione ci dà il numero di particelle per unità di

volume con velocità compresa tra v e $v+dv$ rispetto al numero totale delle particelle per unità di volume, o in altre parole, essa ci fornisce la probabilità che una particella abbia una certa velocità v . La forma della curva descritta dalle relazioni precedenti è simile ad una gaussiana, ma con importantissime differenze; in particolare dal grafico seguente si vede che:



la curva non è simmetrica come una gaussiana; si nota infatti a destra un decremento che porta ad una coda della distribuzione, la cosiddetta coda di alte velocità; l'andamento di questa coda è di tipo esponenziale e decresce come: $e^{-mv^2/2kT}$. Qualitativamente cosa significa questo?

Semplicemente che alcune molecole di un gas ad una temperatura T avranno velocità piuttosto elevate e distanti dal valore di picco della curva. Per i nostri scopi pratici tuttavia, ciò che ci interessa davvero è la velocità media delle molecole del gas e non tutta la distribuzione.

Conoscendo con buona precisione tale velocità v , naturalmente la sua distribuzione, siamo in grado di fare le prime ipotesi sulle atmosfere planetarie. Possiamo ricavare dalle relazioni viste in precedenza, almeno due valori della velocità; essi sono dovuti al fatto che la curva non è simmetrica e quindi, per esempio, il valore della velocità più probabile sarà diverso dal valore della cosiddetta

velocità quadratica media; in particolare si ha: $v_{mp} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ per la velocità più probabile, che

corrisponde al valore di picco della curva, e: $v_{rms} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$ per la cosiddetta velocità quadratica

media, che altro non è che l'espressione precedentemente ricavata attraverso la teoria cinetica dei gas. In realtà i due valori, pur essendo diversi, non sono poi tanto distanti, e questo ci aiuta nell'analisi successiva delle atmosfere planetarie. Per avere un ordine di grandezza di queste velocità, possiamo considerare per esempio l'idrogeno; introducendo il valore della massa dell'idrogeno ad una temperatura di 0 °C, cioè 273 °K, otteniamo un valore per la velocità più probabile di $15.06 \cdot 10^4 \text{ cm/s} = 15.06 \cdot 10^2 \text{ m/s}$; questa è una velocità estremamente elevata; infatti il suono nell'aria ha una velocità di soli: 344m/s!

I concetti espressi fino ad ora, possono essere finalmente applicati al caso dei pianeti; l'importante è ricordare sempre che le molecole di un gas, a qualunque temperatura sopra lo zero assoluto, sono in movimento casuale con una velocità proporzionale alla radice quadrata della temperatura; aumentando la temperatura aumento l'agitazione termica casuale delle molecole. Come già accennato, siamo ora in grado di capire perfettamente le condizioni affinché un certo gas possa essere trattenuto dalla gravità di un pianeta; infatti, in linea generale, se l'energia gravitazionale del pianeta è minore dell'energia termica del gas, allora esso è destinato a perdersi nello spazio; viceversa, se l'energia gravitazionale è maggiore dell'energia termica media del gas, allora almeno una parte di esso è destinato a rimanere attorno al pianeta. Siccome possiamo calcolare facilmente la velocità media delle molecole a partire dalla massa e dalla temperatura, è più semplice confrontare il valore di questa velocità con quello della velocità di fuga della molecola dal proprio pianeta; la velocità di fuga è, per definizione, la velocità per la quale un corpo di una certa massa riesce a sfuggire completamente all'attrazione gravitazionale di un altro corpo, qualunque esso sia; una definizione più rigorosa dal punto di vista fisico prevede che essa sia la velocità con la quale un corpo raggiunge l'infinito con velocità zero. Essa è naturalmente espressione in qualche modo dell'energia gravitazionale, o meglio, della forza di gravità che esiste tra il pianeta e ogni corpo che vi è sulla sua superficie; l'espressione della velocità di fuga si ottiene facilmente da semplici considerazioni sulla conservazione dell'energia; ad ogni corpo, può essere associata una energia cinetica ed un'energia potenziale; nel caso di un corpo sulla superficie terrestre, l'energia potenziale è di tipo gravitazionale; se consideriamo un sistema di riferimento in cui prendiamo l'energia potenziale all'infinito uguale a zero e naturalmente anche l'energia cinetica (è la definizione stessa di velocità di fuga), allora possiamo applicare il principio di conservazione dell'energia: l'energia iniziale sarà uguale all'energia finale. Sappiamo che l'energia totale è la somma dell'energia cinetica e l'energia potenziale, ma allo stesso tempo sappiamo anche che entrambe sono zero all'infinito, e quindi l'energia finale è uguale a zero. L'energia iniziale sarà sempre composta dalla cinetica più la potenziale, ma in questo caso non sono zero; infatti, se il mio corpo ha una velocità v , e si trova ad una distanza r dal centro della terra, allora: $E_c = \frac{1}{2}mv^2$ e: $E_p = -\frac{GmM}{r}$; la somma algebrica di

questi due termini deve essere uguale all'energia finale, cioè zero: $\frac{1}{2}mv^2 - \frac{GmM}{r} = 0$ e quindi:

$v_e = \sqrt{\frac{2GM}{r}}$, dove v_e = velocità di fuga. Ora possiamo confrontare la velocità media dovuta

all'agitazione termica del gas con la velocità di fuga dello stesso da un certo corpo di massa M . Consideriamo per esempio Mercurio: di esso, dalle pagine precedenti, conosciamo distanza dal Sole, la sua massa e la sua temperatura di corpo nero; possiamo allora calcolare sia la velocità di fuga dalla sua superficie, sia la velocità media di un eventuale gas; consideriamo per semplicità l'idrogeno molecolare, e quindi i nostri dati sono:

$$\begin{aligned}
M_M &= 0.0553M_E & v_e &= \sqrt{\frac{2GM}{r}} = 425161 \text{ cm/s} = 4.25 \text{ Km/s} \\
m_{H_2} &= 2 \cdot 1.6735 \cdot 10^{-24} \text{ g} \\
r_M &= 0.382r_E & \text{, trovando: } v_{mp} &= \sqrt{\frac{2kT}{m}} = 314566 \text{ cm/s} = 3.14 \text{ Km/s} \\
\langle T \rangle &\approx 600^\circ \text{ K} \\
k &= 1.38 \cdot 10^{-16} \text{ erg/K} & v_{rms} &= \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 385264 \text{ cm/s} = 3.8 \text{ Km/s}
\end{aligned}$$

Questi valori pur non essendo superiori al valore della velocità di fuga, sono però estremamente vicini; inoltre, abbiamo considerato una temperatura media, supposta costante su tutto il pianeta, e il gas posto sulla sua superficie. I risultati ottenuti quindi, sono solo delle rozze approssimazioni che servono a dare un ordine di grandezza e una prima idea di ciò che ci si aspetta di trovare; nonostante tutto, le informazioni che ricaviamo sono preziose, basta saperle interpretare: consideriamo il nostro gas composto da idrogeno molecolare sulla superficie di Mercurio, in equilibrio termico; analizzando la curva di distribuzione delle velocità, notiamo subito che buona parte di essa, poco oltre la velocità quadratica media, ha un valore maggiore della velocità di fuga, e quindi tutte le molecole del gas in questa situazione sono destinate a perdersi rapidamente nello spazio; la distribuzione risultante quindi risulta essere troncata in coincidenza del punto che corrisponde alla velocità di fuga. Successivamente però, con il passare del tempo, grazie agli urti tra le molecole, la distribuzione tende ad assumere la forma originaria per quella certa temperatura T, con la conseguenza che ci sarà sempre un flusso di particelle che andranno a comporre la lunga coda delle alte velocità e quindi a superare la velocità di fuga; si instaura così una specie di circolo vizioso; la temperatura media infatti resta costante, a causa dell'irraggiamento solare, e la distribuzione di velocità delle particelle tende ad assumere sempre la stessa forma, indipendentemente dal numero totale di esse (almeno fino ad un certo punto). Anche la velocità di fuga resta naturalmente la stessa, e quindi la conseguenza è che, con il passare del tempo, nonostante la velocità più probabile e la velocità quadratica media siano inferiori alla velocità di fuga, il gas si perde lentamente nello spazio; ciò che resta è una minima quantità, a volte tracce.

Da ciò che abbiamo descritto ora qualitativamente, possiamo ricavare delle importanti informazioni; a causa della forma della distribuzione delle velocità, non basta che la velocità più probabile sia inferiore alla velocità di fuga, piuttosto abbiamo bisogno che gran parte della curva si trovi al di sotto della velocità di fuga; come ordine di grandezza, possiamo affermare che: $v_{rms} > \frac{1}{6} v_e$. Per

avere le idee più chiare tuttavia, dobbiamo chiarire meglio il modello di atmosfera che stiamo considerando: è lecito pensare che lo strato atmosferico abbia densità massima in prossimità della superficie del pianeta, mentre essa decresce con il crescere dell'altezza, fino a sfumare lentamente nello spazio; in questo caso quindi l'atmosfera non è un involucro ben definito come può esserlo una superficie planetaria.

Le velocità delle particelle sono descritte dalla statistica di Maxwell Boltzmann, solamente se siamo all'equilibrio termico, cioè la temperatura dell'atmosfera resta costante, almeno su certi tempi scala, e gli urti tra particelle sono dominanti; in questo caso è possibile dimostrare che, qualunque sia la distribuzione iniziale delle particelle di gas, dopo un certo tempo t, raggiunto l'equilibrio termico, esse seguiranno sempre la statistica di Maxwell-Boltzmann (tempo di rilassamento). Inoltre, le velocità che ne derivano, sono velocità casuali; solamente le particelle che si muoveranno verticalmente verso l'alto avranno la possibilità di sfuggire all'attrazione gravitazionale del pianeta; in termini più fisici, ciò che realmente interessa è la componente verticale della velocità della particella. Se la particella in questione ha una velocità maggiore della velocità di fuga ma la sua direzione è verso il basso, allora essa non potrà sfuggire dal pianeta. Considerando questo importante punto e il modello appena accennato della densità delle atmosfere planetarie, è lecito

affermare che una particella si perderà nello spazio se la sua velocità sarà diretta verso l'alto e se non subirà successivi urti che ne cambino la direzione; siccome l'atmosfera è in generale, molto più densa a basse altitudini rispetto alle alte quote, è lecito pensare che esista una regione, ad una certa altitudine, in cui la densità delle particelle è così bassa che esse possono percorrere un cammino piuttosto lungo prima di venire deviate dagli urti con le altre; in termini fisici: esiste una regione di atmosfera ad una certa altezza h , nella quale il cammino libero medio delle particelle è molto grande e gli urti, molto importanti nella distribuzione di Maxwell Boltzmann, possono considerarsi trascurabili; questa regione è chiamata esosfera; una particella che raggiunge l'esosfera con una velocità verticale verso l'alto superiore a quella della velocità di fuga, ha un'ottima probabilità di perdersi nello spazio e sfuggire all'attrazione gravitazionale del pianeta; lo schema quindi si può riassumere nel seguente modo: ad altitudini basse, dove la densità è molto elevata, gli urti modellano la distribuzione delle velocità delle particelle, dando a loro la forma della distribuzione di Maxwell-Boltzmann; queste particelle in moto casuale sfuggono in tutte le direzioni; in particolare alcune riescono a raggiungere l'esosfera con una velocità maggiore della velocità di fuga; nell'esosfera, a causa del basso numero di particelle, una molecola che ha una velocità di fuga elevata quasi sicuramente si perderà nello spazio; questo invece può non essere vero ad altitudini più basse; effettivamente la probabilità che una particella che ha una velocità verso l'alto maggiore della velocità di fuga possa sfuggire nello spazio è praticamente zero; infatti il suo libero cammino medio è molto breve (molto meno del centimetro per le atmosfere più dense), e quindi essa percorrerà pochi centimetri prima di cambiare completamente direzione e modulo della sua velocità; questo è un punto fondamentale: la distribuzione di Maxwell-Boltzmann ci dà il numero di particelle con una certa velocità v , ma non dice assolutamente che una particella che ha una velocità v ad un istante t abbia la stessa velocità v all'istante successivo; anzi, una delle assunzioni fondamentali della statistica è proprio l'indistinguibilità delle particelle; è chiaro che una particella ad ogni istante avrà una direzione e un modulo della velocità completamente diversa dall'istante precedente; la forma globale della curva non cambia, ma cambia il comportamento delle singole particelle. Questo significa anche che il libero cammino medio di una particella è molto piccolo; la sua velocità e la sua direzione non cambiano più solamente quando essa raggiunge approssimativamente l'esosfera, regione nella quale gli urti diventano trascurabili e la particella mantiene il suo stato di moto (ma regione nella quale la statistica di Maxwell Boltzmann non è più valida!).

Utilizzando questo modello siamo in grado di fare una stima dei gas che possono comporre una certa atmosfera planetaria, e della stabilità di questi composti. L'importante è capire che a causa della forma della distribuzione della statistica di Maxwell-Boltzmann ci saranno sempre delle particelle che avranno una velocità maggiore di quella di fuga dal pianeta, e che quindi, ci sarà sempre una certa perdita di gas dell'atmosfera, anche per i pianeti più grandi. Sarà allora importante capire con quale frequenza le particelle evaporano, e il tempo scala affinché si abbia una riduzione sostanziale del gas.

Ricordando le equazioni della velocità di fuga e della velocità quadratica media, possiamo avere una prima stima della temperatura necessaria per un certo gas composto da particelle di massa m

affinché esso sfugga da un pianeta di massa M . e raggio R : $T_E > \frac{1}{54} \frac{GM_p m}{kR_p}$; anche questa formula

è approssimata e fornisce dei valori indicativi.

Analizzando la statistica di Maxwell-Boltzmann possiamo anche scrivere una relazione che ci dice con quale tasso un certo gas si perde nello spazio e successivamente, capire per quanto tempo il pianeta può trattenere una certa atmosfera; consideriamo una fetta di atmosfera di area A e spessore verticale dz ; il numero di particelle con velocità compresa tra v e $v+dv$ che attraversano questa fetta di atmosfera in un intervallo di tempo dt sarà:

$dN_v d_v = (n_v dV) dv = A dz n_v dv = av_z dt n_v dv = C_g A v dt n_v dv$ dove il fattore C_g tiene conto del fatto

che tra tutte le particelle, solo quelle con velocità verso l'alto avranno la possibilità di sfuggire. Basta ora dividere per l'intervallo di tempo dt per avere il numero di particelle con velocità compresa tra v e $v+dv$ che si perdono nello spazio attraverso una fetta di atmosfera di sezione A e altezza dz ; consideriamo ora tutta l'atmosfera, che supponiamo per semplicità sferica, e quindi

l'area A sarà: $A = 4\pi R^2$; quindi otteniamo: $\vec{N}_v dv \equiv \frac{dN_v}{dt} dv = 4\pi R^2 C_g v n_v dv$ che è il numero di

particelle con velocità compresa tra v e $v+dv$ che si muovono verticalmente verso l'alto attraverso l'esosfera. In questa relazione dobbiamo inserire la distribuzione delle velocità di Maxwell-

Boltzmann: $n_v dv = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-mv^2/2kT} 4\pi v^2 dv$; sostituendo e integrando:

$$\vec{N} = \frac{n\pi R^2}{4} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_{v_e}^{\infty} 4\pi v^3 e^{-mv^2/2kT} dv ; \text{ questa è la relazione che ci da il numero totale di}$$

particelle di un certo gas (di massa m) nell'esosfera (dove gli urti sono trascurabili), con direzione verticale, verso l'alto (C_g , che per un involucro sferico: $C_g = \frac{1}{16}$) che sono destinate a perdersi

nello spazio; quest'ultima condizione si trova nell'estremo di integrazione nel quale abbiamo incluso tutte le particelle con velocità maggiore o uguale alla velocità di fuga (v_e), dove la velocità delle particelle è descritta dalla distribuzione di Maxwell-Boltzmann. Abbiamo, anche in questo caso, la conferma di quanto accennato precedentemente qualitativamente: la forma particolare della distribuzione delle velocità implica che ci saranno sempre delle particelle che riusciranno a sfuggire, indipendentemente dalla loro massa e dalla massa del pianeta. Un'atmosfera sarà stabile, almeno su tempi scala del miliardo di anni, se questo valore (\vec{N}) sarà molto più piccolo del numero totale delle particelle presenti nell'atmosfera. La formula, può essere integrata (per parti) e semplificata: $\vec{N}(z) = 4\pi R^2 v n(z)$, dove $n(z)$ = numero di particelle per unità di volume, ad

un'altezza z (esosfera) e $v \equiv \frac{1}{8} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} \left(v_e^2 + \frac{2kT}{m} \right) e^{-mv_e^2/2kT}$ ha le dimensioni di una

velocità, è detto parametro di fuga atmosferico; esso descrive il tasso al quale un gas, formato da particelle di massa m , sfugge attraverso un'area unitaria per uno specifico numero di densità $n(z)$ nell'esosfera. Infatti, per trovare il tasso di dispersione totale, dobbiamo moltiplicare per il numero di particelle per unità di volume $n(z)$ (per avere il numero totale delle particelle) e per l'intera superficie atmosferica ($A = 4\pi R^2$).

Utilizzando questa relazione, e conoscendo il numero di particelle totale, possiamo trovare il tempo necessario affinché un certo gas si perda completamente; esso sarà semplicemente il rapporto tra il tasso di perdita e il numero totale delle particelle. Anche se in apparenza semplice, questo calcolo necessita di un valore esatto del numero totale delle particelle, che può essere ricavato solamente assumendo un modello di atmosfera, cosa piuttosto complicata; noi ci accontentiamo di considerazioni veloci e approssimate, per avere un ordine di grandezza.

Consideriamo l'atmosfera terrestre e l'azoto, il gas di gran lunga più abbondante; ($N_2 \approx 78\%$) Supponiamo che l'atmosfera abbia una densità che decresce esponenzialmente verso l'alto, e quindi, ad una certa altezza z , il numero di particelle per unità di volume, sarà:

$$n(z) = n_0 e^{-z/H_p} P, \text{ dove } n_0 \text{ è il numero di particelle per unità di volume alla superficie, } z \text{ è}$$

l'altezza, e H_p ha le dimensioni di una lunghezza ed è chiamata altezza scala della pressione; il suo valore è definito come l'altezza per la quale la pressione di un'atmosfera isoterma decresce esattamente di un fattore e (questa relazione descrive un modello di atmosfera isoterma, cioè a

temperatura costante; questa è un'approssimazione piuttosto rozza, in quanto l'atmosfera terrestre non è isoterma!). Consideriamo l'azoto un gas perfetto, per il quale vale la famosa relazione:

$$P = \frac{\rho kT}{M_{N_2}}; H_p \text{ è definita come: } H_p = \frac{P}{\rho g}, \text{ sostituendo la legge dei gas perfetti trovo: } H_p = \frac{kT}{gM_{N_2}}$$

; utilizzando i valori tipici della Terra ($T=288^\circ\text{K}$, $g = 9.8\text{m/s}^2$) si ha $H_p=8.7\text{Km}$.

Possiamo ora integrare la relazione che ci dà il numero di particelle per unità di volume e trovare il numero totale di particelle: $N = 4\pi R_E^2 n_0 H_p$; finalmente abbiamo tutti i dati a nostra disposizione; possiamo calcolare il parametro di fuga e quindi anche il tasso di perdita delle particelle e le densità necessarie: $v = 4 \cdot 10^{-86} \text{sec}^{-1}$; $n(z) = n(500\text{Km}) = 2 \cdot 10^5 \text{cm}^{-3}$, quindi $\vec{N}(z) = 4\pi R^2 v n(z) =$

$4 \cdot 10^{-62} \text{sec}^{-1}$, e quindi, il tempo necessario affinché tutto l'azoto molecolare si perda nello spazio è:

$$t = \frac{N}{\vec{N}} = 2 \cdot 10^{105} \text{sec} = 6 \cdot 10^{97} \text{anni!!!E' chiaro che questo è un tempo enorme e possiamo affermare}$$

con molta tranquillità che l'azoto presente sulla Terra si trova in uno stato molto stabile!

Nonostante abbiamo usato molte approssimazioni (tra cui, l'ultima è la temperatura dell'esosfera, che non è di 288°K ma di circa $1000!$) abbiamo ottenuto un risultato sensato, che ci permette di giustificare la presenza di questo tipo di atmosfera sulla superficie terrestre. Dalle stesse relazioni è facile ottenere i tempi scala sui quali l'eventuale idrogeno ed elio, componenti primordiali dell'atmosfera terrestre, si sono persi nello spazio.

Fino ad ora abbiamo usato il semplice modello della velocità cinetica del gas confrontata con la gravità del pianeta, ma come spesso accade, questo è un modello approssimativo, che può rispondere ad alcune domande ma non a tutte. Fare ipotesi sulla composizione atmosferica solamente sul principio della velocità del gas è troppo semplicistico; in questo modo possiamo spiegare i fenomeni più evidenti e generali, ma siamo totalmente incapaci di spiegare fenomeni di "ordine superiore", come per esempio l'enorme diversità tra le atmosfere della Terra e di Venere. Il modello considerato va chiaramente ampliato e raffinato; bisogna considerare infatti tutti gli elementi: dall'analisi della composizione primordiale della nebulosa protoplanetaria, alla storia evolutiva dei singoli corpi celesti, ad un modello atmosferico soggetto non solo al moto caotico delle particelle del gas.

Prima di tutto dobbiamo affinare il nostro modello di atmosfera appena visto e il meccanismo con il quale le particelle si perdono nello spazio; se quanto visto fino ad ora è vero, tuttavia abbiamo bisogno di maggiori precisazioni, in merito al processo di dissipazione atmosferico. Ci sono infatti altri fenomeni che contribuiscono sensibilmente all'evaporazione di un'atmosfera:

sicuramente molto importante è la radiazione solare, che negli strati più alti dell'atmosfera riesce a dissociare molecole pesanti in altre più leggere, che hanno quindi velocità cinetiche maggiori; in particolare, sono i fotoni UV i responsabili della fotodissociazione di molecole, come l'idrogeno molecolare, il metano, il vapore acqueo, e in generale tutte le molecole. Infatti, i fotoni UV sono abbastanza energetici da essere in grado di ionizzare e dissociare quasi tutte le molecole, e in certi casi anche di ionizzare i successivi atomi isolati; la conseguenza è che le zone più alte di ogni atmosfera sono composte da gas più caldo e leggero, che avrà quindi una velocità termica maggiore e quindi un diverso parametro di fuga. Per quanto riguarda la Terra, lo strato ionizzato è molto ampio, e si estende da 60 fino ai confini dell'atmosfera (450-500Km); oltre ad essere ionizzato, il gas, mano a mano che si sale di quota, cambia composizione chimica; si passa dall'ossigeno molecolare ionizzato delle quote più basse, allo strato di ozono che blocca quasi completamente tutta la radiazione UV, ad uno strato composto quasi esclusivamente da ossigeno atomico ionizzato, ad una temperatura di circa 1500°K . La radiazione solare e la capacità del gas di assorbirla, può giocare quindi un ruolo molto importante nella dissipazione delle atmosfere planetarie. Lo stesso risultato può essere ottenuto con il vento solare, un flusso di particelle cariche e molto energetiche proveniente dal nostro Sole; quando queste particelle penetrano nel campo magnetico terrestre e

urtano i gas atmosferici, si può produrre sia la ionizzazione sia la dissociazione delle molecole (aurore polari). Questo secondo meccanismo è però molto meno efficiente della radiazione solare. Altro elemento, alla base della perdita di un certo tipo di gas, può essere dovuto alla cosiddetta separazione gravitazionale (o differenziazione chimica), che abbiamo già visto nella discussione per il calcolo delle masse; il principio è molto semplice: la forza che ogni molecola sente, dovuta alla gravità del pianeta, è proporzionale alla sua massa (questo non è altro che il peso della molecola!), e quindi particelle più massicce sentiranno una forza maggiore (cioè particelle più massicce peseranno di più a parità di accelerazione di gravità), con la conseguenza che dopo un certo tempo scala e in assenza di moti convettivi su larga scala, l'atmosfera di ogni pianeta si distribuisce a strati, con gli elementi più pesanti in prossimità della superficie e quelli più leggeri al di sopra. La conseguenza è che le particelle più leggere si trovano negli strati più alti dell'atmosfera e quindi la probabilità di essere perse nello spazio aumenta, mentre diminuisce quella dei gas più pesanti, posti ad altitudini minori. Questo fenomeno può essere responsabile di una certa selezione dei gas costituenti le atmosfere dei pianeti rocciosi.

Anche eventuali impatti con corpi celesti di generose dimensioni possono velocizzare il processo di evaporazione, a causa dell'immissione di nuovi gas (in genere pesanti) nell'atmosfera e di un contemporaneo riscaldamento (anche sensibile nel caso di impatti con oggetti grandi).

La storia evolutiva dei singoli pianeti del sistema solare, a cominciare dalla loro nascita, non può certo essere esclusa se si vuole andare oltre la semplice esclusione o potenziale conferma di trovare o meno un certo gas nelle atmosfere planetarie. Infatti il modello considerato fino ad ora ci consente di escludere la presenza di un certo gas nelle atmosfere, ma sicuramente non da la certezza che un gas, potenzialmente stabile, possa in realtà far effettivamente parte di quel tipo di atmosfera; come già detto, esso non ci da informazioni di ordine superiore, ma si limita a dirci quali elementi potrebbero esistere, ma non quali tra questi troverò sicuramente.

Per fare questo, occorre tenere presente due importanti punti che sono alla base delle atmosfere planetarie:

- 1) composizione chimica della nebulosa protoplanetaria: è evidente che gli elementi di cui sono costituiti attualmente i pianeti devono essere gli stessi che 4.6 miliardi di anni fa costituivano il disco di gas e polveri che circondava il protosole nella fase di formazione; avere idea della composizione chimica di quella nube aiuta a dare un ottimo punto di partenza nell'analisi delle atmosfere
- 2) evoluzione di ogni singolo pianeta. Questo punto riguarda soprattutto i pianeti rocciosi; fenomeni molto importanti come attività vulcanica, impatto con corpi celesti, radiazione solare, sviluppo di forme di vita, sono tutti elementi che possono cambiare radicalmente l'atmosfera di un pianeta su tempi scala di miliardi di anni

Senza andare troppo nei dettagli, siamo in grado di proporre un modello, che se non spiega nel dettaglio la diversità di composizione delle atmosfere planetarie, sicuramente la può giustificare. Da osservazioni, sappiamo che nel sistema solare l'elemento di gran lunga più abbondante è l'idrogeno (74% in massa), seguito dall'elio (24% in massa) e da elementi più pesanti, che gli astronomi chiamano in generale metalli (2% in massa), tra i quali i più abbondanti sono l'ossigeno, carbonio, ferro, neon, azoto. E' lecito quindi pensare che all'epoca della formazione del sistema solare la composizione media della nebulosa che formerà poi i pianeti, sia all'incirca della stessa composizione. Cosa può essere successo allora? Sicuramente due punti hanno modellato una prima importante selezione:

- Il vento solare di un giovane Sole, a quel periodo, secondo le osservazioni condotte su altre stelle, avrebbe dovuto essere molto più forte di quello che attualmente misuriamo; questo, unito alla pressione di radiazione (maggiore di oggi), ha contribuito a confinare in zone più lontane gli elementi leggeri come idrogeno ed elio, cioè tutti o quasi gli elementi volatili presenti nelle atmosfere primordiali.
- I corpi celesti in formazione, nella zona interna alla fascia principale, erano troppo piccoli e caldi per poter trattenere il gas leggero in fuga; anche se avessero vinto la pressione di

radiazione e il vento solare, non avrebbero avuto sufficiente gravità per trattenerlo per più di pochi milioni di anni.

In uno scenario del genere è lecito pensare allo sviluppo di due grandi famiglie: i pianeti interni, composti da un nucleo roccioso, sono rimasti quasi completamente spogli della loro atmosfera primordiale, composta principalmente da elementi leggeri (idrogeno ed elio); d'altra parte, l'intensità del vento solare, come la temperatura e la pressione di radiazione, calano con il crescere della distanza: il gas accumulato ad oltre 4 UA dal Sole ha fatto sì che si potessero ulteriormente sviluppare, attorno a piccoli nuclei rocciosi, imponenti involucri di gas, di composizione chimica simile a quella solare, fino a formare i pianeti giganti gassosi che oggi osserviamo, e che possiamo ritenere, con buona approssimazione, come resti fossili delle fasi di origine del sistema solare. Se i pianeti gassosi hanno mantenuto il loro aspetto durante i miliardi di anni, la stessa cosa non può dirsi per i pianeti interni. La presenza di un'attuale atmosfera tanto diversa da quelle dei pianeti gassosi non può imputarsi solamente all'azione combinata del vento solare e della loro debole gravità (e alta temperatura delle zone in cui si trovano); in questo caso infatti, avremmo avuto pianeti interni praticamente privi o quasi di atmosfera, con stessa composizione chimica, e densità decrescente avvicinandosi al Sole.

Siccome la realtà è molto diversa, ci deve essere stato qualche altro meccanismo successivo alla loro formazione che ha formato e modellato le loro atmosfere; l'intensa craterizzazione che possiamo osservare sulla Luna e Mercurio, è sintomo di un primo importante elemento: l'impatto con altri corpi celesti. Questi impatti, molto frequenti nelle fasi successive la formazione dei pianeti, hanno dato un contributo fondamentale allo sviluppo di atmosfere costituite da gas pesanti contenuti nelle rocce costituenti parte dei corpi celesti; impatti con corpi celesti provenienti da regioni più esterne hanno potuto portare elementi gassosi come ossigeno, vapore acqueo, ammoniaca, mentre impatti con asteroidi hanno potuto liberare e produrre grandi quantità di anidride carbonica, zolfo e suoi composti. Anche l'intensa attività vulcanica, avvenuta presumibilmente in coincidenza (e anche a causa) degli impatti, ha contribuito a liberare grandi quantità di elementi gassosi nascosti nelle rocce dei corpi celesti.

Per quanto riguarda la Terra, un elemento fondamentale è stato sicuramente lo sviluppo della vita, che ha reso l'atmosfera ancora più ricca di ossigeno, impoverendola notevolmente del gas che è il costituente principale delle altre atmosfere dei pianeti interni: l'anidride carbonica.

Come potete vedere, la descrizione e la giustificazione di ciò che osserviamo è complicata e ancora non ben conosciuta e capita; dare giustificazione completa a tutto ciò che si vede è uno sforzo enorme e non sempre attuabile.

D'altra parte, il modello appena proposto, anche se in gran parte qualitativo, ci può dare una buona idea dell'evoluzione delle atmosfere planetarie e ci dà le prime informazioni sulla diversità tra i pianeti giganti gassosi e i pianeti interni. Unendo questo alle considerazioni fatte nelle pagine precedenti, siamo in grado di fare delle previsioni sulla presenza e composizione chimica delle atmosfere.

Come ogni modello esso deve essere verificato attraverso le osservazioni ed è quindi importante capire come affrontare il problema dell'osservazione delle atmosfere.

Per i pianeti più grandi e a noi più vicini, le loro atmosfere, se di una certa densità, possono essere rilevate direttamente dalle osservazioni, le quali sono alla portata di un modesto telescopio amatoriale, ma che consentono solo di dare informazioni piuttosto grossolane e qualitative; il discorso cambia per i corpi celesti che sono lontani e non risolvibili attraverso gli strumenti più potenti, come per esempio Plutone e tutti gli oggetti celesti appartenenti alla sua famiglia (pianeti nani e oggetti trans-nettuniani) oppure per affinare le misurazioni osservative e avere dei dati concreti. Le tecniche che si usano, sono le stesse viste in altri capitoli:

- 1) occultazioni stellari
- 2) spettro
- 3) misurazione in loco

Le occultazioni stellari da parte di qualsiasi corpo celeste, oltre a fornire preziosi dati come la forma, e dimensione della stella e del corpo occultante, forniscono importanti informazioni sull'esistenza o meno di un'atmosfera. Osservando infatti una curva di luce di un'occultazione, la presenza di un'atmosfera, anche tenue, può essere facilmente rivelata dalla semplice forma della curva di luce. Nel caso di un corpo senza atmosfera, come può essere la nostra Luna, la curva di luce di un'occultazione ha un andamento netto e molto semplice da interpretare; l'istante di immersione della stella dura pochi decimi di secondo, e manifesta, sul bordo lunare, i tipici effetti della diffrazione di Fresnel; ben presto la luce della stella cade a zero, nascosta completamente dall'ombra del nostro satellite, fino a comparire dall'altra parte del bordo lunare, manifestando gli stessi effetti di diffrazione. Tenendo presente la diffrazione, l'intervallo di tempo necessario a far andare a zero la luminosità stellare ci dà direttamente informazioni sul diametro stellare (conoscendo naturalmente distanza della stella e moto apparente della luna sull'orizzonte); in particolari configurazioni, dette occultazioni radenti, l'analisi della luce stellare ci dà informazioni sulla geologia lunare, in particolare sull'altezza e forma dei rilievi e valli del nostro satellite. Nel caso di un corpo celeste dotato di atmosfera, la curva di luce è profondamente diversa: la presenza, anche tenue, di un involucro gassoso, si manifesta subito come un calo di luce più dolce nell'istante di immersione; tenendo presente gli effetti di diffrazione e di diametro stellare, è semplice verificare se siamo in presenza di un corpo celeste dotato di una qualsiasi atmosfera. Questo è il primo dato che si ricava e nono occorrono calcoli sofisticati. Per fare un esempio consideriamo una generica occultazione tra Plutone e una stella che sappiamo essere distante 100Pc, con un diametro stimato intorno a 10 raggi solari. Se il pianeta non fosse dotato di un'atmosfera, possiamo calcolare il tempo necessario affinché la stella entri completamente nella sua ombra; confrontando questo tempo con quello effettivamente misurato, siamo in grado di dire se esso ha o meno un'atmosfera. Senza andare troppo nei dettagli, possiamo tranquillamente trascurare gli effetti di diffrazione su un corpo celeste così lontano (gli effetti di diffrazione intervengono sulla durata dell'immersione) e considerare semplicemente il tempo necessario affinché il suo moto apparente occulti completamente il diametro stellare. Supponiamo di misurare uno spostamento sulla volta celeste che equivale (alla distanza di Plutone che supponiamo di 5 miliardi di Km) ad una velocità tangenziale di 20Km/s. Il diametro angolare apparente della stella alla distanza di Plutone (e della Terra, visto che la distanza Plutone-Terra è trascurabile rispetto alla distanza della stella) è di circa $9.22 \cdot 10^{-4} \text{ arc sec}$, che alla distanza di Plutone corrisponde ad una sfera dal diametro di circa 20 km. Se Plutone si muove nello spazio a 20Km/s allora l'occultazione dell'intero disco stellare durerà esattamente un secondo. Per la Luna invece, la durata media di un'occultazione è molto minore, a causa della sua vicinanza al nostro pianeta (nonostante la sua velocità rispetto alle stelle di fondo sia molto minore di 20Km/s): considerando la solita stella di 10 raggi solari posta a 100Pc di distanza, con la distanza Luna-Terra pari a 380 000 Km e il moto lunare di circa 1Km/s (valore indicativo: la luna compie 360° in circa 27 secondi, cioè $13.3^\circ/\text{giorno}$ e $0.55''/\text{sec}$ che corrispondono ad una velocità di circa 1Km/s che si può considerare, per piccole distanze, tangenziale.), si ottiene che il diametro stellare equivale ad una sfera di 170cm posta alla distanza della Luna, e quindi una durata dell'occultazione nell'ordine del millisecondo (circa 2 in questo caso); questo valore, pur essendo approssimato, ben si confronta con le misurazioni reali delle occultazioni lunari, come quella mostrata nella figura seguente.

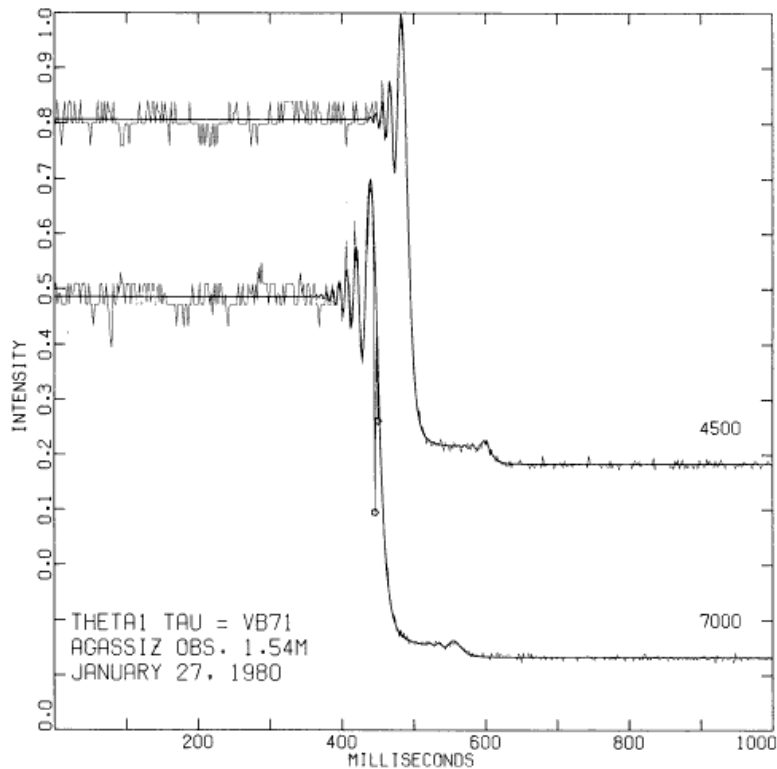
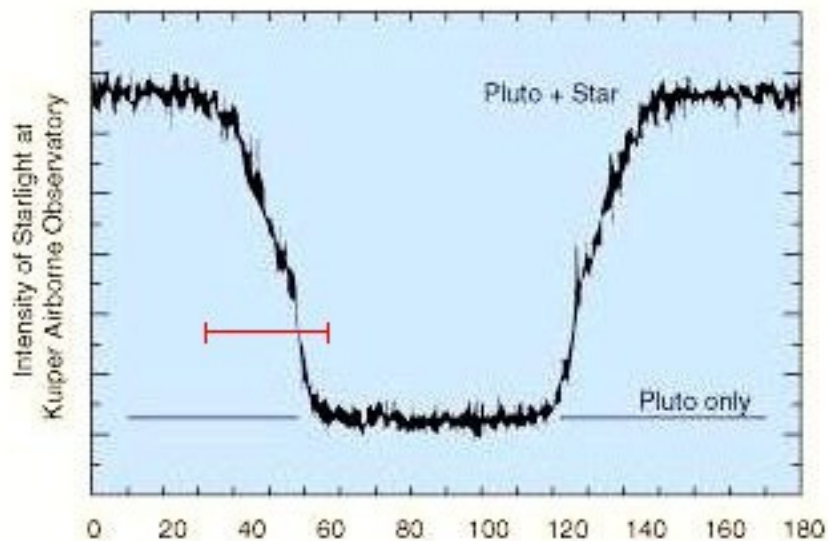


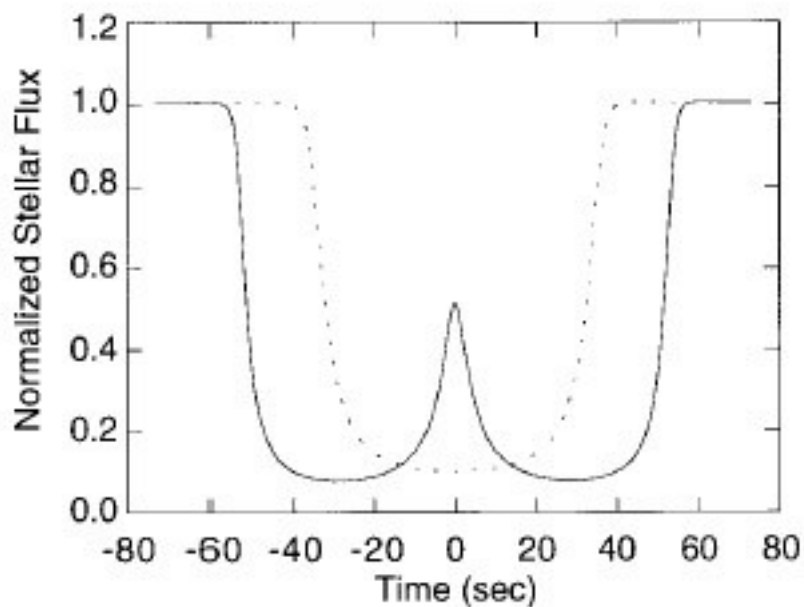
FIG. 2. The Agassiz observations of θ^1 Tau. Note the arbitrary shift in the timing zero points and the two bad data points in the red channel (Δ) that were excluded in the fitting process. In this plot the data are averaged over two-millisecond intervals.

Analogamente, Per Plutone, il valore indicativo di durata è intorno al secondo; confrontando questo dato con quelli ottenuti sperimentalmente analizzando un'occultazione:



vediamo che la curva di luce è molto più morbida ed è difficile notare con esattezza il punto di inizio e fine dell'immersione (e anche emersione), ma orientativamente la durata del fenomeno è di almeno 30-40 secondi, quindi almeno circa 3-4 volte maggiore rispetto alla durata stimata. Questo è un chiaro esempio di presenza di un'atmosfera intorno al pianeta (da notare come gli effetti della diffrazione a causa di un bordo netto siano confusi con le variazioni stocastiche della luminosità stellare, prova del fatto che non esiste un confine netto come può essere il bordo lunare). Una tale curva di luce ci da quindi subito indicazioni sulla presenza o meno di un'atmosfera attorno ad un qualsiasi corpo celeste.

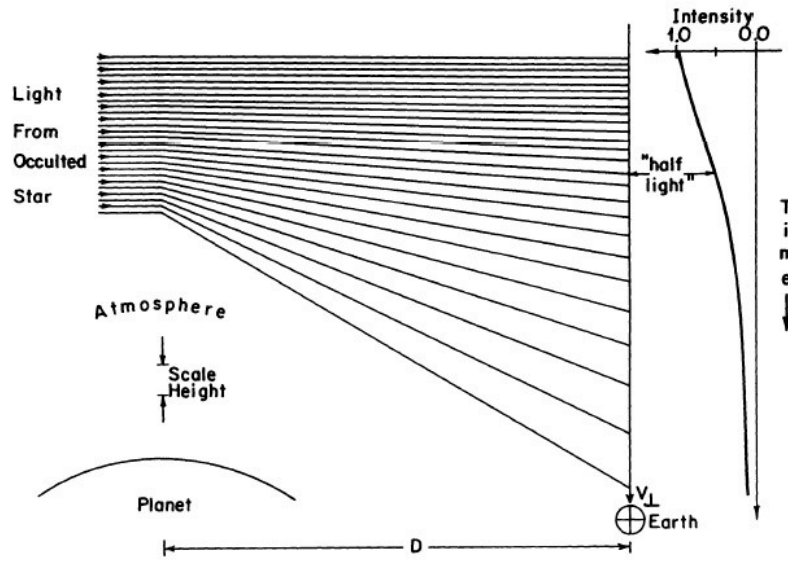
Il passo successivo è capire perché la curva di luce ha questo andamento, e cercare di risalire alle proprietà fisico-chimiche dell'atmosfera. Vedremo come da questo semplice dato, cioè il flusso ricevuto in funzione del tempo, sia possibile ricavare una grande quantità di dati. Prima di affrontare il problema, vediamo di capire le ragioni fisiche della forma di una tale curva di luce; abbiamo infatti detto che in presenza di un andamento più morbido della caduta di intensità luminosa abbiamo sicuramente a che fare con un'atmosfera, ma non ci siamo chiesti il perché. Perché 2 curve di luce differiscono così tanto se c'è o meno un'atmosfera? La risposta più intuitiva che si potrebbe dare è che mano a mano che la stella viene occultata dall'atmosfera del corpo celeste la sua luce viene assorbita; siccome dall'esperienza sappiamo che l'atmosfera è più densa al suolo e meno densa mano a mano che aumenta l'altitudine, è lecito aspettarsi che il calo di luce sia graduale ma inesorabile, almeno fino a quando non si incontra il bordo del pianeta, che fa calare bruscamente la luminosità a zero. Questa ipotesi, anche se in principio giusta, non è corretta, o meglio non è corretto considerare l'estinzione atmosferica (così si chiama l'assorbimento atmosferico) come la causa principale e modellante delle curve di luce dei corpi celesti. Infatti, se così fosse, come si spiega una curva di luce di questo tipo?



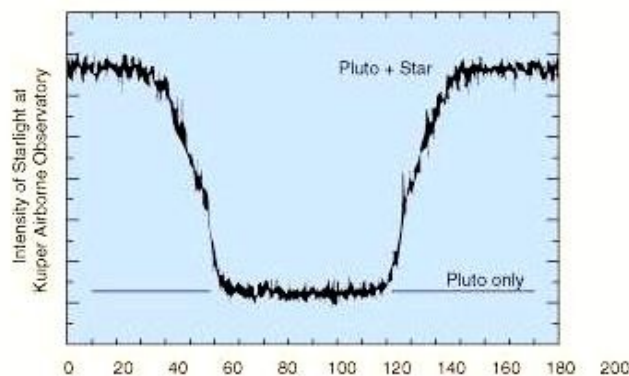
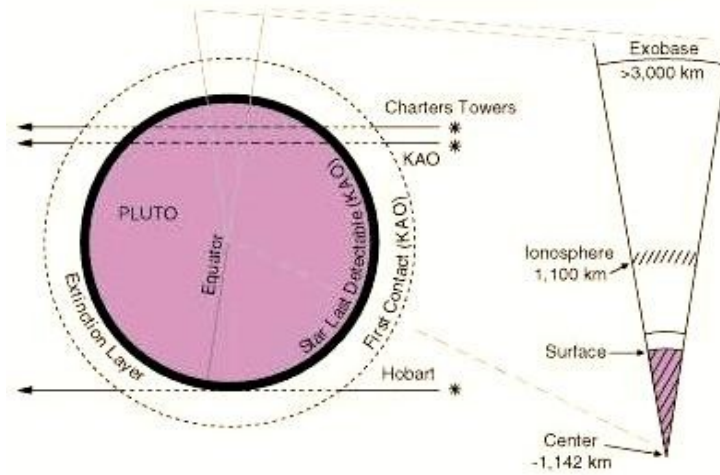
Questo è un tipico andamento di un'occultazione cosiddetta centrale, nella quale l'osservatore vede occultare la stella dal diametro (o da un asse nel caso di corpi irregolari) del corpo celeste. Da notare almeno due cose:

- il flusso stellare non va mai a zero, anche quando la stella dovrebbe trovarsi esattamente dietro il pianeta
- in prossimità del centro dell'occultazione, quando l'osservatore si trova esattamente nel centro del cono d'ombra, il flusso stellare aumenta repentinamente (flash), quando essa dovrebbe essere completamente invisibile.

Non è difficile immaginare come un andamento di questo tipo non sia modellato solamente dall'estinzione atmosferica, ma dalla rifrazione atmosferica: i raggi stellari, entrando nell'atmosfera del corpo celeste, vengono deviati in misura maggiore all'aumentare della densità del gas atmosferico:



I raggi vengono così “sparpagliati” lungo la direzione dell’occultazione, con il risultato che un osservatore ha l’illusione di vedere la stella non scomparire mai completamente dietro il pianeta; se l’occultazione è centrale, l’atmosfera si comporta come una lente, concentrando un maggior numero di raggi al centro, formando il picco centrale della figura precedente. In realtà, in un’occultazione stellare, la rifrazione domina sull’estinzione atmosferica nella caduta di luce che contraddistingue l’immersione (e l’emersione) almeno nelle parti meno dense dell’atmosfera; se analizziamo l’andamento dell’occultazione di Plutone, siamo in grado di capire almeno qualitativamente di cosa stiamo parlando:



Il calo di luce (e anche l'emersione) mostra chiaramente un doppio andamento; inizialmente esso è più dolce, poi procede più rapidamente; questo è il regime in cui l'estinzione diventa importante e crea un più rapido calo di flusso.

Ora che conosciamo l'andamento e i meccanismi responsabili dell'occultazione stellare da parte di un corpo dotato di atmosfera, passiamo alla parte più interessante ma anche più difficile: l'interpretazione dei dati e come ricavare preziose informazioni dall'unico dato in nostro possesso: la curva di luce.

Siccome tutto il procedimento è lungo, pieno di calcoli complicati e nozioni di fisica che non si possono prescindere, proviamo a fare un ragionamento più qualitativo ma comunque sensato, dando per scontato i calcoli e alcune conoscenze di base, quali i principi di rifrazione, l'indice di rifrazione...ecc.

Dallo studio della curva di luce siamo arrivati alla conclusione che l'entità della rifrazione dipende dalla distanza della stella dal bordo del corpo celeste; quindi, considerando un modello di atmosfera con distribuzione di densità esponenziale, l'entità della rifrazione dipende dalla densità dei gas incontrati (almeno in prima approssimazione). Dallo studio della curva di luce siamo in grado di trovare l'entità della rifrazione atmosferica, e quindi di ricavare la distribuzione di densità del gas, e attraverso le leggi sui gas, risalire alla pressione, temperatura e anche composizione.

In realtà le cose sono un po' più complicate, anche se il ragionamento fatto è tutto sommato corretto; come spesso accade, per semplificare le cose ed ottenere dei valori che diano almeno un'idea, possiamo effettuare delle semplificazioni, che ci aiutano molto. Se consideriamo le atmosfere isoterme (cioè con temperatura costante), allora siamo in grado di sviluppare dei modelli precisi in grado di darci la distribuzione della pressione e quindi della densità, per una data temperatura supposta costante. Per una generica atmosfera possiamo definire la scala di altezza per

la pressione come: $\frac{1}{H_p} \equiv -\frac{1}{P} \frac{dP}{dr}$, dove r = altezza, P = pressione; se supponiamo H_p = costante,

allora possiamo risolvere questa equazione differenziale per la pressione: $P = P_0 e^{-r/H_p}$; questo

è l'andamento della pressione in un'atmosfera in cui l'altezza di scala per la pressione è costante;

inoltre, possiamo definire il suo valore (H_p ha le dimensioni di una lunghezza) come l'altezza necessaria affinché la pressione diminuisca esattamente di un fattore e (ricorda che $e \approx 2.7$);

infatti, nell'equazione poniamo $r = H_p$ e risolviamo: $P = P_0 e^{-1}$ e quindi H_p è proprio l'altezza per la quale la pressione è e volte minore della pressione al suolo; l'altezza di scala della pressione si può anche legare a quantità più facilmente misurabili, come la temperatura, con l'aiuto delle relazioni per l'equilibrio idrostatico.

La condizione di equilibrio idrostatico si applica ad ogni involucro gassoso sottoposto a due forze: la pressione stessa del gas (dovuta all'agitazione termica) e la forza di gravità; queste due forze hanno direzioni contrarie: la forza di gravità attrae il gas verso il centro del corpo, mentre la pressione del gas agisce in senso contrario; dopo un certo tempo di rilassamento, il gas avrà raggiunto una situazione di equilibrio, in cui la pressione (che è una forza per unità di superficie) equivale l'attrazione di gravità, con il risultato che l'atmosfera si trova in una situazione stabile (almeno su una certa scala temporale); la condizione di equilibrio idrostatico è facilmente ricavabile

e ci dice che: $\frac{dP}{dr} = -\rho g$; sostituendo all'equazione $\frac{1}{H_p} \equiv -\frac{1}{P} \frac{dP}{dr}$ ricordando anche la legge dei

gas perfetti (che vale anche per gas reali entro un certo range di pressione) $P = \frac{\rho kT}{m}$ (dove k =

costante di Boltzmann, T = temperatura, ρ = densità e m = massa molecolare media) si ottiene:

$H_p = \frac{kT}{mg}$; se consideriamo lo spessore dell'involuppo atmosferico molto minore del raggio del

corpo celeste, allora $g = \text{costante}$ e H_p è costante per ogni temperatura T , cioè H_p è costante per un'atmosfera isoterma. Se dalla curva di luce riusciamo a conoscere H_p (che è una costante per ora), allora siamo in grado di determinare la temperatura T dell'atmosfera facendo ipotesi sulla composizione chimica (identificata da m); dalla legge dei gas perfetti e dalla definizione di H_p siamo anche in grado di determinare la densità e l'andamento della pressione.

H_p si determina direttamente dalla curva di luce in due modi: uno, chiamato inversione numerica della curva di luce, permette di collegare il suo valore direttamente al flusso ricevuto nell'unità di tempo; infatti è stato dimostrato che il tasso di diminuzione della luce in un'occultazione è univocamente determinato dal moto del corpo celeste rispetto alla stella e dall'altezza di scala della pressione; conoscendo il moto del corpo, il flusso ricevuto contiene in se la misura di H_p .

Attraverso l'inversione numerica, che non stiamo qui spiegare perché processo lungo e complicato, si riesce a ricavare un valore puntuale di H_p . Se invece consideriamo la nostra atmosfera isoterma, possiamo ricavare un valore per l'altezza di scala medio (che sarà costante) semplicemente sovrapponendo alle nostre osservazioni un modello di curva di luce ottenuto artificialmente in modo che si sovrapponga il più possibile a quanto registrato: il modello che crea la sovrapposizione migliore (best fit) ci dà quindi il valore di scala per la pressione. Una volta conosciuto H_p , facendo ipotesi sulla composizione atmosferica, siamo in grado di ricavare la temperatura isoterma

dell'atmosfera: $T = \frac{\mu g H_p}{k}$. Il passo successivo è quello di determinare densità e pressione, o

meglio, di cercare di determinare almeno un valore, in quanto i loro andamenti sono descritti proprio dal modello di atmosfera isoterma; sappiamo infatti che la pressione varia esponenzialmente con l'altezza: $P = P_0 e^{-r/H_p}$, e siccome vale la legge dei gas perfetti, che afferma la

proporzionalità diretta tra pressione e densità, allora anche l'andamento di essa sarà uguale:

$\rho \propto \rho_0 e^{-r/H_p}$. Tuttavia, siamo in un apparente vicolo cieco: sappiamo come varia la pressione e la densità ma ci mancano dei valori singoli da introdurre nelle equazioni ed avere un valore significativo dal punto di vista fisico. Ora possiamo solo fare dei discorsi semi-qualitativi: infatti se trovo un'altezza di scala di 10km, con il calo di luce che inizia ammettiamo a 1000Km dalla superficie del pianeta (ricorda che le distanze sono tutte già determinate), sappiamo allora che la pressione al livello del suolo sarà: $P_0 = P e^{r/H_p}$ e quindi $P_0 \approx P e^{100}$, ma senza il valore della

pressione a 1000Km non so assolutamente quanto valga P_0 , e naturalmente viceversa (non posso conoscere il valore di P se non conosco P_0). La cosa è complicata dal fatto che il modello (ideale) di atmosfera isoterma porta ad un risultato strano: la pressione P infatti va a zero solamente se $r \rightarrow \infty$ cioè un'atmosfera isoterma ideale non ha confini, ma sfuma gradualmente nello spazio.

Dalla curva di luce appare chiaro invece che essa abbia dei confini, anche abbastanza netti, contraddistinti proprio dalla graduale (ma netta) caduta di luce a causa della rifrazione. E' chiaro però, che a rigore, l'inizio della caduta di luce non corrisponde al confine dell'atmosfera isoterma, perché semplicemente non esiste; l'inizio della caduta di luce sarà dato dalla sensibilità degli strumenti nella misura del calo di luce, causato dalla rifrazione, via via maggiore all'aumentare della densità. Questa ultima affermazione è la chiave di volta di tutto il problema; l'entità della rifrazione dipende dalla densità del gas; se riesco a misurare l'angolo di deflessione di un certo raggio, allora ho informazioni sulla densità dello strato di atmosfera responsabile e posso ricavare un valore della densità in quel punto; se riesco a fare questo, allora conoscendo l'andamento della densità e della pressione (che altro non è che la forza peso esercitata da una colonna di gas su una

superficie unitaria, cioè $P = \frac{mg}{A} = \frac{\rho Vg}{A}$) ricavo finalmente valori significativi dal punto di vista fisico.

Fortunatamente conosciamo molto bene la teoria della rifrazione, e quindi siamo in grado di collegare per esempio la densità del gas in funzione dell'altezza direttamente all'indice di rifrazione: un valore facilmente calcolabile è dato dall'istante in cui la luminosità stellare raggiunge esattamente metà intensità; in questo istante la luce stellare è stata rifratta esattamente da un angolo

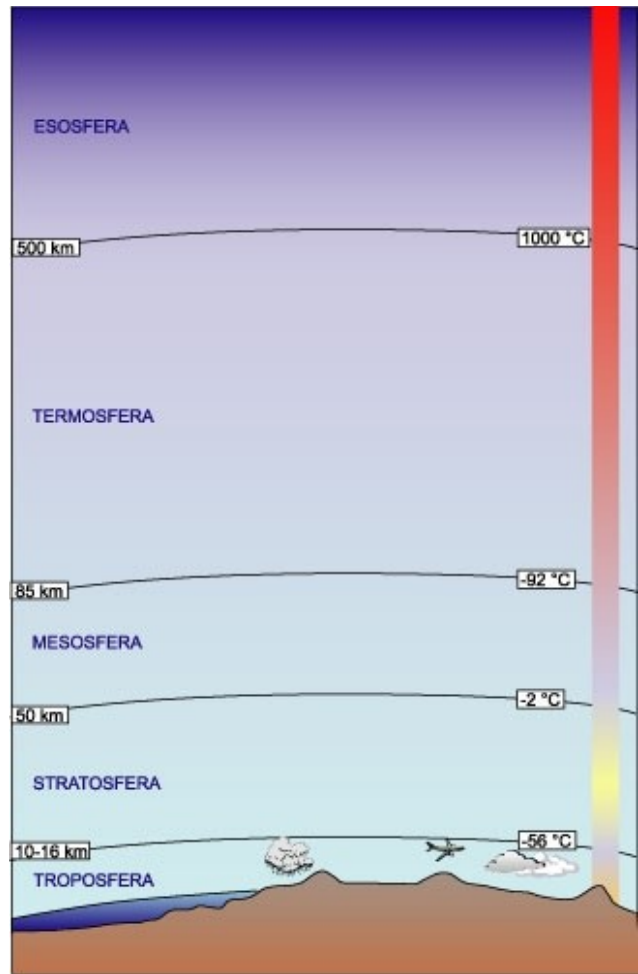
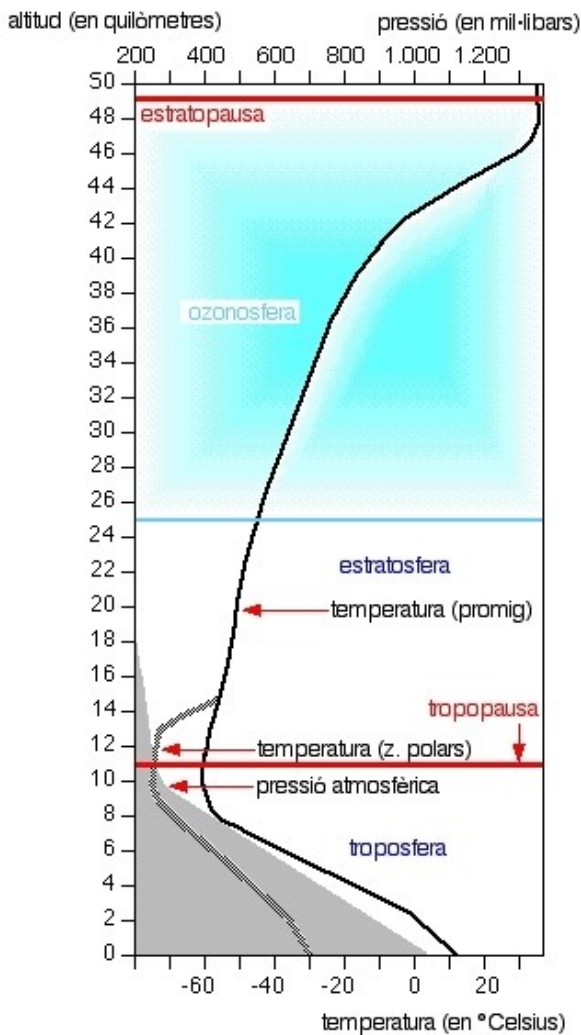
pari a: $\vartheta = \frac{H_p}{D}$, dove D = distanza pianeta-Terra. Conoscendo l'angolo di rifrazione, siamo in

grado di risalire all'indice di rifrazione e quindi alla densità del gas attraversato (l'indice di rifrazione dipende dal tipo e dalla densità del gas, facendo ipotesi sulla composizione, troviamo la densità a metà intensità). Finalmente, conoscendo la densità ad una certa altezza r , siamo in grado di ricavarla per tutte le altezze, così come per la pressione.

Siamo quindi giunti a proporre un modello per determinare, per un'atmosfera isoterma, la scala di pressione, la temperatura, la pressione e la densità semplicemente conoscendo l'altezza di scala per la pressione e l'indice di rifrazione del gas.

Il modello presentato non è completo, ma vuole solo dare un'idea di come si deve ragionare nell'interpretazione dei dati.

Inoltre le atmosfere planetarie non sono realmente isoterme; solamente per tratti di alcune decine di Km, a volte centinaia, si possono considerare realmente isoterme; il caso meglio conosciuto è quello terrestre, molto diverso da un'isoterma: per altitudini basse (fino al livello di condensazione delle nubi) il gradiente termico verticale è abbastanza alto ($\approx 1^\circ/100m$) poi cala a causa del calore latente liberato dalla condensazione del vapore acqueo, ma resta comunque elevato. Ad altezze maggiori di 15-20Km il gradiente è negativo (la temperatura sale), per poi calare bruscamente, e crescere di nuovo fino a circa 1000°C nelle parti più alte in cui molta radiazione solare è assorbita dalle molecole presenti:



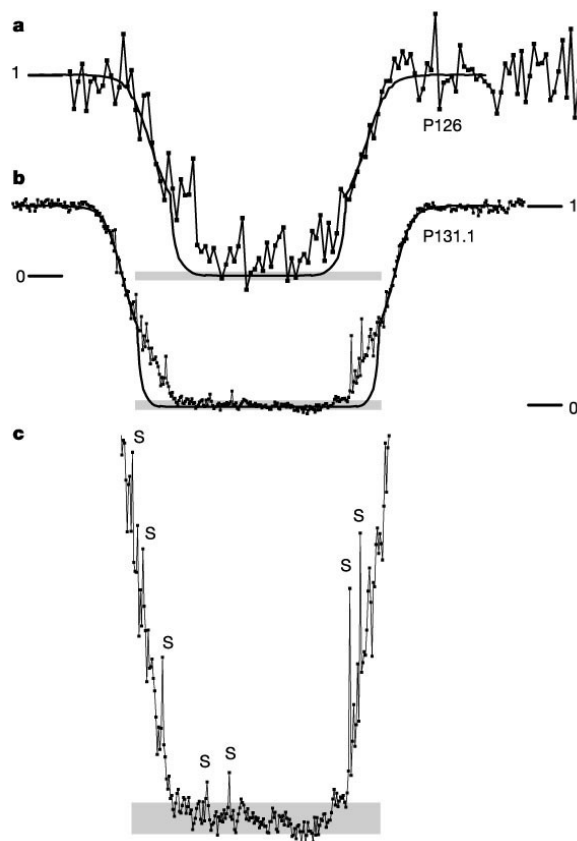
Un andamento non isoterma, anche se non così marcato, data l'unicità dell'atmosfera terrestre nel sistema solare, è comunque seguito da tutte (o quasi) le atmosfere dei corpi del sistema solare. Questo significa che il modello precedentemente visto sia privo di significato? Naturalmente no, solamente che il modello descrive una situazione ideale e media, che deve essere affinata se si vuole indagare oltre. La variazione di temperatura in uno strato atmosferico produce variazione nella densità, nella pressione e nell'indice di rifrazione; questo è ciò che collega il modello alla realtà; dalla misura del flusso ricevuto siamo infatti in grado di notare variazioni dell'indice di rifrazione e quindi le deviazioni dal modello isoterma.

Lo studio generale di un'atmosfera non isoterma si sviluppa secondo la teoria chiamata inversione numerica della curva di luce; alla misura del flusso misurato in funzione del tempo si lega l'indice di rifrazione (o meglio, il cosiddetto indice di rifrattività, che è comunque un'espressione diversa dell'indice di rifrazione), cercando di ricostruire il profilo di rifrattività dell'atmosfera (indice di rifrazione in funzione dell'altezza); da questo profilo è possibile dedurre tutte le quantità principali. Dalla composizione atmosferica si ricava il profilo di densità (l'indice di rifrazione è infatti proporzionale alla densità del gas presente) e successivamente si ricava il profilo della temperatura e della pressione considerando l'equazione dei gas perfetti e la condizione di equilibrio idrostatico

(che naturalmente vale a prescindere dal tipo di atmosfera):

$$\left\{ \begin{array}{l} P = \frac{\rho kT}{\mu} \\ \frac{dP}{dr} = -\rho g \end{array} \right.$$

Procedendo nell'analisi della curva di luce possiamo trovare altri interessanti dati dell'atmosfera del corpo occultante, che possiamo considerare di ordine superiore. Possiamo ricavare i profili di temperatura, pressione e densità semplicemente considerando il calo di luce, ma un'attenta analisi della curva, ci permette di ricavare anche la composizione, eventuali fluttuazioni repentine di densità, sintomo di zone di turbolenza o comunque di una certa attività atmosferica; questi dati si possono ricavare considerando le rapide fluttuazioni di luminosità a cui è soggetta la luce della stella rifratta; queste rapide variazioni (in inglese chiamati spikes) sono in qualche modo la prova che le proprietà locali dell'atmosfera cambiano; ricordando infatti che la rifrazione atmosferica dipende sostanzialmente dalla composizione e dalla densità del materiale attraversato dal raggio di luce, repentini cambi possono essere interpretati senza problemi come variazioni di densità; queste variazioni di densità possono essere prodotte sia dalla presenza di masse d'aria in ascesa (moti convettivi, come accade nella parte più bassa dell'atmosfera terrestre) o a venti, in generale a turbolenze atmosferiche o a rapidi gradienti termici (ricorda che densità, pressione e temperatura sono legati dall'equazione di stato dei gas perfetti); se poi consideriamo anche l'estinzione atmosferica prodotta nelle zone più interne dell'atmosfera, e siamo in grado di osservare a diverse lunghezze d'onda, allora possiamo determinare la composizione chimica e l'eventuale presenza di polveri o in generale di particelle di aerosol in sospensione nell'aria. Non svilupperemo un modello quantitativo, anche perché sarebbe pieno di inutili calcoli matematici, ma ci limiteremo a dare delle giustificazioni fisiche a ciò che è possibile ricavare. Gli "spikes" cioè i picchi di luce, si manifestano all'incirca in questo modo in una tipica curva di luce di un pianeta:



Nella figura sono mostrate due occultazioni stellari da parte di Plutone; nella prima e terza immagine sono chiaramente visibili i picchi di luce (spikes) di cui abbiamo accennato, alcuni abbastanza pronunciati. L'interpretazione di questi picchi di luce è tuttora non del tutto chiara; in particolare sembra che questi spikes possano essere sia il risultato di turbolenza atmosferica (similmente a quanto accade sulla Terra osservando una stella la cui luce sembra scintillare) random, oppure di vere e proprie onde di gravità, dovute allo spostamento di masse d'aria verso l'alto (moti convettivi) e quindi segnale di una notevole attività atmosferica. Spesso gli spikes sono

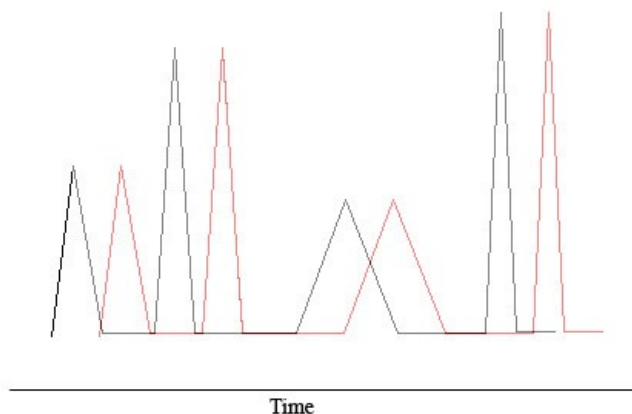
il risultato di entrambi i processi e distinguere chiaramente i due contributi diventa problematico. Osservazioni dello stesso fenomeno condotte in diversi luoghi sulla superficie terrestre (e quindi la cui occultazione interessa diverse zone atmosferiche del corpo) possono aiutare molto; infatti la turbolenza atmosferica, come accade anche sulla Terra, non si mostra isotropa, e quindi un'eventuale curva di luce che mostra gli stessi spikes in diverse parti dell'atmosfera può tranquillamente essere interpretata come il risultato di onde di gravità causate da moti su grande scala.

La composizione atmosferica richiede dati più precisi di una semplice curva di luce. Tramite osservazioni condotte in diverse bande dello spettro elettromagnetico si può risalire all'entità dell'estinzione atmosferica, esaminando anche il flash di un'occultazione centrale: l'obiettivo è quello di ottenere una specie di spettro senza dover utilizzare uno spettrografo.

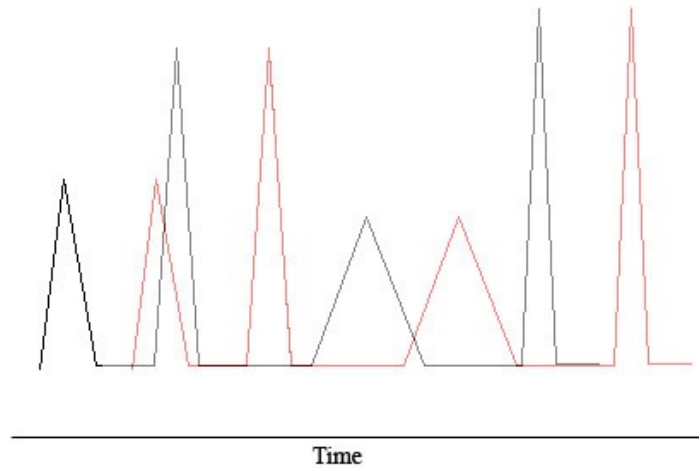
La presenza di gas molecolare può essere messa in luce a causa delle bande di assorbimento che contraddistinguono qualunque molecola (al contrario di un tipico spettro a righe delle specie atomiche). Osservazioni in bande ancora più strette, centrate sull'assorbimento delle molecole che si vuole mettere in evidenza, possono confermare o meno la presenza di un certo gas atmosferico e dare indicazioni sulla sua abbondanza.

Attraverso l'analisi degli spikes si riesce a stabilire con sufficiente precisione (molto dipende dalla qualità dei dati in possesso) le abbondanze dei principali gas atmosferici. Il procedimento da seguire è abbastanza semplice: la luce attraversa l'atmosfera, e viene rifratta dal gas proporzionalmente alla sua densità; tuttavia, la rifrattività di un gas dipende anche dalla lunghezza d'onda della luce; in particolare le lunghezze d'onda più corte vengono deflesse meno di quelle più lunghe. La dipendenza della rifrattività dalla lunghezza d'onda è tipica di ogni gas, e quindi uno studio accurato può portare alla stima dell'abbondanza del gas atmosferico. La tecnica richiede dati di alta qualità e risoluzione ed è limitata ad atmosfere costituite principalmente da due gas; questa comunque non è una limitazione troppo grossa: certo, il metodo non consente di rilevare le abbondanze di tutti i gas, ma è comunque valido.

Osservando in almeno due bande diverse dallo stesso sito, a causa della diversa rifrazione della miscela di gas in funzione della lunghezza d'onda, gli spikes si manifesteranno ad intervalli di tempo diversi nelle varie bande. L'intervallo di tempo misurato nelle due bande d'osservazione contiene informazioni sulla dispersione di entrambi i gas e quindi informazioni sulla loro abbondanza relativa. Tutto risulta molto più chiaro con un esempio astratto. Supponiamo di avere tre atmosfere, le cui dinamiche e proprietà fisiche siano completamente identiche, una composta da un gas X, l'altra da un gas Y e la terza da una micella X+Y le cui proporzioni non sono note. Di entrambi i gas, attraverso esperimenti di laboratorio, conosciamo praticamente tutto, compreso l'andamento dell'indice di rifrazione (o rifrattività) in funzione della lunghezza d'onda che supponiamo sia molto diverso tra i due gas. Osservando l'atmosfera X in due diverse lunghezze d'onda (supponiamo vicino UV e vicino IR) otteniamo un andamento per il gas X di questo tipo:



Per la seconda atmosfera, osservando alle stesse lunghezze d'onda, si ottiene un andamento diverso:



La distanza tra due uguali spikes nelle due lunghezze d'onda ci dà l'andamento della rifrattività con la lunghezza d'onda per il gas; un'atmosfera che contenga i gas X+Y mostrerà degli spikes, la cui separazione sarà data dall'abbondanza relativa dei due gas; se essi saranno mescolati esattamente al 50% allora la distanza tra gli spikes sarà semplicemente la media (non pesata) delle distanze nelle atmosfere X e Y, cioè: $\Delta t = \frac{t_{\lambda_2} - t_{\lambda_1}}{2}$; se le abbondanze non saranno esattamente uguali, allora la

distanza sarà una media pesata sulle due abbondanze relative: $\Delta t = \frac{Yt_{\lambda_2} - Xt_{\lambda_1}}{2}$. In realtà questo

risultato si ha se la dipendenza della rifrattività è lineare con la lunghezza d'onda, per entrambi i gas, altrimenti non si può più fare il discorso della semplice media matematica. L'importante è comunque riuscire a capire che conoscendo la dipendenza dell'indice di rifrazione dalla lunghezza d'onda per ogni gas, dall'esame degli spikes in funzione della lunghezza d'onda si può risalire alle abbondanze relative dei due gas principali. Le maggiori difficoltà nell'applicare questa tecnica alle atmosfere planetarie risiede sostanzialmente nella difficoltà di avere dei dati con una risoluzione abbastanza alta e un rapporto segnale/rumore elevato. Anche le eventuali basse rifrattività dei gas, come ad esempio l'Elio, possono introdurre notevoli errori e difficoltà di calcolo.

Lo studio dell'estinzione atmosferica e della luminosità del picco centrale, dà informazioni preziose sull'eventuale presenza di aerosol in atmosfera e sulle dimensioni delle particelle. Questo dato è comunque piuttosto difficile da rilevare e abbiamo bisogno di maggiori informazioni, come due o più osservazioni simultanee in diverse bande spettrali, oltre ad un'ottima descrizione del modello atmosferico che ci troviamo davanti. Senza andare nei dettagli, ci limitiamo a dare solamente delle indicazioni qualitative: sottraendo dalla curva di luce il contributo dovuto dalla rifrazione atmosferica, attraverso un modello, siamo in grado di evidenziare il calo di luce causato solamente dall'estinzione atmosferica e/o assorbimento dovuto alle molecole del gas; in particolare il picco centrale di luminosità ci può essere molto utile: conoscendo le proprietà dell'atmosfera siamo in grado di prevedere la sua intensità. Dal confronto di questa con quella reale, soggetta ad estinzione da parte di particelle di aerosol ed eventuali assorbimenti molecolari, siamo in grado di dare informazioni sulla trasparenza (meglio, profondità ottica) del mezzo attraversato; conoscendo la composizione del gas siamo in grado di evidenziare e sottrarre anche il contributo dovuto ad esso (assorbimento a bande e diffusione, che può considerarsi trascurabile) ed evidenziare la presenza di particelle solide (aerosol), che si manifesta come un assorbimento non più a strette bande come le molecole, e da effetti di diffusione, molto più importanti rispetto al gas. L'estinzione atmosferica

diventa maggiore quanto più grandi sono le particelle di aerosol, mentre nulla si può dire sulla loro composizione.

Il picco centrale, o meglio la sua forma, e la simmetria totale della curva di luce, ci danno informazioni anche sulla forma dell'atmosfera; un involucro perfettamente sferico produrrebbe un picco centrale altamente simmetrico, mentre piccole variazioni dalla forma sferica introducono delle aberrazioni nell'effetto di focalizzazione e quindi una variazione della forma del picco centrale, e in generale anche della stessa simmetria della curva di luce.

Il metodo visto dell'inversione della curva di luce e dell'interpretazione dei (pochi)dati in nostro possesso è molto più complesso di quanto non appaia; nonostante la già notevole complessità, esso è frutto di alcune approssimazioni che si sono rese necessarie per semplificare i calcoli; in particolare abbiamo trascurato effetti di diffrazione, effetti minori di rifrazione atmosferica (abbiamo supposto che il raggio entrando in atmosfera subisca una singola rifrazione, cosa che a teoricamente non è esatta), trascurato le variazioni di gravità con l'altezza che modificano (ma di pochissimo, soprattutto per corpi grandi) l'altezza di scala per la pressione, considerato il corpo celeste sferico (e la conseguente accelerazione di gravità g) e una composizione omogenea (senza quindi differenziazione chimica). Nonostante queste approssimazioni, i risultati che si ottengono sono abbastanza precisi e per alcuni corpi celesti, come Plutone, sono l'unico mezzo per conoscere le loro proprietà atmosferiche; le occultazioni stellari permettono di sondare vaste regioni dell'atmosfera con una risoluzione che è pari al diametro stellare visto da Terra alla distanza del pianeta (e quindi nell'ordine dei 10 Km) ed ottenere dati molto precisi fino ad altezze di poche decine di Km dalla superficie del corpo celeste.

Il modello dell'inversione, con opportune modifiche, si può applicare anche ad altri corpi celesti: asteroidi di forma non regolare e atmosfere che non sono in equilibrio idrostatico come quelle delle comete.

L'avvento delle missioni di esplorazione interplanetarie ha permesso di verificare e affinare i modelli e le nostre conoscenze delle atmosfere, soprattutto attraverso piccole sonde che hanno attraversato l'atmosfera fino a posarsi sulla loro superficie.

Concludiamo questa sezione con una curiosità: in assenza di misure dirette da parte di sonde che si gettano nelle atmosfere planetarie, la misurazione si effettua ancora con il metodo delle occultazioni, solamente che l'oggetto che occultata il pianeta non è più una lontana stella ma una sonda in orbita intorno ad esso che emette segnali radio ad una ben precisa frequenza. Applicando il metodo dell'inversione a questa strana occultazione riusciamo ad avere dei dati di ottima qualità e sviluppare un modello atmosferico molto più preciso di quello delle occultazioni stellari.