

Diffusione molecolare nell'alta atmosfera (*)

C. ARDUINI (**)

Ricevuto il 19 Febbraio 1963

RIASSUNTO. — Le perturbazioni indotte nell'alta atmosfera dall'emissione, a mezzo di razzi sonda, di nubi di vapori estranei sono un utile mezzo per lo studio simultaneo di alcune caratteristiche fisiche e dinamiche degli alti strati.

La presente relazione illustra in breve i principi di alcune tecniche per la misura del coefficiente di diffusione binaria tra l'aria e il vapore della nube artificiale.

SUMMARY. — The perturbation of the upper atmosphere produced by the emission of vapor clouds from sounding rockets is a means to investigate some physical and dynamical characteristics of the upper layers. — This paper summarizes some fundamentals of the measure of the binary diffusion coefficient between the air and the vapor of the artificial cloud.

INTRODUZIONE.

La tecnica dell'emissione di sostanze estranee in seno all'alta atmosfera, effettuate a mezzo di razzi sonda, si è dimostrata una delle più efficaci per la determinazione delle caratteristiche dinamiche e fisiche degli alti strati. La relativa semplicità dell'esperimento e la capacità di fornire indicazioni interessanti ampi intervalli di quota e vari parametri contemporaneamente hanno determinato un vasto impiego del metodo negli ultimi anni. A queste attività ha partecipato con successo anche l'Italia con serie di lanci effettuati dal poligono sardo di Perdas de Fogu (1, 2).

(*) Nota presentata al 2° Congresso Internazionale Tecnico Scientifico dello Spazio. Roma, 19-23 Giugno 1962.

(**) Istituto Costruzioni Aeronautiche - Università di Roma.

I dati ottenuti sono di particolare interesse anche perchè per la prima volta, grazie ad un programma di collaborazione con la NASA, sono stati ottenuti in sincronismo e sono quindi correlabili, con quelli di analoghi esperimenti effettuati dalla base di Wallops Island negli U.S.A.

Dalla correlazione, che sarebbe augurabile poter estendere a un numero maggiore di punti del globo, si potranno ottenere le più utili indicazioni sulla dinamica generale dell'atmosfera e sulle cause che la determinano.

Il fondamento della tecnica delle nubi di sostanza perturbante è l'osservazione dell'interazione tra l'atmosfera e le molecole estranee, interazione che si estrinseca in fenomeni di trasporto macroscopici e microscopici, come il trascinamento meccanico, la diffusione molecolare, il livellamento energetico, ecc.

L'osservazione di tali fenomeni è possibile con mezzi ottici; questo limita la scelta delle sostanze perturbanti al cerchio di quelle che risultino facilmente visibili anche in concentrazioni estremamente tenui o per chemiluminescenza (nel caso di lanci in piena notte) o per diffusione della luce solare (3). I vapori di metalli alcalini, quali ad es. il sodio o il litio rispondono particolarmente a queste esigenze e vengono comunemente impiegati in queste esperienze. Nel caso degli esperimenti italiani del Gennaio, Aprile e Settembre 1962, compiuti in luce solare al tramonto e all'alba, il carico utile dei razzi sonda era costituito essenzialmente da sodio metallico, con piccole quantità di litio disperso in grani entro la massa.

La vaporizzazione del sodio e del litio è ottenuta mediante la combustione di termite; il risultato è un'emissione continua di sodio lungo tutto un arco di traiettoria e la formazione di un certo numero di piccole nubi sferiche di vapori di litio. L'osservazione simultanea delle nubi è possibile mediante l'adozione di speciali filtri (4) montati sugli apparati fotografici.

Il rilievo della nube è fatto da un certo numero di fotostazioni (minimo necessario due) opportunamente dislocate a terra, che riprendono sequenze sincrone di fotogrammi. Dai fotogrammi è possibile la ricostruzione dello spostamento e dell'espansione delle nubi nel tempo.

L'esperimento brevemente descritto consente lo studio simultaneo di diversi parametri interessanti come ad es. velocità e direzioni dei venti in quota, turbolenza degli strati, temperature dell'aria e sua densità. (Per quanto riguarda i venti vedi pure la memoria «Dinamica dell'Alta atmosfera» del Prof. Severino Giorgi, presentata in questo stesso Congresso). La misura della temperatura richiede tecniche particolarmente

elaborate (4). Scopo della presente breve relazione è quello di illustrare le tecniche impiegate per la misura del coefficiente di diffusione tra aria e vapore estraneo da cui può dedursi la densità. (Sull'argomento vedi pure (5-8)).

1. - PRINCIPIO DELLA MISURA.

Una massa di atomi estranei all'atmosfera (es. sodio, litio, ecc.) venga emessa in seno all'atmosfera. Si supponga che, fin dall'istante iniziale tale massa abbia la stessa pressione e temperatura dell'aria che la circonda. Si supponga altresì che non ci siano moti turbolenti che rimescolino l'aria e il vapore estraneo. In tale condizione l'unico fenomeno che determina la migrazione degli atomi estranei in seno all'aria è la diffusione molecolare; la legge fondamentale di questo fenomeno è che il flusso di atomi estranei, nell'unità di tempo, attraverso una superficie unitaria, è proporzionale al gradiente di concentrazione di tali atomi attraverso la superficie considerata:

$$dN = - D \left(\frac{dn}{dx} \right) dS \cdot dt .$$

La legge è del tutto analoga a quella di Fourier per il calore. Il coefficiente D (coefficiente di diffusione) dipende essenzialmente, oltre che dalle caratteristiche atomiche del vapore estraneo e dell'aria, dalla densità e temperatura di questa.

Dalla legge precedente, considerando i flussi entro ogni volume elementare si deduce la nota equazione:

$$\text{div} (D \text{ grad } n) = \frac{\partial n}{\partial t}$$

e per D costante:

$$D \cdot \Delta_2 n = \frac{\partial n}{\partial t} .$$

La condizione iniziale è la distribuzione $n(P)$ all'atto dell'emissione. La condizione al contorno è $n = 0$ a distanza infinita dalla zona di emissione.

Posto quanto sopra il principio della misura di D consiste nel confronto tra la distribuzione di n rilevata sperimentalmente e quella corrispondente ad un modello teorico scelto opportunamente per tener conto delle condizioni di emissione del vapore.

2. - MODELLI TEORICI.

I modelli teorici più opportuni sono essenzialmente due:

a) modello a simmetria sferica; descrive abbastanza bene il fenomeno quando l'emissione è circa puntiforme;

b) modello a simmetria cilindrica; descrive abbastanza bene la emissione continua filiforme lungo la traiettoria del razzo.

DIFFUSIONE

Legge fondamentale: $dN = -D \left(\frac{dn}{dr} \right) dS dt$ $\left\{ \begin{array}{l} dN = \text{flusso di particelle attraverso} \\ dS \text{ nel tempo } dt \\ \nu - \text{normale alla superficie } dS \\ n - \text{concentrazione di particelle} \end{array} \right.$

Equazione della diffusione:

$$\left\{ \begin{array}{l} D \Delta_2 n = \frac{\partial n}{\partial t} \\ t = 0 \quad n = n_0(P) \\ \text{all'infinito } n \rightarrow 0 \end{array} \right.$$

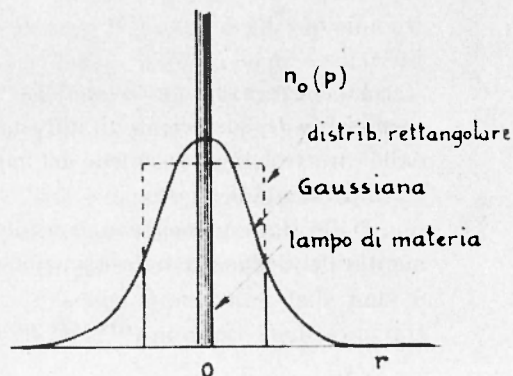


Fig. 1

Per quanto riguarda la condizione iniziale (distribuzione di concentrazione $n = n(P)$) all'istante iniziale le schematizzazioni possibili sono essenzialmente due (Fig. 1):

a) distribuzione iniziale gaussiana;

b) distribuzione iniziale costante entro un certo raggio r_0 , nulla per $|r| > r_0$.

Più spesso è considerato il caso limite di entrambe le distribuzioni, cioè l'impulso o lampo di materia (concentrazione infinita in $r = 0$, nulla altrove) (Fig. 2).

MODELLI TEORICI

Lampo di materia

Simmetria cilindrica (N atomi emessi per unità di lunghezza)

$$n(r, t) = \frac{N}{4\pi Dt} e^{-\frac{r^2}{4Dt}}$$

Simmetria sferica (N atomi emessi in un punto)

$$n(r, t) = \frac{N}{(4\pi Dt)^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{4Dt}}$$

Fig. 2

3. - OSSERVAZIONE SPERIMENTALE.

Il fenomeno che rende possibile l'osservazione sperimentale dei vapori alcalini emessi entro l'atmosfera è la diffusione della luce da parte degli atomi estranei. Questi, ricevendo la luce diretta del sole ne diffondono parte in tutte le direzioni. La composizione spettrale della luce diffusa dipende dal tipo di vapore usato, e comprende le righe spettrali di questo.

Una stazione d'osservazione in ombra rispetto al sole (che cioè non riceva la luce diretta di questo) riceverà la luce che la nube diffonde verso di essa. La situazione descritta si verifica quando la nube venga prodotta in quota subito dopo il tramonto o poco prima dell'alba: in

tali circostanze la nube è infatti ancora illuminata dal sole mentre la stazione d'osservazione è in ombra (Fig. 3).

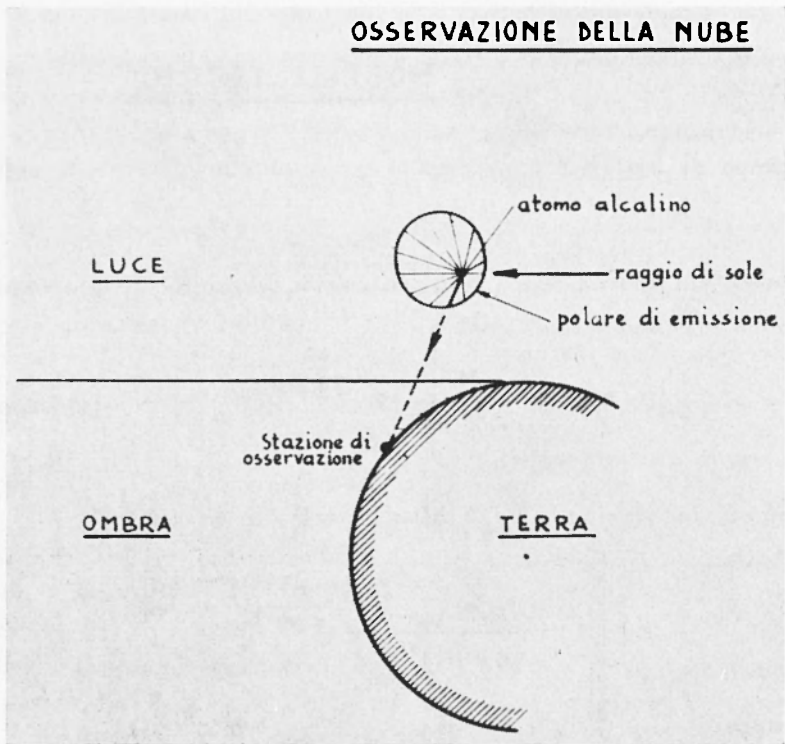


Fig. 3

La luce che la stazione d'osservazione riceve dipende dalla posizione relativa sole-nube-stazione. A parità di tale posizione essa dipende dal numero di atomi emittenti lungo il raggio visuale nube-stazione.

Esattamente si può ritenere che ogni atomo emetta, nella direzione di tale raggio, una certa energia. La luminosità superficiale in un certo punto della nube sarà perciò data dalla somma dei contributi di tutti gli atomi lungo il raggio visuale: ciò almeno fin quando non ci siano fenomeni di assorbimento lungo il cammino, vale a dire finchè la nube è otticamente sottile. Questa condizione è soddisfatta nei punti a minor concentrazione, vale a dire verso i bordi della nube stessa. Nelle parti otticamente dense la luminosità superficiale ha invece un valore pressoché indipendente dal numero di atomi lungo il raggio visuale. Limitando

ogni considerazione alle parti otticamente sottili della nube si può, in base a quanto detto sopra ritenere che esiste proporzionalità tra lumino-

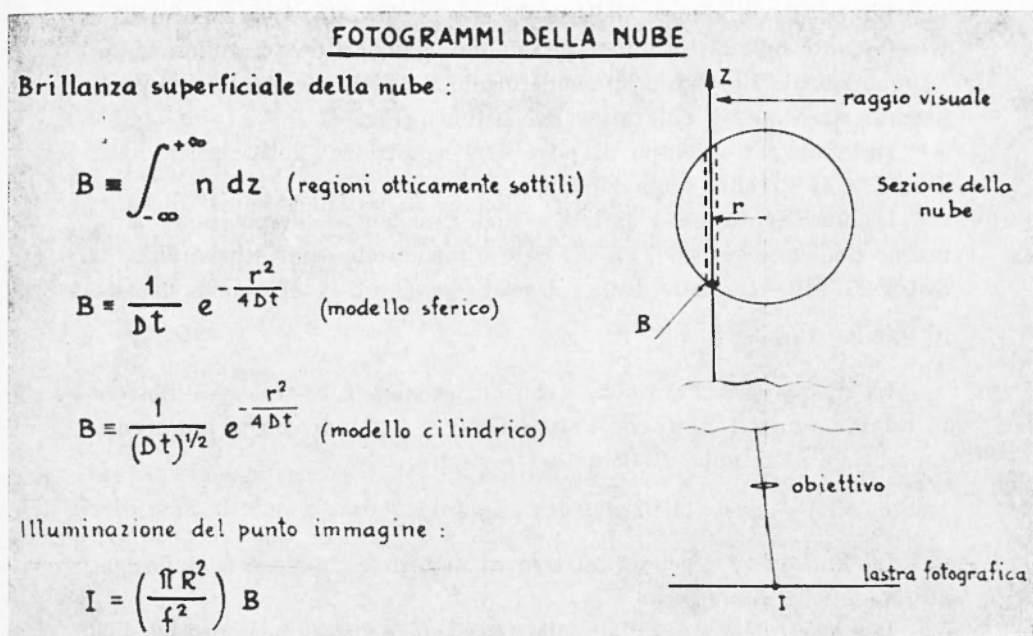


Fig. 4

sità superficiale e numero di atomi sul cammino ottico. Detta B la luminosità superficiale sarà pertanto (Fig. 4):

$$B \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} n \, dz .$$

Assunta la condizione iniziale di impulso di materia risulta pertanto:

a) per il modello sferico

$$B \equiv \frac{e^{-\frac{r^2}{4Dt}}}{(Dt)}$$

b) per il modello cilindrico

$$B \equiv \frac{e^{-\frac{r^2}{4Dt}}}{(Dt)^{1/2}} .$$

4. - ANALISI FOTOGRAFICA DELLA NUBE.

L'intensità luminosa della nube viene rilevata fotograficamente. Esattamente sulla lastra fotografica l'illuminazione I del punto immagine è proporzionale alla luminosità superficiale B della nube secondo un coefficiente che dipende dall'ottica del sistema (Fig. 4).

Dato un certo tempo di posa t_p l'esposizione della lastra sarà $E = I \times t_p$ e risulta proporzionale a B .

L'annerimento della lastra è una funzione dell'esposizione E o meglio del suo logaritmo, $\log E$. Esso è misurabile come trasparenza di lastra T % (percentuale di luce lasciata passare) ovvero come densità di lastra $d = \log_{10} \left(\frac{1}{T} \right)$.

La trasparenza T è rilevata con un fotometro. Si tratta di mettere in relazione questo dato con l'esposizione E e quindi con la luminosità superficiale della nube I . Come detto risulta:

$$T = f(\log E).$$

La funzione f dipende dal tipo di materiale fotografico, dalla sua storia, dallo sviluppo, ecc.

Per avere dati attendibili sulla f bisogna ricorrere pertanto ad una calibrazione eseguita sul rullo stesso su cui sono le immagini.

La calibrazione può essere « assoluta » se eseguita con esposizioni note, vale a dire con una sorgente di luce di intensità nota e costante e con tempi di posa accuratamente misurati.

Tale tipo di calibrazione è piuttosto onerosa da eseguirsi. Si può eseguire allora una « calibrazione relativa ». Allo scopo basta fotografare un filtro neutro a gradini di trasparenze T^* note, illuminato con una sorgente di intensità qualsiasi I^* , con un tempo di posa t^* . La trasparenza che si otterrà sulla lastra in corrispondenza a ciascun gradino sarà:

$$T = f(\log I^* t^* T^*) = f(\log E^* + \log T^*)$$

(con $E^* = I^* t^*$)

e si può costruire la curva di calibrazione $T = T(T^*)$. Dati ora due punti della nube aventi sulla lastra trasparenze T_1 e T_2 , risulterà:

$$T_1 = f(\log E_1) = f(\log E^* + \log T_1^*)$$

$$T_2 = f(\log E_2) = f(\log E^* + \log T_2^*)$$

in cui E_1 ed E_2 sono le esposizioni reali, proporzionali alla luminosità

superficiale della nube. Le uguaglianze scritte sopra possono sussistere solo se:

$$\begin{aligned} \log E_1 &= \log E^* + \log T_1^* \\ \log E_2 &= \log E^* + \log T_2^* \end{aligned}$$

ne segue:

$$\left(\frac{E_1}{E_2}\right) = \left(\frac{T_1^*}{T_2^*}\right) \quad \text{o anche} \quad \left(\frac{B_1}{B_2}\right) = \left(\frac{T_1^*}{T_2^*}\right).$$

Come si vede la calibrazione relativa consente di risalire non alle luminosità superficiali ma ai rapporti di luminosità tra punti diversi della nube, ciò che può riuscire sufficiente se si seguono opportuni metodi (vedi paragrafo seguente).

5. - METODI PER RISALIRE AL COEFFICIENTE DI DIFFUSIONE.

Il coefficiente di diffusione come si è detto, si rileva dal confronto degli andamenti teorici delle concentrazioni (cioè delle luminosità) con quelli reali. Siccome la concentrazione dipende dallo spazio e dal tempo il confronto si può fare sia seguendo gli andamenti nel tempo che seguendo quelli nello spazio.

a) *Confronto degli andamenti nel tempo.*

Questo tipo di confronto implica l'analisi di una successione di fotogrammi. Si può ad es. seguire l'andamento delle isofote nel tempo, e da questo dedurre D .

I - *Modello sferico*; sulle linee isofote:

$$I \equiv \frac{e - (r^2/4Dt)}{Dt} = \text{cost} = K$$

quindi:

$$r^2 = 4Dt \ln \frac{1}{KDt}$$

da cui ad esempio si può ricavare il massimo

$$r^2_{\text{max}} = 4Dt_{\text{max}}.$$

Rilevando dalle curve sperimentali r^2_{max} e t_{max} si risale a D

$$D = \frac{r^2_{\text{max}}}{4 t_{\text{max}}}.$$

II - *Modello cilindrico*

Con procedimento analogo si ricaverebbe:

$$r_{\max}^2 = 2 D t_{\max}$$

$$D = \frac{r_{\max}^2}{2 t_{\max}}$$

Basandosi sul medesimo concetto generale si possono escogitare molti altri sistemi per dedurre D dall'andamento delle curve nel tempo.

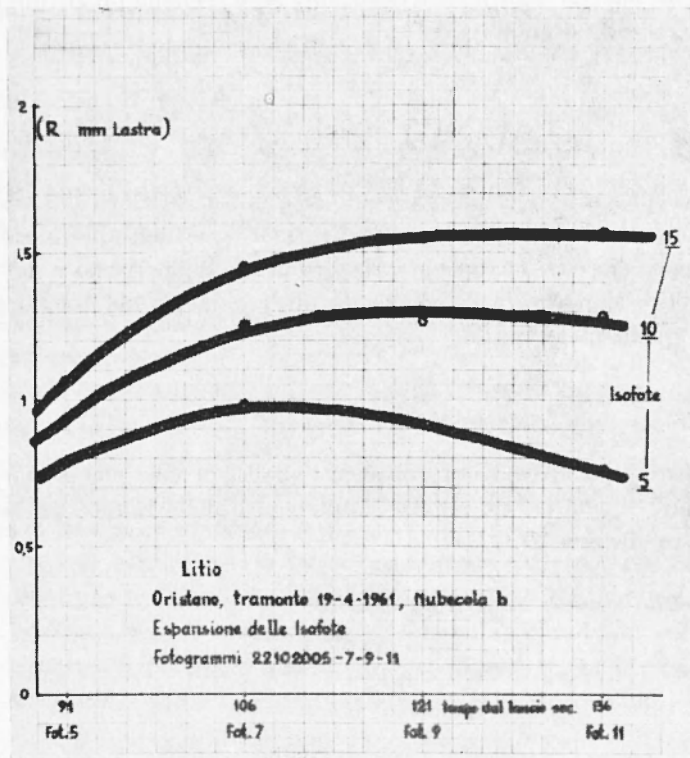


Fig. 5

L'inconveniente principale di tutti questi metodi è che bisogna confrontare fotogrammi successivi. Ora c'è da tener presente che la variazione nel tempo della luminosità dei punti della nube non è dovuta solo alla diffusione, ma anche alla variazione nel tempo della posizione relativa sole-nube-stazione, da cui dipende e la luminosità della nube e

quella del fondo celeste. Ciò posto la possibilità di dedurre D dalle curve temporali è limitata a quei casi in cui il fenomeno di diffusione è assai rapido, come è il caso delle nubesole di litio (Fig. 5). La diffusione di tali sferette avviene in tempi dell'ordine del minuto, sicché si può pensare trascurabile l'effetto della variazione dell'angolo di depressione solare. Il vantaggio presentato dal metodo è che, dovendosi lavorare sulle isofote e non richiedendosi la conoscenza dei valori effettivi della luminosità nei punti della nube, si può fare a meno della calibrazione del film. Infatti a parità di ogni altra condizione (tempo di posa, fondo celeste, ecc.) ad uguali luminosità della nube corrispondono uguali densità di immagine sulla lastra; le isofote coincidono cioè con le linee di ugual trasparenza della lastra.

Rimane peraltro da osservare che sussistono due difficoltà:

1 - È difficile ottenere tempi di posa rigorosamente uguali;

2 - Gli errori nella determinazione di t_{\max} influiscono molto in quanto si tratta di errori su tempi brevi.

b) - *Confronto degli andamenti nello spazio.*

Questo metodo è assai più adatto del precedente allo studio di diffusioni lente, per le ragioni precedentemente descritte. Si presta quindi assai bene per il sodio, la cui diffusione dura qualche decina di minuti. Inoltre è comodo e rapido in quanto consente di lavorare su fotogrammi singoli. Non è inoltre necessario un controllo accurato del tempo di posa.

Nel caso di modello cilindrico risulta, per le luminosità di due punti della nube posti alle distanze r_1 ed r_2 dell'asse:

$$r_2^2 - r_1^2 = ADt \ln \frac{B'_1}{B'_2}$$

B'_1 e B'_2 sono le luminosità proprie della nube. Bisogna tener presente che, sul fotogramma, a queste luminosità si sovrappone quella B_f del fondo, sicché se B_1 e B_2 sono le luminosità dedotte in 1 e 2 dalla fotografia risulterà:

$$B'_1 = B_1 - B_f \quad B'_2 = B_2 - B_f.$$

Sarà pertanto:

$$r_2^2 - r_1^2 = ADt \ln \frac{B_1 - B_f}{B_2 - B_f}.$$

Ricordando poi che dalla calibratura del film risulta la proporzionalità tra le B e le trasparenze calibrate T^* (vedi avanti) si può scrivere:

$$r^2_2 - r^2_1 = ADt \ln \frac{T^*_{1} - T^*_f}{T^*_{2} - T^*_f}.$$

Dalla precedente si ricava:

$$D = \frac{r^2_2 - r^2_1}{4t} \cdot \frac{1}{\ln \left(\frac{T^*_{1} - T^*_f}{T^*_{2} - T^*_f} \right)}.$$

Tutti i termini a secondo membro sono rilevabili dall'esame del fotogramma.

Nell'applicazione del metodo vi sono due principali difficoltà:

1) la relazione scritta precedentemente è valida nella zona otticamente sottile della nube cioè, nel caso del sodio, solo verso i bordi della nube. Ivi però è più forte l'influenza percentuale della luminosità del fondo, e più forti sono gli errori dovuti alle imperfezioni della grana del film, alle disuniformità di sviluppo, ecc.;

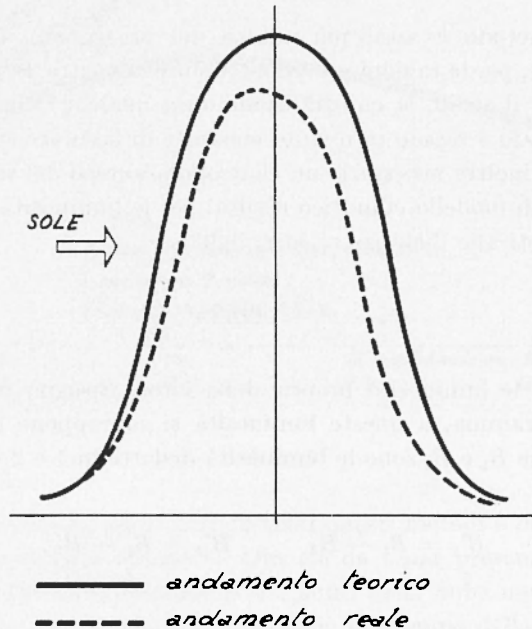


Fig. 6

2) la curva $T = T(r)$ non risulta simmetrica rispetto all'asse del massimo. Ciò è tanto più marcato quanto più la illuminazione del sole è laterale rispetto alla nube. La cosa si spiega tenendo conto dell'assorbimento della zona centrale densa della nube; la luce arriva alle zone periferiche opposte al sole filtrata dal resto della nube. Ne segue la deformazione del diagramma di luminosità (Fig. 6) da quello teorico (linea-piena) a quello reale (punteggiato). Si può facilmente constatare che la forma della curva reale e teorica debbono prossimamente coincidere dalla parte ripida della curva (zona direttamente illuminata). Inoltre l'asse di simmetria della curva teorica deve essere spostato rispetto all'asse del massimo. La sua posizione approssimativa può dedursi dalla mezzeria delle sezioni inferiori della curva reale. Infatti la curva reale e quella teorica tendono a sovrapporsi per i bassi valori della luminosità.

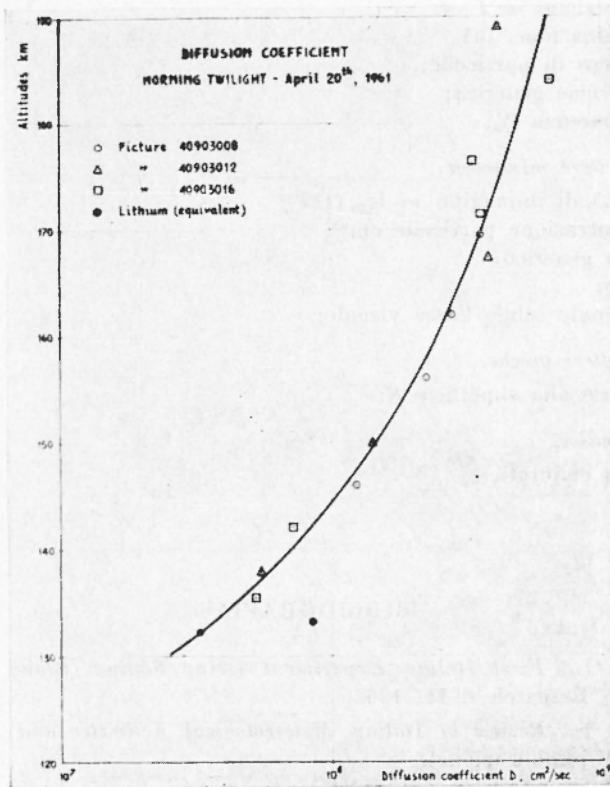


Fig. 7

In ogni caso, malgrado la possibile correzione dell'effetto di dissimmetria, qualche incertezza rimane, e sarebbe eliminabile solo disponendo di fotogrammi presi col sole frontale rispetto alla stazione d'osservazione.

Il metodo descritto, applicato alla diffusione del sodio, ha dato risultati coerenti per il coefficiente di diffusione pur operando su diversi fotogrammi e su diverse sezioni per fotogramma.

La Fig. 7 illustra alcuni risultati tipici.

LISTA DEI SIMBOLI

a) lettere maiuscole.

- B — brillanza superficiale, candele/cm²;
 D — coefficiente di diffusione, cm²/sec.;
 E = esposizione — $I \cdot t$;
 I = illuminazione, lux;
 N = numero di particelle;
 S = superficie generica;
 T = trasparenza %;

b) lettere minuscole.

- d = densità di immagine = $\lg_{10}(1/T)$;
 n = concentrazione particelle cm⁻³
 r = raggio generico;
 t = tempo;
 z = coordinate lungo l'asse visuale;

c) lettere greche.

- v = normale alla superficie S ;

d) indici.

- * = valori calibrati.

BIBLIOGRAFIA

- (¹) BROGLIO L., *First Italian Experiment Using Sodium Cloud Technique* « Space Research », II, 1961.
 (²) BROGLIO L., *Review of Italian Meteorological Activities and Results* (in corso di pubblicazione).
 (³) BLAMONT J., LORY M. L., *Réactivité du Sodium et du Lithium dans la haute atmosphere*. « Annales de Geophysique », 16, 4 (Octobre-Décembre 1960).

- (4) BLAMONT J. E., DONAHUE T. M., LORY M. L., *Measurement of the Temperature in the Upper Atmosphere to 150 km in a Rocket Experiment*. « Physic Review letters », 6. 8, (April 15, 1961).
 - (5) HOWARD D. E., BEDINGER J. F., MANRING E. R., *Emission from a Sodium Cloud Artificially Produced by Means of a Rocket*. « The Airglow and the Aurorae », Pergamon Press, London e New York 1956.
 - (6) MANRING E., KNAFLICH H., *Some Measurements of the Coefficient of Diffusion in the Upper Atmosphere*. National Aeronautics and Space Administration, Goddard Space Flight Center, Washington D. C., March 1961.
 - (7) SHKLOVSKIY I. S., KURT V. G., *The determination of the density of the Atmosphere at an altitude of 430 km by the Sodium Vapor diffusion Method*. NASA Technical Translation F., 15 April 1960.
 - (8) MANRING E. R., BEDINGER J. F., *Sodium Emission at 140 km*, VIII International Astronautical Congress, Barcellona 1957, Proceedings, Springer Verlag, Wien 1958.
-