

PERTURBAZIONI ORBITALI INDOTTE
DALL'ATMOSFERA

L. Anselmo

Rapporto interno C85-9

CNUCE CNR PISA - Luglio 1985

INDICE GENERALE

1. INTRODUZIONE	pag.	3
1.1. Perturbazioni orbitali	pag.	3
1.2. Rilevanza degli effetti atmosferici	pag.	5
2. L'ATMOSFERA TERRESTRE	pag.	7
2.1. Generalita'	pag.	7
2.2. Venti nell'atmosfera superiore	pag.	11
2.3. La ionosfera	pag.	12
2.4. La magnetosfera	pag.	13
3. FORZE AERODINAMICHE	pag.	16
3.1. Introduzione	pag.	16
3.2. Le forze aerodinamiche	pag.	17
3.3. Il coefficiente di frenamento aerodinamico	pag.	18
3.4. La sezione efficace	pag.	21
3.5. La velocita' relativa	pag.	22
4. EFFETTI ORBITALI	pag.	25
4.1. Accelerazione di disturbo	pag.	25
4.2. Effetti secolari e "lifetime" orbitale	pag.	26
4.3. Perfezionamento del modello	pag.	32
4.4. Effetti della rotazione atmosferica sul piano orbitale	pag.	33
4.5. Note riassuntive	pag.	34
5. MODELLI ATMOSFERICI	pag.	35
5.1. Modelli di densita'	pag.	35
5.2. Modelli di Jacchia (J64, J70, J71, J77)	pag.	36
5.3. Modello MSIS	pag.	40
5.4. Modello DTM	pag.	41
5.5. Confronto tra modelli	pag.	42
6. LA CADUTA DEL COSMOS 1402	pag.	44
6.1. Preludio	pag.	44
6.2. Le previsioni di rientro	pag.	46
6.3. I dati di input	pag.	48
6.4. Incertezze e finestre di caduta	pag.	49
6.5. Conclusioni	pag.	50

RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI

pag. 52

1. INTRODUZIONE

1.1. PERTURBAZIONI ORBITALI

E' noto che il problema di descrivere il moto di oggetti sottoposti ad una reciproca forza di attrazione gravitazionale di tipo newtoniano puo' essere risolto in maniera esatta e generale soltanto nel cosiddetto caso dei due corpi. In pratica le situazioni che si presentano nella realta' sono ben piu' complesse, ma fortunatamente quasi sempre l'approssimazione dei due corpi non perde del tutto la sua utilita', ed e' stato un grande merito di Lagrange e di Gauss riuscire a formulare la descrizione degli effetti introdotti da svariate perturbazioni del moto ideale kepleriano in funzione di parametri che a rigore hanno un senso solo nel problema dei due corpi (teoria della variazione dei parametri orbitali) [1].

La meccanica celeste classica si e' preoccupata soprattutto del problema dei sistemi a molti corpi, dovendo cimentarsi con questioni quali la teoria del sistema solare, la teoria del moto lunare o l'evoluzione delle orbite cometarie. Con l'inizio dell'Era Spaziale e' nata pero' l'esigenza di studiare gli effetti orbitali di perturbazioni di tipo nuovo, applicate anche ad orbite di elevata eccentricita' e a traiettorie iperboliche, poco comuni tra i corpi naturali piu' studiati nel sistema solare. La moderna astrodinamica non ha quindi semplicemente applicato l'apparato teorico sviluppato dalla meccanica celeste al moto dei veicoli spaziali, ma ha dovuto sviluppare tecniche originali e risolvere problemi interamente nuovi.

Un esempio tipico e' proprio quello delle perturbazioni orbitali prodotte dall'atmosfera. La densita' di un'atmosfera planetaria puo' cambiare di un fattore 10 quando la distanza dal centro del pianeta varia dell'1%. Gli studi classici sulle orbite di un corpo in moto in un mezzo resistente avevano invece sempre postulato mezzi in cui la resistenza variava molto lentamente con la distanza dal centro di attrazione. Pertanto la teoria orbitale degli effetti atmosferici comincio' ad essere sviluppata solo a partire dalla seconda meta' degli anni '50 e soprattutto dopo il lancio dei primi satelliti artificiali.

Oltre alla resistenza atmosferica, le principali perturbazioni all'orbita di un satellite terrestre vanno imputate alla non perfetta simmetria sferica del campo gravitazionale (termini multipolari del geopotenziale, in particolare il J_2), all'attrazione della Luna e del Sole ed alla pressione di radiazione solare. Per orbite al di sotto della quota di 600 Km e di eccentricita' inferiore a 0.2 lo

schiacciamento terrestre provoca cospicui effetti secolari tanto sull'ascensione retta del nodo ascendente che sull'argomento del perigeo. L'eccentricita' e' soggetta ad un moderato effetto periodico, mentre piccole oscillazioni periodiche sono riscontrabili nell'inclinazione, nell'argomento del perigeo e nell'ascensione retta del nodo ascendente. Luna e Sole provocano a loro volta variazioni periodiche di tutti gli elementi orbitali, mentre la pressione di radiazione diventa importante solo per satelliti caratterizzati da un rapporto area/massa particolarmente elevato.

La resistenza atmosferica, invece, da' luogo a pronunciati effetti secolari tanto sul semiasse maggiore che sull'eccentricita'; la stessa inclinazione varia secolarmente, anche se l'entita' dell'effetto e' piu' contenuta.

Certo quando l'eccentricita' e' grande le perturbazioni luni-solari possono produrre grandi oscillazioni della stessa e quindi della quota del perigeo (Figg. 1.1 e 1.2); inoltre abbiamo ignorato le risonanze. Cio' non toglie che per satelliti bassi il frenamento atmosferico rimane, assieme alle armoniche zonali del geopotenziale, la perturbazione piu' rilevante ai fini della predizione della traiettoria e dell'evoluzione orbitale (Tab. 1.1, Fig. 1.3).

Il primo studio sulla teoria del moto satellitare in presenza di frenamento atmosferico risale addirittura a Newton, che nei Principia ottenne alcuni risultati generali applicabili alle orbite circolari [2]. Nel 1956 Singer [3], Petersen [4] e King-Hele [5] svilupparono dei metodi semianalitici per stimare il tempo di vita orbitale (lifetime) nel caso di orbite circolari. Henry [6] fece poi il primo tentativo di soluzione analitica per le orbite ellittiche, mentre altri autori si stavano cimentando nel campo dei metodi semi-numeriche e numerici [7] [8].

Il lancio del primo satellite artificiale scatenò la pubblicazione di brevi articoli in cui si accentrava l'attenzione su due sottoprodotti della teoria generale: la stima della lifetime e la determinazione della densita' atmosferica a partire dalle misure di variazione del periodo orbitale [9] [10] [11]. King-Hele, uno dei protagonisti di queste ricerche, ha descritto esaurientemente ed in modo colorito l'atmosfera di quei giorni in un recente articolo [12].

In seguito vennero ricavate per la prima volta delle equazioni esprimenti la variazione del periodo orbitale, del perigeo e dell'eccentricita' con il tempo [13] [14]. Il gruppo di ricercatori inglesi facenti capo a King-Hele estese quindi la portata di questi lavori, tenendo conto della rotazione atmosferica, dello schiacciamento terrestre e di una legge di variazione piu' realistica della densita' dell'aria con la quota [15] [16] [17] [18].

L'evoluzione orbitale durante l'intera vita del satellite venne investigata da Michielsen [19] e da Lane et al. [20], mentre altri autori si concentrarono sui cambiamenti intervenuti dopo una rivoluzione [21] [22] [23] [24]. Da segnalare le indagini sugli effetti dello schiacciamento atmosferico [25] [26] [27], della rotazione atmosferica [21] [28] [29] [30] e di un'atmosfera rotante oblatata [31].

Un'esposizione completa dal punto di vista analitico delle perturbazioni orbitali indotte dall'atmosfera puo' essere

trovata nel classico libro di King-Hele "Theory Of Satellite Orbits In An Atmosphere" [32].

1.2. RILEVANZA DEGLI EFFETTI ATMOSFERICI

Le orbite utilizzate dai satelliti terrestri possono essere grosso modo suddivise in 4 grandi categorie:

- 1) orbite basse di piccola eccentricita';
- 2) orbite alte di piccola eccentricita';
- 3) orbite di tipo Molniya;
- 4) orbite geosincrone.

Per orbite basse intenderemo quelle con altitudine inferiore ai 1000 Km, mentre le orbite di tipo Molniya si caratterizzano per il periodo (circa 12 ore), per l'eccentricita' elevata (circa 0.7) e per l'inclinazione (uguale a quella critica, cioè circa 63 gradi [1]). Orbite diverse da quelle raggruppate nelle categorie citate vengono usate sporadicamente e principalmente per lo studio della magnetosfera terrestre.

Gli effetti dinamici indotti dall'atmosfera sono importanti tanto per le orbite di tipo 1 che per quelle di tipo 3. Nel primo caso la resistenza aerodinamica produce, in assenza di azioni antagoniste, una continua riduzione della quota, che si traduce in una spiralizzazione sempre più veloce del satellite verso il suo destino finale: il decadimento orbitale. Nel secondo caso, le oscillazioni nella quota del perigeo prodotte dalle perturbazioni lunisolari sottopongono il satellite ad un frenamento atmosferico superiore a quello deducibile sulla base del solo perigeo nominale. Tale frenamento si traduce in un graduale abbassamento dell'apogeo, ma lo stesso perigeo non rimane stabile, ma decade rapidamente per l'azione concomitante delle perturbazioni lunisolari (Fig. 1.4).

Le orbite della terza categoria sono state finora utilizzate principalmente da satelliti per le telecomunicazioni civili e militari, oltre che da satelliti per la segnalazione precoce del lancio di missili balistici intercontinentali. Diversa la situazione per le orbite di tipo 1, usate per una grande varietà di missioni. Vengono infatti utilizzate dai satelliti per la ricognizione militare, per la navigazione, per la ricerca delle risorse terrestri, per lo studio della Terra e del cielo, per la meteorologia, per la ricerca e il soccorso di dispersi in mare ed in aree disabitate. Inoltre e' in orbita bassa che sono state lanciate in passato e verranno realizzate in futuro le prime stazioni spaziali, nonché strutture spaziali di grandi dimensioni. Sempre in orbite di tipo 1 vanno a finire molti stadi esauriti dei razzi vettori usati per il lancio dei satelliti.

Considerati il gran numero e la gran varietà dei satelliti che popolano le orbite di tipo 3 e soprattutto di tipo 1, e' evidente che gli effetti atmosferici hanno un notevole impatto sull'analisi di missione, in particolare nel caso di stringenti vincoli orbitali (missioni eliosincrone, missioni che richiedono una precisa ripetizione dei tracciati sub-orbitali, ecc...). Inoltre la resistenza aerodinamica e' spesso l'elemento che condiziona più di qualunque altro la vita di un satellite. Mantenere una assegnata quota orbitale costa propellente (satelliti militari per la ricognizione fotografica

o radar) e dunque peso; l'orbita operativa scelta, anche senza il controllo attivo della traiettoria, deve in ogni caso garantire una determinata lifetime, frutto anch'essa di un delicato compromesso tra complessita', funzioni e peso del veicolo spaziale e prestazioni del lanciatore.

Nell'ambito di questa analisi costi/benefici la predizione della lifetime riveste dunque notevole importanza: il problema e' quello di possedere dei modelli atmosferici in grado di simulare la densita' media dell'atmosfera per lunghi periodi di tempo (anni), cosi' come quello di prevedere a lungo termine l'andamento dell'attivita' solare. Spesso puo' rendersi necessaria un' "analisi del caso peggiore".

Un altro aspetto collegato agli effetti orbitali dell'atmosfera sta assumendo una sempre maggiore rilevanza. Infatti il possesso della capacita' di lancio da parte di un numero sempre maggiore di paesi ed il crescente numero di oggetti in orbita di dimensioni sempre piu' grandi aumentano i pericoli di guasti e cadute accidentali. Gia' oggi rientra nell'atmosfera circa un oggetto al giorno, anche se per lo piu' si tratta di satelliti o frammenti di dimensioni contenute, che si disintegrano al rientro nell'atmosfera.

Diventa quindi sempre piu' importante poter prevedere in anticipo le aree sorvolate, l'istante di rientro e la fascia interessata dalla caduta di frammenti solidi o comunque pericolosi. I modelli atmosferici e le tecniche di predizione orbitale associate hanno quindi una crescente importanza anche per cio' che riguarda la protezione civile, le leggi internazionali sullo spazio, e la stessa definizione giuridica di spazio esterno [37].

2. L'ATMOSFERA TERRESTRE

2.1. GENERALITA'

Grosso modo e' possibile definire come spazio esterno terrestre la regione compresa tra i 90 Km e i 65000 Km di quota. Questo ambiente ospita oggigiorno la maggioranza delle imprese spaziali ed e' quindi di fondamentale importanza conoscerne in dettaglio le proprieta' fisiche per progettare i veicoli spaziali, garantirne il funzionamento, predirne l'evoluzione orbitale ecc... Non e' possibile dunque prescindere da un'analisi delle influenze di vario tipo che su una certa missione possono avere tanto l'atmosfera che la magnetosfera della Terra.

Dell'importanza dell'alta atmosfera per quanto riguarda la dinamica di un satellite in orbita bassa si e' gia' detto nel primo capitolo. La densita' del mezzo gassoso influenza, in modo non trascurabile, il moto, l'altitudine e la stessa sopravvivenza in orbita (lifetime) di un veicolo spaziale tra i 90 Km ed i 1000 Km di quota. La densita' puo' avere anche influenza sull'assetto, concorrendo alle forze aerodinamiche che possono indurre momenti su un satellite.

L'altezza di scala, che misura la rapidita' con cui la densita' cala con la quota, e' necessaria nel valutare il riscaldamento di un veicolo che rientra nell'atmosfera. Inoltre densita', composizione chimica e temperatura sono necessarie per calcolare il coefficiente di frenamento aerodinamico, cosi' come per progettare sensori e strumenti fatti volare nello spazio circumterrestre.

In base alla composizione chimica l'atmosfera terrestre puo' essere suddivisa in due parti: l'ommosfera e l'eterosfera. L'ommosfera si estende dalla superficie planetaria fino a circa 90-100 Km di quota e, come dice il nome stesso, e' caratterizzata da una composizione uniforme, poiche' i gradienti verticali di temperatura prevalenti mantengono livelli di turbolenza tali da garantire un certo rimescolamento.

L'azoto molecolare e' il costituente principale, con una concentrazione in volume del 78.084%, seguito dall'ossigeno con il 20.9476%, dall'argo con lo 0.934%, dall'anidride carbonica con lo 0.0314% e da altre sostanze in tracce. Alcuni composti hanno concentrazione variabile e/o disomogenea in seguito a processi naturali o artificiali. La concentrazione del vapore acqueo, per esempio, puo' toccare i 30 g per kg d'aria nelle regioni equatoriali di piu' elevata umidita', mentre scende a meno di 1/100 di g per kg nella stratosfera. La concentrazione dell'anidride carbonica subisce a sua volta oscillazioni

stagionali, dovute ai mutevoli tassi di fotosintesi clorofilliana delle piante in relazione al succedersi delle stagioni, a cui è sovrapposto un incremento secolare imputabile ai processi di combustione di origine antropogenica. Dal 1900 al 1950 la concentrazione di anidride carbonica è aumentata infatti del 13% ed il fenomeno potrebbe avere non trascurabili effetti climatici, accentuando il cosiddetto "effetto serra". Altre sostanze di concentrazione estremamente variabile sono l'anidride solforosa, che dilavata dalle piogge dà origine al fenomeno delle piogge acide, diversi ossidi di azoto, che contribuiscono al riscaldamento dell'atmosfera assorbendo efficacemente la radiazione solare, l'ammoniaca, il monossido di carbonio, lo iodio molecolare ed i fluoro-cloro-carburi.

Ma il più importante scostamento dall'omogeneità composizionale nell'atmosfera si riscontra tra i 15 ed i 40 Km di quota. Infatti la radiazione ultravioletta (UV) di origine solare dissocia le molecole di ossigeno; la successiva combinazione di ossigeno atomico e molecolare provoca la formazione di ozono. Per quanto la concentrazione di questa sostanza rimanga sempre molto bassa, l'ozono svolge un ruolo fondamentale per la vita sulla Terra: assorbe infatti molto efficacemente la nociva radiazione ultravioletta compresa nel dominio di lunghezze d'onda 2100-3200 Å ed arriva a filtrare radiazioni, anche se in modo parziale, fino a 3690 Å. Oltre a trovarsi praticamente confinata nella stratosfera, l'ozonosfera presenta variazioni di concentrazione geografiche, nonché diurne e stagionali, con massimi di giorno e durante l'estate.

Sopra i 90 Km di quota la radiazione ultravioletta estrema (EUV), con lunghezza d'onda compresa tra i 40 ed i 2000 Å, comincia a provocare dapprima la dissociazione dell'ossigeno (a quote di circa 105 Km), quindi anche quella dell'azoto, mentre i processi di trasporto diffusivo, divenuti importanti, separano le diverse specie atomiche e molecolari presenti, creando una composizione variabile con la quota. Questa regione più esterna dell'atmosfera prende dunque il nome di eterosfera ed è separata dalla porzione inferiore dall'omopausa (o turbopausa). L'omopausa segna quindi il confine tra le masse d'aria dominate dal rimescolamento turbolento e quelle dominate dall'equilibrio diffusivo. Ai fini della dinamica orbitale segna in pratica anche il confine tra spazio aereo, o meglio interno, e spazio esterno: in sostanza si dice che un veicolo spaziale rientra nell'atmosfera quando penetra nell'atmosfera.

Quindi tutti i satelliti in orbita bassa si muovono all'interno dell'eterosfera di cui è importante conoscere le proprietà fisiche non solo per una migliore conoscenza del nostro pianeta, ma anche per pianificare e gestire correttamente sempre più numerose e complesse missioni spaziali.

In base alla temperatura l'atmosfera può essere suddivisa in 5 strati. Il più basso, la troposfera, ha uno spessore, compreso tra i 7 Km ed i 18 Km, che varia tanto con la stagione che con la latitudine, essendo massimo d'estate all'equatore. Contiene il 90% della massa totale dell'atmosfera ed è caratterizzata da un gradiente termico verticale di circa -6 gradi Kelvin/Km per aria secca e di circa -10 gradi/Km per aria umida. Questo regime termico va imputato al riscaldamento del

suolo da parte della radiazione solare ed al rimescolamento convettivo innescato di conseguenza, per cui si instaura un gradiente termico verticale approssimativamente adiabatico. Naturalmente possono localmente prodursi condizioni di inversione o gradienti termici diversi da quello standard quando si verificano particolari condizioni meteorologiche, ma l'andamento normale su larga scala e' quello di una diminuzione sistematica e costante della temperatura con la quota fino al valore di circa 200 gradi K alla sommita' della troposfera. D'altronde e' proprio questo regime termico a far si' che la troposfera sia la sede di quasi tutti i fenomeni meteorologici.

Separata dallo strato sottostante dalla tropopausa, tra i 15 ed i 55 Km di quota troviamo la stratosfera, caratterizzata da un gradiente termico verticale positivo. Infatti l'ozono, assorbendo efficacemente la radiazione ultravioletta, provoca il riscaldamento dell'aria circostante, tanto che alla sommita' della stratosfera la temperatura torna ad assumere valori di 280-290 gradi Kelvin, prossimi a quelli misurabili a livello del mare. Ovviamente il profilo termico stratosferico non favorisce i rimescolamenti verticali, mentre assumono un notevole rilievo le correnti orizzontali.

Nella mesosfera, compresa tra i 55 ed i 90 Km di quota, il gradiente termico verticale torna ad essere negativo, essendo questo strato atmosferico di nuovo trasparente alla radiazione solare in arrivo. Il minimo di temperatura e' toccato all'altezza della mesopausa con valori vicini a quelli misurati nella tropopausa: al di sopra l'assorbimento della radiazione ultravioletta da parte dell'ossigeno molecolare, con la conseguente dissociazione di quest'ultimo, torna infatti a scaldare l'atmosfera con la quota.

La sommita' della mesosfera e' indicata dalle nubi nottilucenti, visibili ad occidente dopo il tramonto a causa della riflessione della luce del Sole. Forse sono formate da particelle di polvere meteoritica o da cristalli di ghiaccio intrappolati dall'inversione termica sovrastante, che impedisce la convezione. Il regime termico atmosferico e' dunque fondamentale nel determinare la natura composizionale dell'atmosfera; di fatto si ha che l'atmosfera comprende esattamente la troposfera, la stratosfera e la mesosfera, dove comunque la turbolenza domina la diffusione.

Che la temperatura dovesse ricominciare a salire con la quota al di sopra degli 85-90 Km d'altezza era stato dedotto ben prima che si rendessero disponibili le misure dirette di radar, razzi e satelliti.

Le misure barometriche avevano rivelato da tempo che le maree atmosferiche solari sono decisamente piu' pronunciate di quelle lunari, contrariamente a quanto ci si aspetterebbe. Questo puo' essere spiegato soltanto ammettendo che l'atmosfera terrestre abbia un periodo proprio di oscillazione di 12 ore, in risonanza quindi con il moto apparente del Sole. Un altro modo di oscillazione atmosferico con un periodo proprio di 10.5 ore venne identificato studiando la velocita' di propagazione del suono attorno al mondo in occasione dell'esplosione del vulcano Krakatoa nel 1883 e dell'evento siberiano nel 1908. Entrambi questi modi di oscillazione sono compatibili soltanto con un determinato andamento di temperatura con la quota, quale quello fin qui descritto. In particolare richiedono che al di sopra degli 85 Km circa la temperatura torni a salire,

previsione poi confermata dalle misure dirette.

La regione così identificata prende il nome di termosfera. Nella bassa termosfera, tra i 100 ed i 300 Km di quota, l'assorbimento della radiazione EUV da parte dell'ossigeno molecolare alle quote inferiori e dell'azoto molecolare a quelle superiori provoca un aumento stabile di temperatura con l'altitudine dovuto ai processi di fotodissociazione ed alle reazioni fotochimiche. Sopra i 300 Km l'assorbimento della radiazione diminuisce ed intorno ai 500 Km l'atmosfera diventa isoterma con la quota. L'altitudine a cui ciò avviene segna il confine della termosfera e prende il nome di termopausa. Oltre la termopausa troviamo l'esosfera, la cui temperatura è uniforme (Fig. 2.1).

Tanto la temperatura isoterma, detta esosferica, che la quota della termopausa variano giornalmente, stagionalmente e sono sensibili ai livelli di attività solare e geomagnetica. I valori della temperatura esosferica possono essere compresi tra i 650 ed i 2100 gradi Kelvin.

La variazione della densità atmosferica con la quota ha un andamento approssimativamente esponenziale decrescente, come può essere dedotto risolvendo l'equazione dell'equilibrio idrostatico, ipotizzando composizione omogenea e temperatura costante. Come sappiamo queste condizioni non sono in pratica soddisfatte, per cui anche un modello statico semplificato richiede per lo meno una altezza di scala variabile con la quota.

L'eterosfera presenta inoltre delle variazioni di densità legate all'ammontare di radiazione EUV ricevuta dal Sole. Questo fatto divenne chiaro fin dai primi voli spaziali, poiché fu osservata una stretta correlazione tra la densità dell'alta atmosfera, dedotta dal decadimento orbitale dei satelliti, ed il flusso solare misurato a terra alla lunghezza d'onda di 10.7 cm: a flussi più elevati corrispondevano densità atmosferiche maggiori e viceversa. Quest'ultimo venne ritenuto un buon indicatore della radiazione ultravioletta estrema emessa dal Sole, che per ovvi motivi non può essere misurata al suolo, ipotesi poi pienamente confermata dai dati raccolti dal primo Orbiting Solar Observatory della NASA. Oggi il flusso solare medio alla lunghezza d'onda di 10.7 cm, misurato dal National Research Council del Canada ad Ottawa, è stato unanimemente accettato come indicatore della radiazione EUV che raggiunge la Terra ed è utilizzato da tutti i modelli atmosferici impiegati in campo spaziale.

Il flusso a 10.7 cm risulta modulato con un periodo di circa 27 giorni a causa della rotazione del Sole e della conseguente variazione della posizione relativa tra le aree solari perturbate e la Terra. Inoltre l'attività solare segue il ben noto ciclo di 11 anni, ed anche questo si riflette nell'ammontare di radiazione ultravioletta che raggiunge l'atmosfera. Se poi si tiene conto dei movimenti di rotazione e di rivoluzione del nostro pianeta, che hanno l'effetto di spostare le coordinate geografiche del punto sub-solare e la distanza Terra-Sole, si conclude che l'input energetico che arriva su una certa regione di atmosfera sarà pure modulato con periodi diurno, semi-annuale ed annuale. Inutile dire che tanto la temperatura esosferica che la densità dell'eterosfera variano di concerto (Fig. 2.2).

Variazioni di densità possono anche essere il risultato di

fluttuazioni nell'attività geomagnetica, anch'essa correlata all'attività solare, nonché di processi ancora non ben compresi, come l'incremento anomalo di densità, osservato nell'emisfero invernale rispetto a quello estivo a latitudini comprese tra i 60 e gli 80 gradi, attribuito da alcuni ad una più elevata concentrazione di elio.

A causa della summenzionata variabilità, modelli atmosferici invariati tra le quote di 90 e 2500 Km sono inutili per gran parte delle applicazioni nel campo della dinamica del volo e dell'analisi di missione. Per questo sono stati sviluppati dei modelli variabili più raffinati che trovano oggi larga e svariata applicazione. Questi modelli sono stati realizzati usando una messe di dati tanto imponente quanto eterogenea e sono ben lungi dall'essere perfetti. Il loro perfezionamento procede di pari passo con l'accumulazione di nuovi dati e con la formulazione di nuove ipotesi più vicine alla fisica dei fenomeni coinvolti. Ne risulta un continuo confronto tra teoria ed esperienza che fino ad oggi ha contribuito non poco ad accrescere le conoscenze sull'alta atmosfera.

Oltre i 2500 Km di quota la densità atmosferica decresce esponenzialmente fino al valore di circa 10^{-23} g/cm³ alla quota di 20000 Km, dopodiché rimane approssimativamente costante. La temperatura cinetica del gas riprende a crescere linearmente oltre i 2500 Km di altezza, raggiungendo a 20000 Km il valore tipico dello spazio interplanetario di circa 2×10^5 gradi Kelvin.

2.2. VENTI NELL'ATMOSFERA SUPERIORE

L'esistenza e le caratteristiche dei venti nell'atmosfera superiore sono state dedotte per mezzo di tutta una serie di tecniche ingegnose, come le misure di deriva delle tracce meteoritiche, delle nubi chemiluminescenti, delle correnti geomagnetiche e delle particelle cariche. A partire dagli anni immediatamente successivi alla seconda guerra mondiale hanno poi contribuito in modo decisivo gli studi compiuti con razzi e con satelliti artificiali, soprattutto con tecniche quali il rilascio a certe quote di traccianti chimici e/o fisici, i cui spostamenti venivano poi seguiti con strumenti ottici o radar.

I moti osservati nella termosfera al di sotto dei 200 Km sono per lo più attribuibili a maree ed onde di gravità; queste ultime sono ritenute responsabili di tutti i venti osservati tra gli 80 ed i 120 Km di quota, mentre il loro contributo si riduce al 20% circa del totale a 180 Km.

Il quadro globale dei venti nell'atmosfera superiore è ancora oggetto di divergenze e di sempre nuove ricerche. Pare che sopra i 100 Km sia presente tanto d'estate che d'inverno un flusso diretto verso l'equatore, con qualche possibile modulazione stagionale. Tra i 90 ed i 115 Km di quota è inoltre presente una componente zonale diretta verso occidente, che inverte direzione tra i 115 ed i 140 Km. Le velocità osservate, o dedotte da modelli teorici, si aggirano tra i 200 e i 300 m/sec, con componenti verticali sempre molto contenute e generalmente inferiori ai 10 m/sec. In occasione di tempeste geomagnetiche, in cui possono venirsi a creare incrementi di

densita' atmosferica di diverse volte nelle zone aurorali, sono possibili venti di particolare intensita', con componenti orizzontali anche di 1.5 Km/sec e verticali di 50-75 m/sec. Durante questi eventi sono stati osservati anche cambiamenti di composizione dell'atmosfera neutra.

Al di sopra dei 150 Km di quota la maggioranza dei dati e' stata acquisita tramite satelliti, soprattutto dallo studio delle perturbazioni indotte sull'inclinazione [12] [33]. E' risultato che l'atmosfera non ruota come se fosse rigidamente collegata alla terra solida, ma e' caratterizzata da venti zonali globali che la fanno ruotare piu' velocemente del pianeta a quote comprese tra i 140 ed i 450 Km d'altezza (super-rotazione), piu' lentamente a quote superiori (Fig. 2.3). Probabilmente questo apparente moto medio dell'atmosfera superiore e' causato da correnti diurne dirette verso est confinate alle basse latitudini. Infatti le misure dedotte dall'evoluzione dinamica del moto satellitare pesano maggiormente gli effetti diurni ed equatoriali e forniscono comunque informazioni non locali, bensì integrate lungo l'orbita. Inoltre pare che la velocita' di rotazione sia piu' bassa in estate che in inverno.

2.3. LA IONOSFERA

La ionosfera e' quella regione dell'atmosfera superiore in grado di riflettere le onde radio a causa della parziale ionizzazione dei suoi costituenti ad opera della radiazione EUV e dei raggi X. Si estende a partire dalla quota di circa 60 Km fino a confondersi con il plasma interplanetario.

A parte l'importanza che le proprieta' ionosferiche rivestono nell'inseguimento, nelle comunicazioni, nella guida e nello stesso funzionamento dei veicoli spaziali, va rilevato che l'interazione del plasma con questi ultimi puo' portare alla generazione di forze di natura elettrica in grado di perturbare tanto l'orbita che l'assetto. In genere si tratta di forze trascurabili per gran parte delle applicazioni, ma non e' sempre cosi' (vedi il caso del LAGEOS) [34] [35]. Cio' che piu' ci interessa in questa sede e' pero' il fatto che l'interazione tra l'attivita' geomagnetica e la ionosfera puo' provocare un rapido quanto improvviso riscaldamento dell'alta atmosfera, con variazioni di densita' tali da influenzare notevolmente l'orbita di un satellite basso.

Anche sotto la diretta esposizione dei raggi solari, solo una piccola frazione del gas ionosferico e' ionizzata: alla quota di 100 Km questa frazione e' di una parte su 10^8 , mentre a 300 Km e' di una parte su 10^3 . Soltanto a quote superiori ai 1000 Km una sostanziale porzione del gas e' ionizzata.

La ionosfera inferiore (al di sotto dei 1000 Km) e' stata suddivisa in 3 regioni principali, seguendo una nomenclatura introdotta da Sir Edward Appleton, che condusse esperimenti pionieristici di propagazione di onde radio intorno al 1925. In ordine di altezza e concentrazione ionica crescenti queste regioni sono state battezzate D, E e F. Questa parte della ionosfera, come e' logico attendersi, e' soggetta a notevoli effetti diurni. Nell'emisfero non illuminato dal Sole la regione D praticamente scompare, mentre crollano le

concentrazioni di elettroni liberi nelle altre due regioni.

La regione D si estende tra i 60 e gli 85 Km di quota. Le specie ioniche piu' abbondanti sono l'ossido nitrico e l'ossigeno molecolare ionizzati una volta, soprattutto dalla radiazione Lyman alfa. La massima ionizzazione viene raggiunta a circa 80 Km di quota con 10^3 elettroni/cm³.

La regione E e' invece compresa tra gli 85 ed i 140 Km d'altezza. Le principali specie ioniche non cambiano, mentre cambiano gli agenti ionizzanti che ora sono la radiazione ultravioletta ed i raggi X molli. La concentrazione elettronica si aggira sui 10^5 elettroni/cm³ durante i minimi di attivita' solare, crescendo del 50% al massimo del ciclo.

La regione F va dai 140 ai 1000 Km e durante il giorno presenta due suddivisioni: F1 ed F2. La ionizzazione e' per lo piu' provocata dalle lunghezze d'onda comprese tra i 200 ed i 900 A° ed i picchi di concentrazione ionica sono riscontrati in corrispondenza delle suddivisioni F1 ed F2. La regione F1 si trova a circa 150 Km di quota; di notte scompare e la concentrazione elettronica scende al di sotto dei valori riscontrabili nella regione E. La regione F2 e' associata con il picco ionosferico assoluto nella concentrazione elettronica, la cui quota ed intensita' variano con il giorno, la stagione, il ciclo solare e la latitudine. Normalmente cade nell'intervallo 200-400 Km e la densita' elettronica media e' dell'ordine di 10^6 elettroni/cm³. Tra i 180 ed i 1000 Km la specie ionica piu' abbondante diventa l'ossigeno atomico ionizzato una volta [36].

Oltre i 1000 Km d'altezza si trova la ionosfera esterna, che si protende fino a 3-5 raggi terrestri di distanza, mentre tra i 5 ed i 10 raggi terrestri si trova la regione che raccorda il plasma terrestre al mezzo interplanetario. La specie ionica piu' abbondante diventa l'idrogeno atomico ionizzato, mentre la concentrazione elettronica decresce regolarmente con l'altezza, fino a che cala di colpo a quote comprese tra i 15000 ed i 25000 Km sopra l'equatore magnetico: cio' segna il confine esterno della cosiddetta plasmasfera.

Il profilo di temperatura ionosferico dipende dal bilancio termico tra vari meccanismi complessi di riscaldamento e raffreddamento. Durante il giorno le temperature elettroniche nella regione F1 superano quelle del gas ambiente di un fattore due. Il gas elettronico e' dunque raffreddato dalle collisioni con il gas neutro a quote inferiori ai 250 Km, mentre a quote piu' elevate dominano le collisioni con gli ioni. Sopra i 600 Km la temperatura degli ioni si avvicina a quella degli elettroni, ma entrambe rimangono pur sempre superiori a quelle del gas neutro.

2.4. LA MAGNETOSFERA

E' noto da molto tempo che la Terra e' circondata da un campo magnetico di origine interna la cui struttura e' approssimativamente dipolare. L'asse del dipolo non coincide pero' con l'asse di rotazione, ma passa a 450 Km dal centro terrestre ed e' inclinato di circa 11 gradi. L'intensita' di questo campo tocca i 0.65-0.70 gauss vicino ai poli magnetici, mentre scende a 0.30-0.35 gauss sull'equatore magnetico.

L'andamento del campo è però tutt'altro che regolare, a causa della sua reale natura multipolare, e cospicue anomalie non sono rare. Sono state riconosciute delle variazioni del campo tanto secolari che transienti. Le prime hanno origine nello stesso meccanismo che genera il campo magnetico, mentre le seconde sono di origine esterna, collegate all'attività solare.

La magnetosfera è la regione di spazio circumterrestre in cui il campo magnetico planetario controlla il comportamento del plasma intrappolato, in altre parole dove la densità di energia del campo supera quella delle particelle di origine solare e dei campi da esse trasportati. Questa regione è di proporzioni immense e di forma e struttura complicatissime (Fig. 2.4). Si estende infatti dalla base della ionosfera fino a circa 10 raggi terrestri nella direzione del Sole e a centinaia di raggi terrestri nella direzione opposta.

Fu solo a partire dal lancio dei primi satelliti e dalle prime misure di campi e particelle che ci si rese conto della varietà ed intrinseca complessità dei fenomeni magnetosferici. Ma già nei primi anni 50 L.R.O. Storey aveva scoperto che il comportamento di segnali radio a frequenze molto basse associati ai fulmini e chiamati "whistlers" poteva essere interpretato soltanto supponendo che le onde elettromagnetiche si propagassero lungo le linee del campo magnetico terrestre, fino a distanze anche di 25000 Km, in regioni popolate di plasma a sufficienza. Questo plasma, che forma la cosiddetta plasmasfera, costituisce l'estensione della ionosfera superiore nella magnetosfera. Ionosfera e magnetosfera sono dunque intimamente collegate e fenomeni aurorali, geomagnetici e ionosferici simili avvengono pressoché contemporaneamente in regioni magneticamente coniugate di entrambi gli emisferi.

Le perturbazioni temporali del campo magnetico di breve periodo sono provocate dall'attività solare. La loro durata è tipicamente compresa tra pochi secondi e pochi giorni, mentre l'intensità oscilla tra qualche centesimo e parecchie centinaia di gamma ($1 \text{ gamma} = 10^{-5} \text{ gauss}$).

Il Sole emette incessantemente un plasma neutro, chiamato vento solare, la cui esistenza era stata postulata per spiegare perché le code cometarie puntassero sempre nella direzione opposta a quella dell'astro diurno. Venne poi effettivamente scoperto e misurato da numerosi veicoli spaziali. Originato nella corona solare per mezzo di un processo spiegato dal fisico americano E. Parker, della corona conserva la composizione. In condizioni di Sole quieto ed in prossimità della Terra il vento solare risulta completamente ionizzato; la densità elettronica/protonica si aggira sulle 10^7 particelle al metro cubo, la velocità è di circa 400 Km/sec, la temperatura elettronica supera i 100000 gradi Kelvin.

L'azione del vento solare distorce il campo magnetico terrestre a grandi altezze, creando la complessa forma della magnetosfera. Infatti il plasma solare altamente conduttivo comprime il campo geomagnetico finché la densità di energia di quest'ultimo non eguaglia quella del vento solare. A questo punto parte delle particelle viene intrappolata dal campo, mentre le altre superano la Terra, trascinando con loro le linee di campo e formando la caratteristica coda magnetica.

Poiché il flusso del vento solare è supersonico, nella

regione in cui il plasma di origine solare incrocia il campo geomagnetico viene a crearsi un'onda d'urto, seguita da una regione di turbolenza magnetica. Il confine tra la magnetosfera e la regione turbolenta prende il nome di magnetopausa: essa separa lo spazio dominato dal campo magnetico terrestre da quello dominato dal campo "congelato" nel vento solare.

Di solito il vento solare è relativamente costante, ma eventi particolarmente energetici che avvengono sul Sole, come i brillamenti, possono eruttare nello spazio nubi di plasma e campi associati di eccezionale intensità. Quando questo plasma incontra il campo geomagnetico, generalmente uno o due giorni dopo essere stato originato, esso comprime ulteriormente il campo terrestre, producendo un aumento dell'intensità dello stesso misurata in superficie. Ciò segna l'inizio di una cosiddetta "tempesta magnetica". Durante tempeste particolarmente intense la magnetopausa può essere spinta perfino al di sotto dell'altitudine geosincrona.

Dopo questa fase iniziale, che dura circa un'ora, molte particelle del vento solare vengono iniettate nella magnetosfera, dove spiraleggiano lungo le linee di campo in direzione nord-sud e sviluppano una corrente ad anello in direzione est-ovest, che per la legge di Lenz produce un campo magnetico opposto a quello terrestre. Questo fenomeno corrisponde alla fase di massima virulenza della tempesta geomagnetica e può protrarsi per ore, indebolendo il campo magnetico misurato in superficie di diverse centinaia di gamma.

Il recupero del campo totale ad un valore di 150 gamma inferiore al normale può richiedere dalle 6 ore ai due giorni, il tempo necessario perché le particelle intrappolate siano spazzate via dalle collisioni con l'atmosfera. Il ritorno del campo geomagnetico alle condizioni originarie richiede poi ancora qualche giorno (Fig. 2.5).

Gli effetti di una tempesta geomagnetica dipendono fortemente dalla latitudine magnetica e sono più pronunciati nelle zone aurorali. Parte dell'energia associata a questi eventi viene trasferita all'atmosfera sia attraverso i processi di collisione tra particelle del plasma e gas neutro, sia per dissipazione di calore ad opera delle intense correnti ionosferiche indotte. Ciò provoca nell'atmosfera superiore cambiamenti di temperatura e di densità tali da incidere sull'evoluzione orbitale di satelliti bassi in modo significativo. Dunque tutti i modelli atmosferici più raffinati tengono conto dell'attività geomagnetica, misurata da vari osservatori, tramite indici opportuni.

Uno dei più comuni è l'indice planetario k_p , mediato su scala globale e nell'arco di tre ore. Un altro indicatore frequentemente usato è l'ampiezza planetaria a_p , legata a k_p dalla relazione:

$$a_p = \exp((k_p + 1.6) / 1.75). \quad (2.1)$$

Entrambi sono legati da più o meno semplici formule empiriche a grandezze quali la perturbazione subita dal campo magnetico, la velocità del vento solare e la temperatura esosferica. Quando a_p viene mediato nell'arco di una giornata si ottiene l'indice A_p .

3. FORZE AERODINAMICHE

3. 1. INTRODUZIONE

E' ormai una consolidata tradizione in meccanica dei fluidi esprimere la forza di frenamento aerodinamico per unita' di massa nella forma:

$$\vec{D} = - \frac{1}{2} C_D \frac{A}{M} \rho \vec{V} \vec{V} , \quad (3.1)$$

dove A e M sono rispettivamente la sezione e la massa del corpo, \vec{V} la velocita' relativa rispetto al fluido, ρ la densita' del fluido e C_D un coefficiente numerico chiamato coefficiente di frenamento. Questa formula consente di preservare una notazione coerente in tutte le branche dell'aerodinamica, anche se ad alte velocita' il fattore 1/2 non conserva piu' un preciso significato.

In pratica e' utile esprimere le forze aerodinamiche che agiscono su un corpo definendo una resistenza, componente della forza risultante diretta lungo il vettore velocita', e una portanza, diretta invece perpendicolarmente al vettore velocita'. Entrambe sono applicate al centro di massa, mentre un momento torcente totale tiene conto del fatto che le forze reali hanno punti di applicazione diversi.

Se l'assetto del corpo e' incontrollato, la portanza cambiera' continuamente direzione nel giro di secondi o minuti ed avra' pertanto media temporale nulla. Nel caso di satelliti stabilizzati rispetto allo spazio inerziale la portanza cambia segno due volte per rivoluzione, ma se l'orbita e' ellittica si puo' avere uno sbilanciamento nell'entita' degli effetti nelle due semiorbite. Se poi consideriamo satelliti stabilizzati in modo da mantenere una orientazione fissa rispetto alla verticale locale, allora la portanza non cambia mai segno.

Tuttavia quasi sempre il modulo della portanza e' inferiore ad un decimo del modulo della resistenza, per cui con ottima approssimazione la (3.1) potra' essere utilizzata per esprimere la forza aerodinamica totale che agisce su un satellite artificiale.

Nei paragrafi seguenti discuteremo in dettaglio il significato fisico del coefficiente aerodinamico C_D , dell'area efficace A e della velocita' relativa \vec{V} . Alla densita' ρ sara' invece dedicato un intero capitolo, il quinto.

3.2. LE FORZE AERODINAMICHE

In campo aerodinamico si considerano generalmente quattro regimi di volo:

- 1) flusso continuo;
- 2) "slip flow";
- 3) flusso di transizione;
- 4) flusso molecolare libero.

Questi regimi vengono definiti in base al cosiddetto numero di Knudsen:

$$k_N = \frac{\lambda_0}{L}, \quad (3.2)$$

dove λ_0 e' il libero cammino molecolare medio caratteristico del fluido e L e' la lunghezza caratteristica del corpo che rispetto al fluido si muove. Quando $k_N < 0.01$ si ha il flusso continuo, quando $0.01 < k_N < 0.1$ si ha lo "slip flow", il flusso di transizione interviene con $0.1 < k_N < 10$ e finalmente si puo' parlare di flusso molecolare libero quando $k_N > 10$. Quest'ultima condizione non e' pero' sufficiente ad assicurare il flusso molecolare libero quando un corpo molto veloce e a bassa temperatura superficiale modifica apprezzabilmente l'energia cinetica delle particelle incidenti.

Se indichiamo con n_0 il numero di molecole per unita' di volume del fluido, con v_i la velocita' con cui finiscono contro il corpo e con v_r la velocita' con cui sono riemesse dallo stesso, la densita' numerica delle particelle riemesse in vicinanza della superficie dell'oggetto macroscopico sara' dell'ordine di $n_0 v_i / v_r$. E poiche' il libero cammino medio (l.c.m.) e' inversamente proporzionale alla densita', il l.c.m. delle molecole incidenti sara' dato in vicinanza della superficie del corpo da:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{v_i}{v_r}. \quad (3.3)$$

Un regime di libero flusso molecolare si avra' pertanto quando $\lambda/L \gg 1$, ovvero

$$\frac{\lambda_0}{L} \gg \frac{v_i}{v_r} = \frac{1}{r}. \quad (3.4)$$

Per un satellite il piu' grande valore di v_i/v_r e' circa 13 nell'ipotesi che la velocita' di riemissione delle molecole incidenti sia confrontabile alla velocita' quadratica media corrispondente alla temperatura superficiale del satellite. Di seguito riportiamo i valori del libero cammino medio molecolare per diverse quote z :

$z = 120$ Km	l.c.m.m. = 3 m
$z = 130$ Km	l.c.m.m. = 10 m
$z = 150$ Km	l.c.m.m. = 40 m
$z = 170$ Km	l.c.m.m. = 90 m
$z = 200$ Km	l.c.m.m. = 200 m

$z = 250 \text{ Km}$

$l.c.m.m. = 600 \text{ m}$

Quindi un piccolo satellite di 1 metro sperimentera' sicuramente un regime di flusso molecolare libero fino a circa 130 Km di quota, cioe' fin quasi alla caduta, mentre satelliti piu' grandi ($L \approx 10-30 \text{ m}$) durante gli ultimi 1-2 giorni in orbita entrano nella regione di transizione tra flusso molecolare libero e flusso intermedio (slip-flow), con la conseguente variazione del C_D (Fig. 3.1). Purtroppo proprio per questi ultimi oggetti e' in pratica piu' importante prevedere con una certa affidabilita' l'evoluzione orbitale terminale ai fini della protezione civile. In Tab. 3.1 sono riportati i valori di L per alcuni oggetti spaziali rappresentativi.

3.3 IL COEFFICIENTE DI FRENAMENTO AERODINAMICO

Finora non si e' considerato il fatto che oltre al moto traslazionale del satellite rispetto alle molecole atmosferiche va tenuto conto anche del moto termico di queste ultime. Un tipico valore della velocita' termica molecolare puo' essere calcolato usando la relazione

$$\langle v_T \rangle = (8kT/\pi m)^{1/2}, \quad (3.5)$$

dove k e' la costante di Boltzman, m la massa delle particelle, T la temperatura assoluta e $\langle v_T \rangle$ la velocita' termica media. Se $T = 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$ (condizioni esosferiche medie) otteniamo $\langle v_T \rangle = 1.15 \text{ Km/sec}$ per gli atomi di ossigeno, rispetto ad una velocita' traslazionale del satellite $v = 7.5 \text{ Km/sec}$ a qualche centinaio di Km di quota. A queste altitudini l'ossigeno atomico e l'azoto molecolare sono le specie molecolari piu' abbondanti.

Quindi per satelliti bassi la velocita' termica molecolare e' molto inferiore alla velocita' orbitale e il moto del satellite e' simile a quello di un corpo in un fluido stazionario. Se pero' consideriamo quote sempre piu' elevate, l'idrogeno atomico diventa progressivamente la specie piu' importante, mentre la velocita' orbitale diminuisce. Per cui quando il semiasse maggiore supera i 2 raggi terrestri la (3.1) perde il suo significato classico, non potendosi piu' parlare di moto del satellite rispetto ad un fluido stazionario.

L'equazione (3.1) puo' pero' essere formalmente recuperata rideterminando un C_D appropriato alla nuova situazione. Assumendo una distribuzione di velocita' molecolare maxwelliana sovrapposta al moto relativo traslazionale satellite-atmosfera (\bar{V}) e supponendo che tutte le molecole vengano assorbite nell'urto con la superficie del veicolo spaziale, e' possibile ottenere le seguenti relazioni [34]:

$$V < v_T$$

$$C_D = \left[\frac{8}{3} \left(\frac{v_T}{V} \right) + \frac{8}{15} \left(\frac{V}{v_T} \right) \right]; \quad (3.6)$$

$$v > v_T$$

$$C_D = \left[2 + \frac{4}{3} \left(\frac{v_T}{v} \right)^2 - \frac{2}{15} \left(\frac{v_T}{v} \right)^4 \right]. \quad (3.7)$$

Nella realta' un satellite non sara' ne' un perfetto assorbitore ne' un perfetto riflettore. Al fine di avvicinarci alle condizioni reali dovremo percio' introdurre un "fattore di accomodamento" δ da moltiplicare alle espressioni (3.6) e (3.7) e compreso tra $\delta=1$ (perfetto assorbitore) e $\delta=2$ (tutte le particelle sono rimesse nella direzione opposta a quella di provenienza).

Le molecole urtanti il satellite vengono prima adsorbite e quindi rimesse, dopo aver magari subito collisioni multiple con gli atomi della parete. Non e' quindi azzardato affermare che all'atto della riemissione le molecole atmosferiche hanno dimenticato la loro originaria direzione di moto. Indicando con ϑ l'angolo tra la normale alla superficie del satellite e la direzione in cui una molecola viene rimesse, si puo' assumere per il lobo di riemissione la legge del coseno di Knudsen, secondo la quale il numero di molecole emesse nella direzione $\vartheta \div \vartheta + d\vartheta$ e' proporzionale a $\cos\vartheta d\vartheta$. La distribuzione di velocita' all'atto della riemissione sara' maxwelliana e dipendera' dalla temperatura di riemissione. Il meccanismo considerato prende il nome di "riemissione diffusa".

L'incognita piu' grande e' proprio la temperatura di riemissione. Essa dipende dal trasferimento di energia che avviene alla superficie del satellite tra le molecole incidenti e gli atomi della parete. Tale scambio energetico e' sovente espresso in termini del cosiddetto "coefficiente di accomodamento":

$$\alpha = \frac{E_i - E_r}{E_i - E_s}, \quad (3.8)$$

dove E_i e' l'energia cinetica delle molecole incidenti, E_s l'energia cinetica media corrispondente alla temperatura superficiale del satellite e E_r l'energia cinetica delle molecole rimesse. Purtroppo non sono disponibili dati sperimentali per α relativi alle energie che ci interessano e occorre fare affidamento su teorie piu' o meno semplificate. Il risultato ottenuto assume la forma:

$$\alpha = \frac{C\mu}{(1 + \mu)^2}, \quad (3.9)$$

dove μ e' il rapporto tra la massa dell'atomo incidente e quella degli atomi di cui e' fatta la superficie. C e' una costante che a seconda delle ipotesi alla base dei modelli e' compresa tra 2 e 4 [38].

A dire il vero anche la distribuzione delle particelle rimesse non si basa su una solida evidenza sperimentale. In esperimenti di laboratorio con fasci molecolari sono state osservate tanto la riemissione diffusa che la riemissione lobata attorno alla direzione di riflessione. L'entita' relativa dei due effetti dipende tanto dalla composizione che

dalla temperatura della superficie, nonché dalla composizione delle particelle incidenti. In generale quando la temperatura superficiale sale la riemissione si avvicina di più alla riflessione speculare, anche se il massimo del lobo tende ad essere spostato dalla direzione esattamente speculare verso la normale tanto più quanto cresce l'angolo di incidenza. La differenza osservata tra le distribuzioni relative a superfici ad alta e a bassa temperatura può forse essere imputata al fatto che nelle seconde sono presenti contaminanti gassosi adsorbiti [38].

Schamberg [39] ha ricavato i fattori di aggiustamento δ per alcune semplici forme geometriche sottoposte a regime di flusso molecolare libero ipertermico tanto nell'ipotesi della riemissione diffusa che in quella di una riflessione speculare aggiustata (Tab. 3.2). I suoi risultati si applicano se, come consuetudine, si considera area efficace del corpo quella proiettata perpendicolarmente alla direzione del moto.

Tenendo conto che

$$r \equiv \frac{v_r}{v_i} = \left(\frac{E_r}{E_i} \right)^{1/2} \quad (3.10)$$

ricorrendo alla (3.8) ed alla (3.9) è possibile esprimere r in funzione del coefficiente di accomodamento:

$$r = \left\{ 1 + \alpha \left[\frac{E_s}{E_i} - 1 \right] \right\}^{1/2} \quad (3.11)$$

Questa espressione può dunque essere sostituita nelle relazioni date in Tab. 3.2 per δ . Le espressioni (3.6) e (3.7) potranno dunque essere riscritte come:

$$v < v_T$$

$$C_D = \delta \left[\frac{8}{3} \left(\frac{v_T}{v} \right) + \frac{8}{15} \left(\frac{v}{v_T} \right) \right] \quad (3.12)$$

$$v > v_T$$

$$C_D = \left[2 + \frac{4}{3} \left(\frac{v_T}{v} \right)^2 - \frac{2}{15} \left(\frac{v_T}{v} \right)^4 \right] \quad (3.13)$$

Va notato che per orbite basse C_D è quasi costante, mentre cresce rapidamente quando la velocità termica delle molecole e la velocità orbitale diventano confrontabili. Naturalmente la densità atmosferica cala molto rapidamente con l'altitudine, per cui la resistenza aerodinamica, che dipende dal prodotto $C_D \rho$ di-fatto diminuisce al crescere della quota.

Alle altezze in cui il frenamento atmosferico è più cospicuo il C_D calcolato per satelliti di forme semplici (sfera, cilindro, cono) e per ragionevoli coefficienti di accomodamento varia tra 2.0 e 3.0 [40]. Schamberg ha ottenuto dei risultati analoghi, suggerendo il valore $2.5 \pm 20\%$ [41]. D'altra parte King-Hele ha stimato che ponendo $\alpha \approx 1$ e per quote comprese tra i 180 ed i 500 Km il valore $2.2 \pm 5\%$ sia applicabile a gran parte dei satelliti [32]. Cook, però, pur

concordando su un valore medio di C_D di 2.2, ha stimato una incertezza del 15% [38]. Le sue conclusioni sono applicabili al di sotto dei 400 Km in periodi di bassa attivita' solare e al di sotto dei 600 Km quando il ciclo solare e' al suo massimo.

3.4. LA SEZIONE EFFICACE

Con il progredire della tecnologia spaziale sono stati lanciati satelliti di forme sempre piu' complicate. Durante la vita operativa l'area totale proiettata su un piano perpendicolare alla direzione del moto puo' cambiare o meno lungo l'orbita a seconda dell'assetto. Quando pero' un satellite non e' piu' controllato, il che succede spesso durante le fasi terminali del decadimento orbitale, tende a ruotare attorno all'asse di massima inerzia, poiche' questa e' la configurazione di minima energia rotazionale a parita' di momento angolare. Tale stato puo' essere raggiunto o per l'azione di momenti torcenti esterni (momenti aerodinamici, pressione di radiazione), o a causa della dissipazione interna di energia ad opera, per esempio, di appendici flessibili.

Tuttavia la direzione dell'asse di rotazione sara' generalmente sconosciuta, per cui e' necessario individuare il valor medio della sezione efficace lungo un'orbita.

Nel caso di un cilindro circolare retto con altezza l maggiore del diametro d , l'asse di massima inerzia sara' in genere perpendicolare all'asse di simmetria e rispetto alla direzione del moto saranno pertanto possibili i seguenti casi estremi:

- 1) asse di spin nella direzione del moto ("propellerwise spin");
- 2) asse di spin perpendicolare alla direzione del moto ("tumbling end-over-end").

Nel primo caso la sezione efficace e' data ovviamente da:

$$A_1 = ld, \quad (3.14)$$

mentre il relativo C_D e' riportato in Tab 3.1. Nel secondo caso il coefficiente aerodinamico relativo alla riemissione diffusa risulta essere [38]

$$C_D = 2 \left\{ 1 + \frac{\pi^2(l+d)}{6(4l+\pi d)} r \right\}. \quad (3.15)$$

L'area di riferimento assunta e' quella media proiettata perpendicolarmente alla direzione del moto, cioe'

$$A_2 = \frac{2}{\pi} \left\{ ld + \frac{\pi d^2}{4} \right\}. \quad (3.16)$$

La realta' sara' quindi meglio rappresentata assumendo per la sezione efficace di un satellite cilindrico senza controllo d'assetto il valor medio tra A_1 e A_2 :

$$A_M = \frac{A_1 + A_2}{2} = ld(0.818 + 0.25d/l) \quad (3.17)$$

Se l/d è compreso tra 2 ed 8, assumendo per l'area efficace l'espressione data da A_M si commetteranno errori massimi compresi tra il 6% ed il 15%, dunque generalmente inferiori agli errori sul C_D . Non è quindi irragionevole assumere il valore dato dalla (3.17) e considerarlo costante in molte applicazioni pratiche. Naturalmente se la direzione dell'asse di spin fosse nota sarebbe possibile una precisione maggiore.

Nel caso di satelliti cilindrici "schiacciati", ossia con $l/d < 1/2$, l'asse di massima inerzia può coincidere con l'asse di simmetria. In questo caso gli estremi della sezione sono dati da

$$A_1 = \frac{1}{4} \pi d^2 \quad (3.18)$$

quando l'asse di spin è nella direzione del moto e da

$$A_2 = ld \quad (3.19)$$

quando è perpendicolare alla direzione del moto. Per $l/d = 1/2$ i valori estremi di A sono $0.5d^2$ e $0.785d^2$, per cui il valor medio $0.632d^2$ può differire anche del 22% dai valori estremi. In questo caso non è quindi lecito considerare la sezione costante quando si intende utilizzare un'orbita ellittica per misurare la densità atmosferica al perigeo sulla base degli effetti dinamici.

Per satelliti quasi sferici, per i quali nessun asse principale di inerzia può essere identificato si può porre:

$$A = \frac{1}{4} A_T \quad (3.20)$$

dove con A_T abbiamo indicato l'area superficiale totale. D'altronde va sottolineato il fatto che oltre ad essere rigorosamente valida nel caso di un satellite sferico, la (3.20) esprime esattamente anche la sezione efficace media di qualsiasi corpo convesso che assume con eguale frequenza tutte le orientazioni possibili [21]. In Fig. 3.2 sono riportati i rapporti M/A per alcuni oggetti spaziali caratteristici.

3.5. VELOCITA' RELATIVA

Finora si era tacitamente ammesso, nelle sezioni precedenti, che l'atmosfera, a parte il moto di agitazione termica delle sue molecole, fosse praticamente in quiete, per cui la velocità orbitale del satellite coincideva con quella relativa al fluido circostante. In pratica questa condizione non si verifica perché l'atmosfera viene trascinata dalla Terra nel suo moto di rotazione.

Indicando quindi con \vec{v} la velocità del satellite nello

spazio inerziale, con \vec{V}_A la velocità dell'atmosfera e con \vec{v} la velocità relativa satellite-atmosfera si ha:

$$\vec{V} = \vec{v} - \vec{V}_A, \quad (3.21)$$

$$V^2 = v^2 + V_A^2 - 2vV_A \cos \gamma, \quad (3.22)$$

dove con γ abbiamo indicato l'angolo compreso tra i vettori \vec{v} e \vec{V}_A .

Supponendo che l'atmosfera ruoti rigidamente con velocità angolare ω attorno all'asse di spin della Terra, si avrà:

$$V_A = r\omega \cos \phi, \quad (3.23)$$

dove ϕ è la latitudine geocentrica ed r il raggio vettore. Nelle vicinanze del perigeo un satellite si muove quasi orizzontalmente. Infatti se il rapporto tra l'altezza di scala dell'atmosfera H ed il raggio vettore al perigeo r_p è inferiore a 0.01, allora il "flight path angle" β non supera mai i 10 gradi fino a quote di $2H$ superiori a quella del perigeo. Quindi l'angolo γ può essere sostituito con l'angolo γ' tra \vec{V}_A e la proiezione sul piano orizzontale locale di \vec{v} con un errore in $\cos \gamma$ inferiore all'1%.

Poiché γ' e ϕ sono legate all'inclinazione orbitale i dalla relazione

$$\cos \gamma' \cos \phi = \cos i, \quad (3.24)$$

potremo perciò porre:

$$V_A \cos \gamma = r\omega \cos i \{1 + O(0.01)\}. \quad (3.25)$$

Quindi:

$$V^2 = v^2 \left[1 - \frac{r\omega}{v} \cos i \right]^2 + r^2 \omega^2 (\cos^2 \phi - \cos^2 i). \quad (3.26)$$

Poiché l'effetto della rotazione atmosferica sulla resistenza aerodinamica è piccolo e la rotazione è sia variabile che sconosciuta nei dettagli, possiamo introdurre un'ulteriore semplificazione. Infatti

$$r^2 \omega^2 < 0.005 v^2 \quad (3.27)$$

e possiamo sostituire al rapporto r/v il rapporto r_{po}/v_{po} in cui compaiono i valori iniziali relativi al perigeo. Ciò è lecito poiché la densità atmosferica ρ decresce approssimativamente in modo esponenziale con la quota, per cui la resistenza aerodinamica agisce per lo più nell'intorno del perigeo. Sostituendo inoltre l'inclinazione iniziale i_0 al posto di i otteniamo infine:

$$V \approx v \left[1 - \frac{r_{po}}{v_{po}} \omega \cos i_0 \right]. \quad (3.28)$$

Spesso risulta utile esprimere ω in funzione della velocità

angolare della Terra solida ω_{\oplus} :

$$\omega = \frac{\omega}{\omega_{\oplus}} \omega_{\oplus} = \Lambda \omega_{\oplus} . \quad (3.29)$$

Il fattore Λ prende allora il nome di parametro rotazionale dell'atmosfera terrestre.

Sulla base dei risultati ottenuti potremo quindi esprimere l'accelerazione dovuta alla resistenza aerodinamica nella seguente forma:

$$\vec{D} \approx - \frac{1}{2} C_D \frac{A}{M} \rho F v^2 \frac{\vec{v}}{v} , \quad (3.30)$$

dove il fattore

$$F = \left[1 - \frac{r_{p0}}{v_{p0}} \omega_{\oplus} \Lambda \cos i_0 \right]^2 \quad (3.31)$$

tiene conto della rotazione dell'atmosfera. Ponendo $\Lambda = 1$ si ottiene $F = 0.88$ per $i_0 = 0^\circ$, $F = 0.90$ per $i_0 = 30^\circ$ ed $F = 1$ per $i_0 = 90^\circ$. Si tratta quindi di un effetto piccolo ma spesso non trascurabile.

4. EFFETTI ORBITALI

4.1. ACCELERAZIONE DI DISTURBO

Costruire una teoria analitica o semianalitica completa delle perturbazioni orbitali indotte dalla presenza dell'atmosfera e' un compito estremamente complesso e spesso perfino inutile, considerate le incertezze ineliminabili sulla densita' atmosferica e sui parametri che descrivono l'assetto e la forma del satellite. Inoltre il problema puo' essere affrontato numericamente utilizzando modelli atmosferici sofisticati ed eventualmente tabelle che descrivono la variazione nel tempo della sezione efficace del veicolo spaziale.

Una trattazione analitica per gradi di crescente complessita' puo' pero' rivelarsi estremamente utile, sia per capire qualitativamente e quantitativamente come effettivamente operano i meccanismi in gioco, sia per ottenere relazioni approssimate di grande utilita' e praticita'.

Come abbiamo visto nel capitolo precedente l'accelerazione di disturbo dovuta alla resistenza aerodinamica puo' essere espressa come

$$D = \frac{1}{2} \rho v^2 \frac{FAC_D}{M} = \frac{1}{2} \rho v^2 \delta \quad , \quad (4.1)$$

dove si e' posto $\delta = (FAC_D)/M$ e la forza agisce in direzione $-\vec{v}$. Poiche' \vec{v} e \vec{V} formano fra loro un piccolo angolo dell'ordine di $r\omega/v$, in prima approssimazione si potra' considerare D tangente all'orbita. A questo punto sara' conveniente esprimere le equazioni planetarie di Lagrange che danno la variazione dei parametri orbitali nel tempo in funzione delle componenti dell'accelerazione di disturbo tangente T, normale W e binormale N all'orbita. Avremo quindi

$$T = -\frac{1}{2} \rho v^2 \delta \quad , \quad (4.2)$$

che sostituita nelle equazioni planetarie dara':

$$\frac{da}{dt} = -2 \frac{a^2 v}{\mu_\oplus} T = -\frac{a^2 \rho \delta v^3}{\mu_\oplus} \quad , \quad (4.3)$$

$$\frac{de}{dt} = \frac{2}{v} T(e + \cos\varphi) = - \rho v \delta (e + \cos\varphi) , \quad (4.4)$$

dove con φ si e' indicata l'anomalia vera, con μ_{\oplus} il parametro gravitazionale della Terra, con a il semiasse maggiore e con e l'eccentricita' dell'orbita. L'equazione che esprime la variazione dell'argomento del perigeo Θ risulta dispari nell'anomalia vera, e poiche' siamo interessati solo agli effetti secolari (al primo ordine perturbativo), e non a quelli periodici, e' stata omessa.

Prima di proseguire nella nostra analisi e' necessario richiamare alcune definizioni che torneranno utili nel seguito. Si definiscono funzioni di Bessel di prima specie di argomento immaginario e di ordine n le soluzioni $I_n(z)$ dell'equazione differenziale:

$$z^2 \frac{d^2 y}{dz^2} + z \frac{dy}{dz} - (z^2 + n^2)y = 0 . \quad (4.5)$$

Indicando con $J_n(z)$ le funzioni di Bessel ordinarie, e' possibile dimostrare la validita' delle seguenti relazioni:

$$I_n(z) = J_n(iz) = J_n(z) \exp(-ni\pi/2) , \quad (4.6)$$

$$I_n(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(z \cos\varphi) \cos n\varphi d\varphi , \quad (4.7)$$

$$I_{n-1}(z) - I_{n+1}(z) = (2n/z) I_n(z) . \quad (4.8)$$

4.2. EFFETTI SECOLARI E LIFETIME ORBITALE

Le equazioni (4.3) e (4.4) possono essere risolte formulando appropriate ipotesi semplificatrici. Alcune, piu' o meno esplicite, sono gia' state formulate e sono le seguenti:

- a) l'orbita imperturbata e' un'ellisse;
- b) si considera solo la componente tangenziale del frenamento;
- c) le perturbazioni luni-solari e la pressione di radiazione sono ignorate, il che e' giustificato quando l'eccentricita' non e' grande ed A/M e' piccolo.

Formuliamo ora delle nuove ipotesi:

- d) l'atmosfera e' a simmetria sferica;
- e) la densita' ρ e' indipendente dal tempo;
- f) vale la relazione $\rho = \rho_0 \exp\{(r_0 - r)/H\}$, dove il significato dei simboli e' quello solito;
- g) l'altezza di scala dell'atmosfera H e' costante;
- h) l'atmosfera ruota rigidamente con velocita' angolare costante;
- i) si considerano tutti gli effetti al primo ordine

perturbativo (cambiamenti piccoli).

Le relazioni (4.3) e (4.4) possono essere espresse in una forma piu' maneggevole se vengono tenute presenti le seguenti eguaglianze (dove con r si e' indicato, al solito, il raggio vettore):

$$e + \cos \varphi = \frac{a}{r} (1 - e^2) \cos E, \quad (4.9)$$

$$d/dE = r(a/\mu_0)^{1/2} d/dt, \quad (4.10)$$

$$rv^2/\mu_0 = 1 + e \cos E. \quad (4.11)$$

Dopo un certo numero di manipolazioni si ottiene:

$$\frac{da}{dE} = -a^2 \rho \delta \frac{(1 + e \cos E)^{3/2}}{(1 - e \cos E)^{1/2}}, \quad (4.12)$$

$$\frac{de}{dE} = -a \rho \delta \left[\frac{1 + e \cos E}{1 - e \cos E} \right]^{1/2} (1 - e^2) \cos E. \quad (4.13)$$

Integrando queste equazioni nell'intervallo $(0, 2\pi)$ si ottiene la variazione di semiasse maggiore ed eccentricita' dopo un'orbita completa. L'integrazione puo' essere condotta numericamente, utilizzando magari espressioni della densita' piu' complesse di quella assunta nell'ipotesi f. In ogni caso il risultato piu' importante e' che il frenamento atmosferico riduce secolarmente e il semiasse maggiore e l'eccentricita', per cui l'orbita di un satellite soggetto a resistenza riduce progressivamente il suo raggio e diventa sempre piu' circolare.

King-Hele ha sostituito nelle equazioni (4.12) e (4.13) un profilo di densita' $\rho = \rho_{p0} \exp\{(\tau_{p0} - r)/H\}$, dove il pedice $p0$ identifica il livello di riferimento su cui giace il perigeo iniziale [32]. Ponendo $\beta = 1/H$ e $x = ae$ e ricordando che $r = a(1 - e \cos E)$, e' possibile riscrivere il profilo di densita' in una forma piu' conveniente:

$$\rho = \rho_{p0} \exp\{\beta(a_0 - a - x_0) + \beta x \cos E\}, \quad (4.14)$$

dove l'indice 0 contrassegna i valori iniziali. Ai fini del calcolo analitico possono essere distinti diversi casi, a seconda del valore dell'eccentricita'. Per $0.02 < e < 0.2$ King-Hele ha ottenuto la seguente espressione per il raggio vettore del perigeo r_p in funzione dell'eccentricita' [32]:

$$r_{p0} - r_p = \frac{H}{2} \left\{ \left[1 - \frac{5H}{2a_0} \right] \ln \frac{e_0}{e} - (e_0 - e) \left[1 - \frac{3H}{4a_0} \frac{1+e_0}{ee_0} - \frac{e+e_0}{2} \right] \right\} + \quad (4.15)$$

$$+ O\left(He^2, \frac{H^3}{5a^2e^3}\right) .$$

Analogamente e' possibile esprimere il periodo orbitale T in funzione dell'eccentricita' [32] (l'indice 0 identifica sempre i valori iniziali):

$$\frac{T}{T_0} = \left[\frac{1-e_0}{1-e} \right]^{\frac{3}{2}} \left\{ 1 - \frac{3H}{4r_{p0}} \left[\ln \frac{e_0(1+e)}{e(1+e_0)} + \frac{3H}{4a_0} \left(\frac{1}{e} - \frac{1}{e_0} \right) \right] + \right. \\ \left. + O\left(\frac{H^2e_0}{a^2e}, \frac{He^2}{a} \right) \right\} . \quad (4.16)$$

L'eccentricita' puo' a sua volta essere espressa in funzione del tempo t misurato dall'epoca iniziale:

$$\frac{e}{e_0} = a \left\{ 1 - \frac{e_0}{6}(1-a) \left[1 - \frac{e_0}{48}(131+115a) \right] + \frac{3H}{8a_0} \ln a + O\left(\frac{e_0^2e}{2}, \frac{H^2e_0}{2a^2e^2} \right) \right\} \quad (4.17)$$

dove si e' posto

$$a = \sqrt{1 - t/t_L} , \quad (4.18)$$

$$t_L = \frac{e_0^2}{2B} \left\{ 1 - \frac{11e_0}{6} + \frac{29}{16}e_0^2 + \frac{7H}{8a_0} \right\} , \quad (4.19)$$

$$B = \frac{2\pi}{T_0} \delta \theta_{p0} x_0 I_1(\beta x_0) \exp(-\beta x_0 - e_0) . \quad (4.20)$$

Il parametro t_L differisce dalla lifetime a meno dell'0.5%, per cui puo' essere a tutti gli effetti identificato con la valutazione analitica di questa, fatte salve le ipotesi enunciate sopra. La (4.17) puo' essere approssimata da:

$$\frac{e}{e_0} = \sqrt{1 - \frac{t}{t_L}} + O\left(0.003, \frac{e_0^2e}{2}, \frac{e_0H^2}{2a^2e^2}\right) . \quad (4.21)$$

Tenendo presente la relazione (4.17), sia la (4.15) che la (4.16) possono essere riformulate direttamente in funzione del tempo:

$$\Gamma_{p0} - \Gamma_p = \frac{H}{2} \left\{ \left[1 - \frac{17H}{8a_0} \right] \ln \frac{1}{a} + \frac{3H}{4a_0e_0} \left[1 + \frac{7e_0}{6} \right] \left[\frac{1}{a} - 1 \right] - \frac{5e_0}{6}(1-a) + \right. \\ \left. + \frac{e_0}{288}(1-a)(17-23a) \right\} + O(He^3, H^3/5a^2e^2) ; \quad (4.22)$$

$$\begin{aligned} \frac{T}{T_0} = & 1 - \frac{3e_0}{2}(1-a) \left\{ 1 + \frac{e_0}{12}(17a-3) - \frac{e_0^2}{288}(12+323a-425a^2) \right\} + \\ & + \frac{3H}{4a_0} \left[\left[1 + \frac{e_0}{4}(9a-2) \right] \ln a - \frac{3H}{4a_0 e_0} \left(\frac{1}{a} - 1 \right) \right] + \\ & + \frac{5e_0}{6}(1-a) \left\{ + O(e^4, H^2/a^2) \right\}. \end{aligned} \quad (4.23)$$

E' utile anche l'espressione che da' la variazione di \dot{T} :

$$\begin{aligned} \dot{T} = & - \frac{3e_0 T_0}{4t_L a} \left\{ 1 + \frac{e_0}{6}(17a-10) + \frac{e_0^2}{288}(311-1496a+1275a^2) + \right. \\ & + \frac{H}{2a_0 e_0 a} \left[1 + \frac{e_0}{12}(17a-6) + \frac{9e_0 a}{4} \ln a + \frac{3H}{4a_0 e_0 a} \right] + \\ & \left. + O(e^3, H^2/a^2 e) \right\}. \end{aligned} \quad (4.24)$$

Essa ci permette di esprimere in modo diverso t_L :

$$t_L = - \frac{e_0 T_0}{\dot{T}_0} F(e_0) \quad , \quad (4.25)$$

dove si e' posto

$$\begin{aligned} F(e_0) = & \frac{3}{4} \left\{ 1 + \frac{7e_0}{6} + \frac{5e_0^2}{16} + \frac{H}{2a_0 e_0} \left(1 + \frac{11e_0}{12} + \frac{3H}{4a_0 e_0} + \frac{3H^2}{4a_0^2 e_0^2} \right) + \right. \\ & \left. + O\left(e_0^3, \frac{H^4}{2a_0^4 e_0^4}\right) \right\}. \end{aligned} \quad (4.26)$$

Quando $0 < e < 0.02$ conviene porre $z = \beta x = ae/H$. Mantenendo le stesse notazioni del caso precedente, King-Hele ha ottenuto le seguenti relazioni:

$$\frac{a}{a_0} = 1 - \frac{H}{a_0} \ln \frac{z_0 I_1(z_0)}{z I_1} + O\left(\frac{H^2}{a^2}, e^2\right); \quad (4.27)$$

$$\frac{T}{T_0} = 1 - \frac{3H}{2a_0} \ln \frac{z_0 I_1(z_0)}{z I_1} + O\left(\frac{H^2}{a^2}, e^2\right); \quad (4.28)$$

$$\frac{t}{t_L} = \left\{ 1 - \frac{z^2}{z_0^2} \left[1 - \frac{7H}{2a_0} \left(\frac{z_0^2 - z^2}{20} - \ln \frac{z_0 I_1(z_0)}{z I_1} \right) \right] \right\} \left[1 + O(z_0 e_0^2) \right]; \quad (4.29)$$

$$\frac{e}{e_0} = \sqrt{1 - \frac{t}{t_L}} + O(0.008); \quad (4.30)$$

$$\begin{aligned} r_{p0} - r_p = H & \left[\left(1 - \frac{3H}{a_0} \ln \frac{z_0 I_1(z_0)}{z I_1} - z_0 \left\{ 1 - \frac{2e_0}{5} \left(1 + \frac{z}{z_0} \right) \right\} \left(1 - \frac{z}{z_0} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + O\left(\frac{ae^3}{H}, \frac{H}{5a}\right) \right] \right]; \quad (4.31) \end{aligned}$$

$$\dot{r} = - \frac{3HT_0}{2a_0 t_L (1 - t/t_L)} \left\{ 1 + \frac{z I_2}{2I_1} + O(0.015) \right\}; \quad (4.32)$$

$$t_L = - \left(\frac{3e_0 T_0}{4\dot{r}_0} \right) \frac{I_0(z_0)}{I_1(z_0)} \left[1 + 2e_0 \frac{I_1(z_0)}{I_0(z_0)} - \frac{9e_0 z_0}{40} + \frac{H}{2a_0} + O\left(e_0^2, \frac{He_0}{a}\right) \right]; \quad (4.33)$$

Quando si considera un'orbita esattamente-circolare ($e = 0$), si ottengono notevoli semplificazioni. Indicando con il pedice c tutti i valori relativi alle condizioni iniziali, il tempo $t' = t - t_c$ puo' essere messo in relazione con il semiasse maggiore tramite la relazione [32]

$$t' = \frac{HT_c}{2\pi \delta \rho_c a_c^2} \left[1 - \exp\{-\beta(a_c - a)\} \right] \left\{ 1 + O(0.01) \right\}. \quad (4.34)$$

Ponendo $a = a_L$ (a_L e' l'ultimo semiasse maggiore utile) nell'espressione precedente, si trova la lifetime orbitale:

$$t_L' = \frac{\eta HT_c}{2\pi \delta \rho_c a_c^2}, \quad (4.35)$$

dove si e' posto

$$1 - \exp\{-\beta(a_c - a_L)\} = \eta. \quad (4.36)$$

L'evoluzione temporale di T e \dot{T} risulta espressa dalle relazioni

$$\frac{T}{T_e} = 1 + \frac{3H}{2a_c} \ln \left[1 - \frac{\eta t'}{t_L'} \left\{ 1 + O(0.01) \right\} \right] ; \quad (4.37)$$

$$\dot{T} = - \frac{3H\eta T_e}{2a_c t_L' (1 - \eta t' / t_L')} ; \quad (4.38)$$

il che permette di riscrivere l'equazione per la lifetime nel modo seguente:

$$t_L' = - \frac{3HT_e\eta}{2a_c \dot{T}_e} . \quad (4.39)$$

Un ultimo caso si presenta per $0.2 < e < 1$, anche se nel caso di satelliti terrestri le perturbazioni lunari rendono instabili orbite con $e > 0.9$. Ponendo $z = ae/H$ ed $\varepsilon = 0.15(1/z - 1/z_0)$, valgono le seguenti relazioni, dove il significato dei simboli e' quello solito:

$$a_0 - a = H(z_0 - z) + \frac{H}{2} \ln \left\{ \frac{z_0(1 - e_0 + 2Hz/a_0)}{z(1 + e_0)} \right\} + O(H\varepsilon) ; \quad (4.40)$$

$$r_{p0} - r_p = \frac{H}{2} \ln \left\{ \frac{z_0(1 - e_0)}{z(1 + e_0)} + \frac{2e_0}{1 + e_0} \right\} + O(H\varepsilon) ; \quad (4.41)$$

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{1 - e_0}{1 - e} \right)^{3/2} \left\{ 1 - \frac{3H}{4r_{p0}} \frac{e_0(1 + e)}{e(1 + e_0)} + O(7 \times 10^{-5}) \right\} ; \quad (4.42)$$

$$\dot{T}_0 = -3\delta e_{p0} \left(\frac{\pi H a_0}{2e_0} \right)^{1/2} \frac{(1 + e_0)^{3/2}}{(1 - e_0)^{1/2}} \left\{ 1 - \frac{8e_0 - 3e_0^2 - 1}{8z_0(1 - e_0^2)} + O(5 \times 10^{-5}) \right\} ; \quad (4.43)$$

$$t_L = - \frac{e_0 T_0}{\dot{T}_0} F(e_0) ; \quad (4.44)$$

$$F(e_0) = \frac{3(1 - e_0)^{1/2}(1 + e_0)^2}{8e_0^2} f(e_0) \left\{ 1 - \frac{H(8e_0 - 3e_0^2 - 1)}{8r_{p0}e_0(1 + e_0)} + O(5 \times 10^{-5}) \right\} ; \quad (4.45)$$

$$f(e_0) = \frac{4\delta e_{p0}}{(1 - e_0)T_0} \left(\frac{2\pi H a_0 e_0}{1 + e_0} \right)^{1/2} t_L . \quad (4.46)$$

4.3. PERFEZIONAMENTO DEL MODELLO

Alcune delle ipotesi formulate nel paragrafo precedente, possono essere in parte modificate per rendere conto di situazioni via via piu' complesse e vicine alla realta'. Per esempio si puo' assumere un'altezza di scala

$$H = - \rho / (d\rho/dr) \quad (4.47)$$

non costante ed integrare le equazioni planetarie assumendo profili opportuni di $\rho(r)$ [32; Cap. 6].

Un'altra ipotesi che puo' essere abbandonata e' quella della simmetria sferica, considerando invece un'atmosfera oblata che ricalchi l'ellissoide terrestre [32; Cap. 5]. In questo caso e' per esempio possibile ritrovare per l'orbita circolare tutti i risultati presentati nel paragrafo precedente purché si faccia la sostituzione

$$\rho_c \rightarrow \rho_c (1 + c^2/4) , \quad (4.48)$$

dove si e' posto

$$c = \frac{1}{2} \varepsilon \beta r_{po} \sin^2 i \quad (4.49)$$

ed $\varepsilon = 0.00335$ e' lo schiacciamento dell'ellissoide terrestre.

E' importante sottolineare che molte delle espressioni trovate sopra non solo ci permettono di prevedere l'evoluzione di un satellite soggetto alla resistenza atmosferica, ma sono utili anche se usate al contrario. Misurando infatti con le usuali tecniche di tracking l'evoluzione orbitale degli oggetti spaziali, e' possibile dedurre la densita' atmosferica, in altre parole compiere misure di grande importanza per la comprensione della struttura atmosferica terrestre. Ed e' soprattutto questo metodo, piu' che la misura diretta di densita', temperatura e composizione, che e' stato usato per la costruzione dei modelli dell'atmosfera (vedi Cap. 5). Sterne [21; Cap. 5] e King-Hele [32; Cap. 6] hanno ottenuto diverse formule pratiche per ricavare la densita' a partire da certi dati orbitali. Per semplicita' presenteremo qui due espressioni applicabili ad orbite circolari, una valida per un'atmosfera sfericamente simmetrica:

$$\rho(a) = - \frac{\dot{T}}{3\pi a \delta} ; \quad (4.50)$$

ed una ricavata per un'atmosfera oblata:

$$\rho(a) = - \frac{\dot{T}}{3\pi a \delta \{1 + c^2/4 + O(c^4)\}} . \quad (4.51)$$

In quest'ultimo caso si e' supposto che l'argomento del perigeo fosse di 45 gradi. - Per le orbite ellittiche questa tecnica puo' essere ottimizzata, in modo da renderla meno sensibile agli errori su H, valutando la densita' ad una quota un po'

piu' elevata del perigeo. E questo perche' se il gradiente della densita' atmosferica e' incerto e' meglio valutare la densita' all'altezza "media" su cui agisce il frenamento piuttosto che ad un estremo (perigeo).

4.4. EFFETTI DELLA ROTAZIONE ATMOSFERICA SUL PIANO ORBITALE

E' ora arrivato il momento di considerare anche le componenti dell'accelerazione di disturbo \vec{D} non tangenti all'orbita, in particolare la componente W perpendicolare al piano orbitale.

In un sistema di riferimento con l'asse x diretto lungo il raggio vettore, l'asse z perpendicolare all'orbita e l'asse y tale da formare con gli altri due una terna destrorsa, le componenti R, S, W dell'accelerazione di disturbo \vec{D} potranno essere scritte come:

$$R = - \frac{\rho v \delta}{2} \left(\frac{\mu_{\oplus}}{pF} \right)^{1/2} e \sin \varphi \quad , \quad (4.52)$$

$$S = - \frac{\rho v \delta}{2} \left(\frac{\mu_{\oplus}}{pF} \right)^{1/2} \left(1 + e \cos \varphi - r \omega \left| \frac{p}{\mu_{\oplus}} \right|^{1/2} \cos i \right) \quad , \quad (4.53)$$

$$W = - \frac{\rho v \delta}{2\sqrt{F}} r \omega \sin i \cos u \quad . \quad (4.54)$$

Si noti che con u si e' indicata la somma di argomento del perigeo Θ ed anomalia vera φ , con ω la velocita' di rotazione angolare dell'atmosfera e con p il parametro dell'orbita ellittica. Ponendo $z = \beta x$, $\omega = \Lambda \omega_{\oplus}$, $T_d = T / (2\pi / \omega_{\oplus})$ e supponendo l'atmosfera a simmetria sferica, e' possibile integrare le equazioni planetarie per l'inclinazione ed il nodo ottenendo [32]:

$$\frac{\Delta \Omega}{\Delta T_d} = \frac{\Lambda \sin 2\Theta}{6 \sqrt{F}} \left\{ \frac{I_2}{I_0} \left[1 - 2e \frac{I_1}{I_2} \left(1 + \frac{I_2}{I_0} \right) + O(e^2) \right] \right\} \quad , \quad (4.55)$$

$$\frac{\Delta i}{\Delta T_d} = \frac{\Lambda \sin i}{6 \sqrt{F}} \left\{ 1 + \frac{I_2}{I_0} \cos 2\Theta - 2e \frac{I_1}{I_0} \left[2 + \left(1 + \frac{I_2}{I_0} \right) \cos 2\Theta \right] + O(e^2) \right\} \quad . \quad (4.56)$$

In Tab. 4.1 sono riportati i valori delle funzioni di Bessel $I_1(z)$ ed $I_0(z)$. Il comportamento dell'argomento del perigeo Θ e' piu' complesso ed e' influenzato tanto dalla rotazione (variazione di Ω) che dalla non sfericita' dell'atmosfera. Una discussione dettagliata del problema puo' essere trovata in [21] e [32].

4.5. NOTE RIASSUNTIVE

Quando l'eccentricita' e e' maggiore di 0.2 la quota del perigeo decresce di poco, mentre a variare e' soprattutto l'apogeo. Con $H=50$ Km, nel tempo in cui l'eccentricita' si dimezza, l'altezza del perigeo decresce di un valore compreso tra $0.2H$ e $0.27H$. Il massimo decremento possibile e' pari a $0.5H$.

Per $0.02 < e < 0.2$ l'abbassamento di altitudine del perigeo e' di $0.35H$ quando $e/e_0 = 0.5$ e di $1.2H$ per $e/e_0 = 0.1$. Quasi tutta la diminuzione avviene quindi quando $e < 0.2$ (o meglio, quando $e < 3H/a$). In tal caso e^2 varia linearmente con il tempo, anche se asfericita' atmosferica e variazione di H con la quota cambiano un po' questo quadro. In Fig. 4.1 e' mostrata l'evoluzione finale del perigeo del satellite 1970-114F, inizialmente su un'orbita con $e=0.7$.

Va comunque notato che quando $e > 0.5$ gli effetti lunisolari possono abbassare vigorosamente il perigeo molto prima che l'eccentricita' sia fortemente diminuita.

Per quanto riguarda la lifetime, la Fig. 4.2 riporta i tempi di sopravvivenza in orbita previsti in funzione dell'altezza del perigeo e dell'eccentricita' sulla base delle relazioni trovate nel paragrafo 4.2. Poiche' la vita media e' proporzionale al rapporto M/A , e' facile passare dai valori indicati in figura, validi per $M_0/A_0 = 100$ Kg/m², a quelli per qualsiasi satellite moltiplicando il risultato per MA_0/AM_0 . I ginocchi mostrati dalle curve di Fig. 4.2 indicano le quote in cui cessano di valere le condizioni di flusso molecolare libero ed in cui il C_D comincia vistosamente a diminuire.

5. MODELLI ATMOSFERICI

5.1. MODELLI DI DENSITA'

La formulazione di modelli che descrivano accuratamente la densita' atmosferica alle quote interessate dal moto dei satelliti artificiali e' un compito di formidabile complessita' intrapreso sin dagli inizi dell'Era Spaziale. Una descrizione dei primi modelli e della loro evoluzione successiva puo' essere trovata in [42]. Qui ci occuperemo di quelli piu' sofisticati oggi disponibili sia nelle versioni originali che nelle versioni modificate per renderli piu' economici allorché sono impiegati nei calcoli numerici.

Modelli di densita' accurati di fatto risultano dalla combinazione di tecniche tanto empiriche quanto teoriche. Cioe', non e' sufficiente, allo stato attuale delle conoscenze, ricorrere ad espressioni che rappresentano la descrizione dei processi fisici noti, ma e' necessario introdurre anche relazioni empiriche il cui significato esatto per il momento ci sfugge.

Un generico modello di densita' puo' essere scomposto in una componente statica ed in una componente dinamica [43]. La prima rappresenta le variazioni dipendenti dall'altitudine. A seconda delle condizioni di riscaldamento dell'atmosfera e dei profili di temperatura associati, l'equazione barometrica e le equazioni di diffusione per le diverse specie atomiche e molecolari presenti possono essere risolte, fornendo una famiglia di profili statici di densita'. Poiche' sappiamo (Cap. 2) che la temperatura esosferica T_{∞} caratterizza i profili di temperatura in funzione delle condizioni di riscaldamento, possiamo percio' esprimere la densita' statica ρ_s come

$$\rho_s = \rho_s(z, T_{\infty}), \quad (5.1)$$

dove z denota la quota.

La componente dinamica della densita' tiene conto delle variazioni temporali, le quali a loro volta possono essere suddivise in mutamenti delle condizioni di riscaldamento di carattere quasi-statico ed in correzioni empiriche a carattere ciclico dipendenti dalla stagione. Nel primo caso si parla di variazioni dinamiche di carattere termico perche' influiscono direttamente su T . Sono di tre tipi ed originate da:

- attivita' solare;
- attivita' geomagnetica;
- rigonfiamento atmosferico diurno.

Abbiamo già rilevato, nel secondo capitolo, come il riscaldamento dell'alta atmosfera sia correlato all'attività solare, misurata dal flusso elettromagnetico a 10.7 cm di lunghezza d'onda ($F_{10.7}$), ed alla attività geomagnetica, misurata per esempio dall'ampiezza planetaria a_p . Inoltre il riscaldamento differenziale del Sole sull'emisfero terrestre illuminato produce un rigonfiamento atmosferico diurno dipendente tanto dall'attività solare ($F_{10.7}$) che dalla declinazione dell'astro (δ_\odot). Utilizzando la latitudine geodetica ϕ' e l'angolo orario solare H_\odot per localizzare il rigonfiamento rispetto alla Terra solida, possiamo pertanto scrivere:

$$T_\infty = T_\infty(F_{10.7}, a_p, \phi', H_\odot, \delta_\odot). \quad (5.2)$$

Le variazioni dinamiche di origine non-termica, il cui esatto meccanismo è ignoto, sono descritte empiricamente da un fattore moltiplicativo $G(t, z, \phi', \delta_\odot)$, dove t rappresenta una dipendenza esplicita dal tempo. Tale fattore include:

- le variazioni semi-annuali;
- le variazioni stagionali-latitudinali.

Quindi il modello completo della densità dinamica ρ_D può essere scritto come:

$$\rho_D = \rho_s(z, T_\infty) G(t, z, \phi', \delta_\odot) \quad (5.3)$$

$$T_\infty = T_\infty(F_{10.7}, a_p, \phi', H_\odot, \delta_\odot).$$

A questo punto i vari modelli potranno essere giudicati in base ai seguenti criteri:

- 1) completezza;
- 2) accuratezza;
- 3) efficienza numerica.

Il primo criterio serve a stabilire in che misura un determinato modello comprende tutti gli effetti noti. Il secondo valuta la differenza tra i valori previsti e quelli misurati effettivamente per la densità, la temperatura ecc..., ossia la rispondenza del modello alle condizioni reali, mentre l'ultimo considera il dispendio, in termini di tempo di elaborazione e di occupazione di memoria, richiesto dalla particolare formulazione matematica del modello.

5.2. MODELLI DI JACCHIA (J64, J70, J71, J77)

Una delle più note ed usate famiglie di modelli è senz'altro quella introdotta da Jacchia per descrivere la densità, la temperatura, la pressione, la massa molecolare media, l'altezza di scala e la composizione atmosferica sulla base dei dati ricavati studiando la resistenza sperimentata dai satelliti e alcune misure di composizione e temperatura. A seconda dell'anno in cui vennero proposti, i modelli di Jacchia vengono indicati come J64 [44], J70 [45], J71 [46] e J77 [47].

Tutti i modelli hanno una struttura di base sostanzialmente identica. Nell'atmosfera, caratterizzata, come già sappiamo, da una miscela omogenea di tutti i componenti, vale l'equazione barometrica

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{T}{\bar{M}} d\left(\frac{\bar{M}}{T}\right) - \frac{\bar{M}g}{RT} dz, \quad (5.4)$$

dove abbiamo indicato con ρ la densità, T la temperatura assoluta, \bar{M} la massa molecolare media, R la costante universale dei gas, z la quota. L'accelerazione locale di gravità g è data da

$$g = g_0 R_0^2 / (R_0 + z)^2, \quad (5.5)$$

dove R_0 è il raggio della superficie di riferimento e g_0 l'accelerazione gravitazionale relativa.

Nell'eterosfera, d'altra parte, ciascun costituente si distribuisce in accordo all'equazione di diffusione:

$$\frac{dn_i}{n_i} = - (1 - \alpha_i) \frac{dT}{T} - \frac{M_i g}{RT} dz, \quad (5.6)$$

dove n_i , M_i , e α_i sono la concentrazione, la massa molecolare e il coefficiente di diffusione termica della specie i -esima. Tutti i profili di densità partono da un insieme fissato di condizioni al contorno (T_0, ρ_0, \bar{M}_0) relativo alla quota z_0 al di sotto della quale l'atmosfera non subisce mutamenti.

Poiché lo scopo primario di questi modelli atmosferici è quello di rappresentare il più realisticamente possibile la densità, vengono assunti dei profili di temperatura $T(z)$ tali da assicurare la corrispondenza tra le previsioni ed il frenamento effettivamente riscontrato dai satelliti. Tipicamente la temperatura sale con la quota fino a un punto di inflessione T_x , dopodiché tende asintoticamente alla temperatura esosferica T_∞ . Profili empirici di $\bar{M}(z)$ completano le informazioni necessarie per assicurare l'integrazione numerica delle equazioni barometrica e di diffusione e la costruzione di tabelle delle proprietà atmosferiche in funzione della variabile indipendente z e del parametro T_∞ .

Le ipotesi alla base del modello J64 furono formulate da Nicolet:

- 1) Il parametro fondamentale è la temperatura; tutti gli altri parametri fisici (densità, pressione) possono essere ricavati da essa.
- 2) Sopra la termopausa la temperatura è uniforme con la quota (temperatura esosferica) e varia in risposta agli effetti solari. Il livello della termopausa dipende a sua volta dall'attività solare e dall'ora locale, variando tra i 220 Km ed i 400 Km.
- 3) All'altitudine $z_0 = 120$ Km temperatura, densità e composizione sono indipendenti dal tempo. Ciò non è rigorosamente vero, ma le variazioni che si riscontrano a quote superiori sono preponderanti, per cui l'ipotesi semplificatrice è giustificata. Al di sopra di z_0 prevalgono condizioni di equilibrio diffusivo.
- 4) L'atmosfera è supposta in equilibrio statico, condizione assolutamente non verificata nel caso di grosse perturbazioni, come in occasione di violente tempeste geomagnetiche. Jacchia ha implementato queste ipotesi nel suo modello del 1964 sviluppando delle formule empiriche per calcolare tanto T_∞ che

il profilo verticale di temperatura in funzione di T_{∞} [48]. La temperatura esosferica, assieme alle condizioni al contorno ed al profilo di temperatura, specifica dunque la densità a quote superiori a $z_0 = 120$ Km per mezzo delle equazioni di equilibrio diffusivo per l'azoto molecolare, per l'ossigeno atomico e molecolare, per l'elio ed anche, al di sopra dei 500 Km, per l'idrogeno atomico.

Per calcolare T_{∞} Jacchia ha considerato 4 fattori:

- 1) la variazione dell'attività solare;
- 2) la variazione semi-annuale;
- 3) la variazione diurna;
- 4) l'attività geomagnetica.

Come indice dell'attività solare quello che mostra la maggiore correlazione con i mutamenti atmosferici è il flusso a 2800 MHz (10.7 cm). Esso presenta una modulazione con periodo di 27 giorni circa (rotazione del Sole) ed una correlata con il ciclo solare di 11 anni. Jacchia ha ricavato la seguente relazione per la temperatura esosferica notturna minima globale \bar{T}_1 , mediata su due o tre rotazioni solari:

$$\bar{T}_1 = 357^{\circ} + 3.60^{\circ} \bar{F}_{10.7} \quad (5.7)$$

dove $\bar{F}_{10.7}$ è il flusso a 10.7 cm, anch'esso mediato sullo stesso periodo di tempo ed espresso in unità $10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$. Questa relazione vale solo in assenza di attività geomagnetica, cioè quando $a_p = 0$.

La temperatura esosferica notturna minima globale per un dato giorno è data invece da:

$$T'_1 = \bar{T}_1 + 1.8^{\circ} (F_{10.7} - \bar{F}_{10.7}) \quad (5.8)$$

dove $F_{10.7}$ è il flusso solare relativo al giorno corrispondente. Questa relazione esprime in sostanza lo scostamento giornaliero della temperatura dal valore mediato rispetto alla rotazione del Sole. Ci sono inoltre indicazioni che il coefficiente 1.8° vari nel corso del ciclo undecennale tra gli estremi 2.4° e 1.5° .

L'esatta natura della variazione semiannuale non è chiara. Ogni anno sopra i 200 Km di quota la densità atmosferica raggiunge un minimo in luglio ed un massimo in ottobre-novembre, quindi un minimo secondario in gennaio ed un massimo secondario in aprile. Jacchia osserva che tali variazioni di densità potevano essere spiegate da variazioni di temperatura nella termosfera grossomodo correlate al flusso medio $\bar{F}_{10.7}$. Inoltre era stata osservata una stretta correlazione tra la quota dello strato ionosferico F2 e la variazione di densità semiannuale, tanto che qualcuno aveva suggerito che la causa di tutto poteva essere un trasporto convettivo da polo estivo a polo invernale all'altezza della ionosfera. In ogni caso Jacchia modificò la (5.8) con l'aggiunta di un termine stagionale [49]:

$$T_1 = T'_1 + 2.41^{\circ} + \bar{F}_{10.7} f(t) \quad (5.9)$$

dove $f(t)$ è una funzione che dipende dal giorno dell'anno e T_1 rappresenta la temperatura notturna minima globale corretta per la variazione semiannuale.

La più prevedibile di tutte le variazioni è però quella

diurna. Infatti la distribuzione di densita' presenta un rigonfiamento 30° ad est del punto sub-solare, con un massimo corrispondente alle ore 14.00 in Tempo Solare Locale (L.S.T.) ed un minimo corrispondente alle 4.00 L.S.T. Jacchia suppose costante il rapporto R tra la temperatura massima al centro del rigonfiamento e la minima nell'emisfero opposto e lo assunse uguale a 1.28. Moltiplicando T₁ per una funzione g che approssima la forma del rigonfiamento atmosferico in funzione di R, H₀, δ₀, e φ' si ottiene la temperatura esosferica T₂ corrispondente ad un'ora e ad una posizione geografica assegnate [49]:

$$T_2 = T_1 g(R, H_0, \delta_0, \phi') \quad (5.10)$$

Per tenere conto del riscaldamento indotto dalle tempeste geomagnetiche, l'ultima espressione deve essere modificata nel seguente modo:

$$T_\infty = T_2 + \Delta T \quad (5.11)$$

dove si e' posto:

$$\Delta T = 1.0^\circ a_p + 100^\circ [1 - \exp(-0.08a_p)] \quad (5.12)$$

L'indice geomagnetico planetario mediato su tre ore a_p e' stato definito nel Cap. 2.

Con l'accumularsi dei dati sperimentali divenne pero' chiaro, alla fine degli anni '60, che la temperatura atmosferica subiva sostanziali variazioni anche alla quota limite di 120 Km. Pertanto Jacchia derivò due nuovi modelli (J70 e J71) che differiscono tra loro soltanto per i valori di alcuni parametri.

Le condizioni al contorno costanti furono imposte a z₀ = 90 Km, mentre l'omopausa fu fissata a 105 Km di quota in J70 e a 100 Km in J71. Inoltre vennero introdotte nel modello variazioni di densita' indipendenti dalla temperatura. Per cio' che riguarda la composizione, ai componenti considerati in J64 fu aggiunto il gas raro argo (Ar). Nella regione omosferica compresa tra i 90 ed i 100 Km ogni variazione della massa molecolare media venne attribuita alla dissociazione dell'ossigeno e descritta da un profilo empirico. Come nel modello precedente l'idrogeno atomico venne considerato solo al di sopra dei 500 Km di quota.

Il modello J71 assume che la temperatura a z₀ = 90 Km sia pari a 183°K. Quindi sale con la quota fino ad un punto di inflessione situato a z_x = 125 Km, dopodiche' tende asintoticamente al valore T_∞. I profili empirici della temperatura per z₀ < z < z_x e per z > z_x possono essere trovati in [48]. Cio' che interessa qui sottolineare e' che tutte le relazioni presentate in precedenza per la temperatura esosferica furono modificate nel seguente modo [49]:

$$\bar{T}_1 = 379^\circ + 3.24^\circ \bar{F}_{10.7}; \quad (5.13)$$

$$\bar{T}_1^* = \bar{T}_1 + 1.3^\circ (\bar{F}_{10.7} - \bar{F}_{10.7}^*); \quad (5.14)$$

$$T_2 = \bar{T}_1^* g^*(R, H_0, \delta_0, \phi'). \quad (5.15)$$

La funzione g' differisce dalla g solo per il valore di alcune costanti numeriche che spostano il minimo di densità diurno alle ore 3.00 L.S.T.

Un discorso a parte merita la correzione geomagnetica. Infatti per quote superiori ai 200 Km fu assunta la relazione

$$\Delta T = 28^\circ k_p + 0.03^\circ \exp(k_p), \quad (5.16)$$

dove k_p è l'indice planetario mediato su tre ore e definito nel Cap. 2. Al di sotto dei 200 Km le stime di densità ottenute in base alla (5.16) sono però troppo basse, per cui furono introdotte e una relazione alternativa per ΔT e una correzione diretta della densità in funzione di k_p .

Del resto una delle caratteristiche salienti del modello J71 (e analogamente di quello J70) è proprio quella di incorporare relazioni empiriche che correggono direttamente la densità senza modificare la temperatura esosferica. Oltre al termine geomagnetico per $z < 200$ Km, appartengono a questa categoria di effetti la variazione stagionale-latitudinale nella bassa termosfera, che ha un massimo di fluttuazione tra i 105 ed i 120 Km, la variazione stagionale-latitudinale nella concentrazione di elio e la stessa variazione semiannuale, che in J64 era stata empiricamente espressa in funzione del flusso a 10.7 cm e correlata alla temperatura esosferica [eq. (5.9)].

Il modello J77 rappresenta una revisione del J71, di cui utilizza lo stesso insieme di relazioni [48]. I cambiamenti si propongono di rappresentare più accuratamente le variazioni di temperatura esosferica dovute all'effetto diurno, all'attività solare ed agli effetti geomagnetici. Inoltre vengono utilizzate, oltre alle informazioni ricavate dal frenamento aerodinamico, anche le misure compiute con lo spettrometro di massa dai satelliti ESRO 4 e OGO 6.

Nel corso degli anni diversi autori hanno sviluppato delle versioni analitiche dei modelli di Jacchia in cui, introducendo delle lievi modifiche nei profili empirici di temperatura, si rendono tanto l'equazione barometrica che le equazioni di diffusione dei differenziali esatti. Ciò è stato fatto da Walker per il J64 [50] e da Roberts per il J70 [51]. Più recentemente è stata proposta una versione analitica di J77 denominata J77A o GAM (Global Atmospheric Model) [43] [48]. A differenza dei precedenti tentativi, l'approccio adottato è sufficientemente generale da essere applicabile a tutti i modelli di Jacchia e presenta attraenti proprietà matematiche. Inoltre si presta all'uso in programmi di calcolo automatico, essendo molto più economico, in termini di occupazione di memoria e di tempi di elaborazione, dei modelli di Jacchia nella loro formulazione originaria. Diversi test [48] [52] hanno inoltre dimostrato che le diverse versioni analitiche dei modelli di Jacchia in genere non si discostano dalle previsioni dei modelli da cui sono state derivate per più del 5% circa, il che rientra abbondantemente nell'incertezza intrinseca dei modelli considerati.

5.3. MODELLO MSIS -

I primi modelli empirici dell'atmosfera furono ricavati

dalle misure di densità dedotte dallo studio delle perturbazioni orbitali di satelliti. In seguito divennero però disponibili misure dirette di temperatura compiute da diverse stazioni radar con la tecnica della diffusione incoerente di onde radio ad opera delle fluttuazioni termiche stocastiche della densità elettronica nella ionosfera [53]. Inoltre diversi satelliti, a cominciare da OGO 6, permisero di condurre misure dirette della composizione dell'alta atmosfera. Questi importanti progressi sperimentali si sono riflessi nello sviluppo di nuovi modelli atmosferici tesi ad incorporare i nuovi dati resi disponibili.

I dati raccolti dal satellite americano OGO 6, ad esempio, permisero per la prima volta la formulazione di un modello globale basato su misure dirette di composizione [54], seguito poi da modelli basati su insiemi di dati più estesi e completi raccolti anche da altri satelliti.

Uno di questi modelli è lo MSIS (da Mass Spectrometer and Incoherent Scatter) [55] [56], simile nella forma a quello sviluppato con i dati di OGO 6, ma costruito con i dati di 6 satelliti e 4 stazioni radar che studiano la diffusione incoerente di onde radio nella ionosfera. L'intervallo di tempo coperto dai dati si estende dalla fine del 1965 alla metà del 1975 e copre flussi solari a 10.7 cm compresi tra 75 e 180 unità standard. Le altitudini a cui i dati si riferiscono sono comprese tra i 150 ed i 700 Km circa, mentre $1/3$ delle misure si riferisce a condizioni di attività geomagnetica con $10 < A_p < 130$.

La formulazione del modello è basata su profili di temperatura del tipo di quelli proposti da Jacchia sviluppando in armoniche sferiche T_{∞} ed altre quantità rilevanti. MSIS non esclude variazioni di densità e temperatura alla quota limite $z_0 = 120 \text{ Km}$ ed anche il parametro s , che misura il gradiente di temperatura con l'altezza, può cambiare.

Come tutti i modelli empirici più raffinati, MSIS descrive variazioni di temperatura, densità e composizione semidiurne, diurne, semiannuali ed annuali, oltre ad includere gli effetti dell'attività solare e geomagnetica. Ma altri effetti osservati sperimentalmente, come certe variazioni diurne e semidiurne alle basse altitudini, talune variazioni in longitudine e il cambiamento con il passare degli anni di diversi parametri atmosferici, restano ancora al di fuori del modello.

5.4. MODELLO DTM

Recentemente Barlier et al. [57] hanno proposto un nuovo modello dell'atmosfera basato sui dati ottenuti dal frenamento aerodinamico: il DTM (Density Thermospheric Model). Esso è stato sviluppato a partire da 36000 misure di densità estratte da un insieme di 70000 che copre quasi 2 cicli di attività solare, nonché disparate condizioni geomagnetiche. Essendo le misure relative a molte decine di satelliti, risulta pure garantita una buona copertura in latitudine ed in quota.

Il modello assume un profilo di temperatura della forma proposta da Walker [50]:

$$T(z) = T_{\infty} - (T_{\infty} - T_{120}) \exp(-\sigma \eta), \quad (5.13)$$

dove T_{120} e' la temperatura, assunta costante, a $z_0 = 120$ Km e si e' posto (tutte le grandezze in Km):

$$\eta = \frac{(z - 120)(R + 120)}{R + z}, \quad (5.14)$$

$$R = 6356.77 \text{ Km}, \quad (5.15)$$

$$\sigma = s + (R + 120)^{-1}. \quad (5.16)$$

Inoltre si e' posto $T_{120} = 380^\circ \text{ K}$ e $s = 0.02 \text{ }^\circ\text{K/Km}$, valori nella media dei dati sperimentali. Del resto nessun modello proposto finora descrive bene temperatura e densita' a quote comprese tra i 100 ed i 200 Km. Per T_{∞} si assume il modello proposto da Thuillier et al. [58], che utilizza tanto le misure di OGO 6 che di 3 stazioni radar (diffusione incoerente). Infine per l'idrogeno atomico si assume la distribuzione di densita' data da Hedin et al. [56], mentre la concentrazione di ossigeno molecolare e' fissata a $4.75 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ a 120 Km di quota, ed il suo profilo verticale e' ricavato dalla corrispondente equazione per l'equilibrio diffusivo, sostituendovi il profilo di temperatura (5.13).

Dunque le misure di densita' vengono utilizzate per determinare direttamente le concentrazioni delle specie dominanti, ossia azoto molecolare, O ed He, da correlare poi con la temperatura esosferica, il periodo dell'anno e l'ora del giorno.

5.5. CONFRONTO TRA MODELLI

Nel corso degli ultimi anni diversi autori hanno condotto piu' o meno estesi confronti tra i diversi modelli atmosferici disponibili [59] [60]. Non si tratta di un compito facile. Infatti i vari modelli si comportano in modo diverso nelle varie situazioni ed e' frequente il caso in cui certi si rivelano talvolta migliori di altri e viceversa con il semplice mutare dello scenario considerato. Pertanto non e' poi cosi' semplice scegliere un modello empirico al posto di un altro ed i piu' recenti non hanno necessariamente prestazioni superiori ai piu' "vecchi".

Certo, per quanto riguarda la descrizione di talune caratteristiche globali dell'atmosfera tutti i modelli correnti ne danno una rappresentazione abbastanza realistica, anche se i singoli effetti possono rivestire un'importanza percentualmente diversa nelle varie formulazioni ed alcuni parametri possono differire anche di un fattore 2 o piu'. Ne consegue che, a parita' di condizioni, diversi modelli possono indicare valori della densita' diversi tra loro anche piu' del 10%.

Come se non bastasse, esistono situazioni (ad esempio le violente tempeste geomagnetiche) in cui tutti i modelli empirici risultano inadeguati, per non parlare di fenomeni poco chiari dal punto di vista fisico che sono stati individuati sperimentalmente, ma che non e' stato possibile tuttora

inserire nelle rappresentazioni teoriche.

Quindi, oltre al problema delle differenze tra modelli, esiste anche quello dello scostamento tra modello e realtà. Misure dirette di densità, compiute con l'accelerometro CACTUS a bordo del satellite CASTOR-D5B [61], hanno per esempio evidenziato deviazioni standard di circa il 20% tra valori misurati e valori calcolati con J71, MSIS e DTM. Molte delle differenze rilevate si estendono nell'arco di alcune settimane, un intervallo di tempo sul quale i presenti modelli hanno ben poco da dire. Altri problemi riguardano l'effetto semiannuale, la cui esatta natura è ancora misteriosa, le variazioni longitudinali in densità e composizione, le onde di gravità nella bassa termosfera, le fluttuazioni nel livello della turbopausa, la variabilità del gradiente verticale di temperatura e dei coefficienti di diffusione, le sorgenti ed i pozzi di energia, gli effetti dinamici, la turbolenza.

Con l'aumentare dei dati disponibili ed il progredire delle tecniche di misura sarà necessario in futuro sviluppare nuovi modelli che, pur mantenendo le caratteristiche di semplicità e praticità di quelli attualmente in uso, introducano nuovi concetti fisici e rivedano le procedure fin qui utilizzate per la stima dei parametri e l'estrapolazione dei risultati. Solo in questo modo sarà probabilmente possibile fare un salto di qualità rispetto alla situazione attuale sia nel campo delle applicazioni spaziali che in quello della conoscenza scientifica dell'atmosfera terrestre.

6. LA CADUTA DEL COSMOS 1402

6.1. PRELUDIO

A partire dal progetto DISCOVERER dell'USAF, varato alla fine degli anni '50, satelliti artificiali specializzati e sempre più sofisticati sono stati utilizzati, soprattutto dalle due superpotenze, per compiti di spionaggio e sorveglianza militare. I satelliti per ricognizione fotografica ed anche quelli per lo spionaggio elettronico (ELINT) hanno avuto ed hanno tuttora un'importanza vitale nell'ambito del controllo degli armamenti, e poiché costituiscono "i mezzi nazionali di verifica" usati per il controllo del rispetto dei trattati internazionali.

Non c'è quindi da sorprendersi se gran parte dei satelliti lanciati ogni anno rientrano in programmi militari, mentre altri hanno utilizzatori tanto civili che militari (ad esempio il sistema per la navigazione TRANSIT).

Nell'ambito di queste attività di spionaggio dallo spazio l'URSS sviluppò negli anni '70 i cosiddetti RORSAT, satelliti per la sorveglianza oceanica che impiegano un radar attivo per seguire i movimenti delle navi, in particolare dei grandi gruppi navali degli USA e dei paesi della NATO.

Questi satelliti, la cui massa presunta si aggira sui 3500 Kg, vengono lanciati con il vettore F-1 dal cosmodromo di Tyuratam (denominato Baikonour dalle fonti sovietiche) ed immessi in orbite approssimativamente circolari alla quota di 250-260 Km con un'inclinazione di 65 gradi (periodo orbitale di 89.65 minuti). Tali satelliti operano generalmente in coppia in modo che le zone sorvolate dall'uno siano situate esattamente a metà strada tra quelle sorvolate dall'altro. Ciò viene ottenuto inserendo i satelliti nello stesso piano orbitale sfasati però di circa mezza orbita, in modo che è la stessa rotazione della Terra a garantire la desiderata copertura. Inoltre l'orbita è mantenuta per mezzo di sistemi propulsivi a bassa spinta che operano con una certa regolarità e consentono pure di aggiustare, in risposta ad esigenze particolari, le tracce sub-satellite.

Ma la caratteristica più rilevante di questi veicoli spaziali è il fatto che l'energia elettrica necessaria al funzionamento del radar è erogata da un reattore nucleare alimentato da circa 50 Kg di uranio arricchito. Per questo motivo i sovietici svilupparono una opportuna procedura per evitare che al termine della vita operativa il materiale radioattivo finisse per piombare sulla Terra. Infatti i RORSAT venivano manovrati ed inseriti in un'orbita circolare più alta

(900-1000 Km di quota) in modo da rinviare per qualche secolo il problema del loro rientro e dare così tempo agli isotopi a breve vita generati dal funzionamento del reattore (i più pericolosi in questo caso) di decadere.

Tutto andò bene fino al Cosmos 952. Nel novembre del 1977, infatti, il satellite RORSAT gemello Cosmos 954 sviluppò dei malfunzionamenti e cominciò a decadere naturalmente in seguito alla cessazione delle manovre di sostentamento orbitale. Ogni tentativo per portarlo su un'orbita più alta fu vano.

A questo punto l'opinione pubblica mondiale fu informata della vicenda e crebbero in tutto il mondo le apprensioni per una caduta di materiale radioattivo in aree popolate, tanto più che ogni luogo del pianeta compreso tra i 65 di latitudine nord ed i 65 gradi di latitudine sud (una fascia pari al 70% della superficie terrestre) poteva diventare un possibile bersaglio.

Il Cosmos 954 finì poi per precipitare, nel gennaio del 1978, in un'area pressoché disabitata del Canada settentrionale, distribuendo frammenti macroscopici in una fascia larga 50 Km e lunga 500 Km e particelle fini (anche radioattive) in un semicerchio di circa 300 Km di raggio orientato nella direzione del moto [62]. La relativa opera di ricerca e bonifica costò al governo canadese diversi milioni di dollari e furono sollevati spinosi problemi di diritto internazionale.

In seguito a questo incidente l'URSS sospese per due anni il progetto, alla probabile ricerca di soluzioni tecniche in grado di garantire una migliore affidabilità e sicurezza. Poi, tra il 1980 ed il 1982, vennero compiuti altri 4 voli, tutti coronati da successo. La novità di queste imprese fu che dopo le manovre di fine vita erano sempre osservabili nell'orbita finale "di sicurezza" due oggetti anziché uno solo.

All'innescarsi della crisi delle Falklands, l'Unione Sovietica lanciò due nuovi RORSAT per seguire gli spostamenti della Task Force della Royal Navy: il Cosmos 1365 (numero di catalogo NORAD 13175, data di lancio: 14 maggio 1982) ed il Cosmos 1372 (numero di catalogo NORAD 13243, data di lancio: 2 giugno 1982).

Il 31 agosto 1982 il Cosmos 1372 venne rimpiazzato dal Cosmos 1402 (NORAD No. 13441, designazione COSPAR 1982-084A), lanciato in un'orbita di 251 x 264 Km con un'inclinazione di 65.00 gradi. Il 2 ottobre fu il Cosmos 1365 ad essere sostituito dal Cosmos 1412 (NORAD No. 13600) in un'orbita di 251 x 266 Km ed un'inclinazione sempre di 65.00 gradi. Quest'ultimo satellite venne poi inserito regolarmente nell'orbita alta di fine vita dopo soli 39 giorni.

Il Cosmos 1402, invece, svolse il suo compito per 120 giorni. Il 28 dicembre la manovra destinata ad alzare l'orbita del satellite fallì e successivamente furono osservate 3 porzioni in cui il veicolo si era suddiviso. L'oggetto principale conservò le designazioni NORAD e COSPAR originali, mentre gli altri due vennero identificati come 1982-084B (NORAD No. 13747) e 1982-084C (NORAD No. 13748).

Poiché si ritiene che i RORSAT sovietici siano di forma approssimativamente cilindrica, lunghi 14 metri circa e muniti di un'antenna radar parabolica del diametro di circa 9 metri (Fig. 6.1), si crede che l'oggetto 13747 fosse proprio

l'antenna sganciata prima della manovra abortita. Del resto in tutte le missioni analoghe compiute a partire dal 1980 era stata osservata, prima delle manovre finali, l'espulsione di parti (probabilmente strutture di collegamento, antenne e appendici varie), una delle quali caratterizzata da un rapido decadimento orbitale e quindi da un rapporto area/massa considerevole. E in questo caso non vi fu eccezione, visto che l'oggetto B rientro nell'atmosfera appena due giorni dopo.

Meno chiara la natura dell'oggetto C, anche se successive dichiarazioni sovietiche lasciassero intendere che probabilmente si trattava del contenitore degli elementi di combustibile nucleare, studiato e realizzato in modo da disintegrarsi completamente (così almeno si sperava) all'impatto con gli strati più alti dell'atmosfera. Ciò spiegherebbe anche l'origine del secondo oggetto sempre associato in orbita alta finale ai RORSAT lanciati a partire dal 1980. L'espulsione a fine vita del nocciolo del reattore, caratterizzato da un rapporto area/massa inferiore a quello del satellite nel suo insieme, garantiva una maggiore sopravvivenza in orbita dello stesso ed una sua più completa disintegrazione al rientro, con una riduzione globale del rischio di danni e contaminazione.

In definitiva il 31 dicembre 1982 rimanevano in orbita due oggetti associati al Cosmos 1402: il 1982-084A, in un'orbita di 255 x 242 Km inclinata di 65.0 gradi, ed il 1982-084C, in un'orbita di 245 x 235 Km inclinata sempre di 65.0 gradi. Entrambi erano ormai privi di controllo ed il mondo si apprestava a vivere una ripetizione della vicenda del Cosmos 954.

6.2. LE PREVISIONI DI RIENTRO

L'allarme fu dato nei primi giorni del gennaio 1983 da fonti ufficiali giapponesi ed americane nonché dal Kettering Group inglese [63]. In seguito a queste segnalazioni, rese note dai mezzi di comunicazione di massa, l'Istituto di Calcolo Elettronico CNUCE del Consiglio Nazionale delle Ricerche, che da diversi anni gestiva ed utilizzava un sistema di programmi per la dinamica del volo spaziale e che nel luglio del 1979 aveva elaborato delle previsioni di caduta del laboratorio spaziale Skylab, iniziò una serie di preparativi nel caso, poi verificatosi, che il Piano Spaziale Nazionale ed il Ministero della Protezione Civile richiedessero delle proiezioni dell'evoluzione orbitale dei due oggetti in questione.

Si trattava di mettere a punto programmi e procedure appropriati e di procurarsi le informazioni necessarie allo scopo.

Per le propagazioni orbitali venne impiegato il programma EPHEM del GTDS (Versione 3.5 del Maggio 1980). Tale modulo è in grado di calcolare, partendo da certe assegnate condizioni iniziali, il vettore di stato di un veicolo spaziale ad epoche successive e, opzionalmente, il valore delle derivate parziali dello stato. Per venire incontro a diversi requisiti di precisione e di efficienza, diverse teorie orbitali sono selezionabili e le derivate parziali possono essere calcolate con una integrazione numerica di precisione a partire dalle

equazioni variazionali.

Considerata la natura del problema in oggetto, venne scelto un generatore orbitale di Cowell con integrazione numerica delle equazioni del moto usando le formule di Cowell/Adams al 12° ordine. Questo metodo garantisce accurate predizioni a breve termine anche nel caso di piccole eccentricità (come nella situazione analizzata), senza per questo richiedere tempi di elaborazione eccessivi. A seconda della situazione (decadimento orbitale, fase immediatamente precedente al rientro) vennero utilizzati sia un passo di integrazione fisso (30 sec) che uno variabile regolarizzato, in modo da minimizzare gli errori.

Ma gli aspetti veramente delicati erano rappresentati dalla scelta del modello di forza e dalla specificazione delle caratteristiche del satellite, o meglio dei due oggetti A e C di cui si voleva conoscere l'evoluzione orbitale.

Per quanto riguarda il primo problema, il geopotenziale venne rappresentato con il modello GEM-9 21x21, sicuramente più che adeguato allo scopo. In questo modo si teneva conto anche di termini praticamente trascurabili dal punto di vista delle perturbazioni orbitali a lungo periodo o secolari, ma veniva garantita la presenza delle armoniche di ordine 16, che nel caso di satelliti così bassi sono risonanti. Anche le perturbazioni gravitazionali di Luna e Sole vennero prese in considerazione usando un file di effemeridi ricavato dal nastro DE-96, sviluppato dal Jet Propulsion Laboratory. Altra perturbazione considerata fu la pressione di radiazione, i cui effetti sono piccoli ma non del tutto trascurabili a priori, soprattutto a causa del verificarsi di eclissi ad ogni orbita.

Tenendo conto del breve lasso di tempo considerato nelle propagazioni, tutte le integrazioni potevano essere condotte nel sistema di riferimento equatoriale geocentrico "vero", trascurando precessione, nutazione e polodia ed evitando le trasformazioni di coordinate associate.

Il problema cruciale era però rappresentato dalla scelta e dall'uso dei modelli atmosferici, essendo la resistenza atmosferica senz'altro la perturbazione predominante nel caso di satelliti bassi (con l'eccezione degli effetti del J_2). Il GTDS dispone di due modelli: un modello di Harris-Priester modificato (MHP) ed una versione, adattata alle esigenze del calcolo numerico, del modello J71 con le modifiche proposte da Roberts per renderlo analitico (JR) [52].

Il modello di Harris-Priester fu sviluppato nella prima metà degli anni '60 risolvendo le equazioni di conduzione del calore in condizioni vicine all'equilibrio idrostatico. A differenza dei modelli semi-empirici sviluppati in seguito, si tratta di un modello teorico che parte da certe ipotesi fisiche e ne trae le conseguenze. Per quanto tenga conto del flusso solare a 10.7 cm, gli effetti semi-annuali e stagionali, nonché la modulazione dovuta alla rotazione del Sole vengono ignorati. Nel GTDS il modello originale è stato però modificato in modo da rappresentare almeno il rigonfiamento atmosferico diurno dovuto al riscaldamento differenziale giorno-notte. MHP presenta diversi vantaggi, tra cui la semplicità e praticità d'uso, pregio questo non trascurabile in svariate situazioni operative. Inoltre, dipendendo solo dal valore istantaneo del flusso solare a 10.7 cm, non richiede la gestione e l'aggiornamento di un file che contenga questi dati a partire

almeno da 3 rotazioni solari precedenti il periodo considerato per le propagazioni.

Proprio per questo puo' pero' essere inadeguato per propagazioni relative ad intervalli di tempo piu' lunghi di qualche giorno soltanto, per orbite ad elevata inclinazione, che quindi risentono maggiormente delle variazioni in latitudine, e soprattutto quando l'attivita' geomagnetica e' sostenuta.

Il modello JR non ha queste limitazioni ed incorpora tutti i principali effetti considerati dai piu' aggiornati modelli empirici. Certo il suo uso e' piu' complicato ed il tempo di calcolo piu' lungo che nel caso di MHR.

Per il Cosmos 1402 entrambi i modelli furono utilizzati in modo da venire incontro alle varie esigenze che via via si presentavano.

Il modello considerato per gli oggetti 1402/A e 1402/C, date le notevoli incertezze sulla loro natura e sul loro assetto, fu necessariamente semplificato. In entrambi i casi entrambi gli oggetti sono stati assunti sferici, il primo con una sezione efficace di 9 m² ed una massa di 2500 Kg, ed il secondo con una sezione di 1.7 m² ed una massa di 875 Kg. Poiche' nella espressione del frenamento aerodinamico cio' che conta e' il prodotto $C_D A/M$, i valori di A e di M, fissati all'inizio, non vennero piu' ritoccati, limitando ogni aggiustamento al singolo valore di C_D .

Il coefficiente aerodinamico veniva continuamente rideterminato, indipendentemente per i due modelli atmosferici usati, in modo da annullare lo scarto tra semiasse maggiore osservato e semiasse maggiore previsto in seguito ad una propagazione di 12-24 ore. Questa semplice tecnica venne usata sia per la scarsita' di tempo disponibile per la messa a punto di procedure piu' elaborate, sia perche' il semiasse maggiore e' l'elemento kepleriano che piu' di ogni altro permette di valutare il frenamento aerodinamico realmente sperimentato da un oggetto spaziale.

6.3. I DATI DI INPUT

Al fine di predire l'orbita degli oggetti 1402/A e C con gli strumenti descritti erano pero' necessari diversi dati, a parte quelli relativi al satellite; quelli assolutamente essenziali possono essere divisi in due categorie:

- dati orbitali;
- indici dell'attivita' solare e geomagnetica.

I dati orbitali erano ovviamente indispensabili per inizializzare le propagazioni e per valutare la bonta' delle previsioni ottenute, mentre gli indici solari e geomagnetici erano necessari per determinare le condizioni di riscaldamento della termosfera secondo quanto previsto dai modelli MHP e JR. Quest'ultimo insieme di dati viene raccolto da diversi osservatori astronomici e fu fornito al CNUCE giornalmente dall'Osservatorio Astronomico di Arcetri.

Per quanto riguarda i dati orbitali, furono usati i cosiddetti "Two-line orbital elements" [(3) derivati dai dati del NORAD (North American Air and Space Defence Command) e resi disponibili dal GSFC (Goddard Space Flight Center) della NASA

tramite telex ai centri di ricerca interessati. Gli elementi orbitali forniti (moto medio, eccentricita', inclinazione, ascensione retta del nodo ascendente, argomento del perigeo ed anomalia media), relativi all'epoca del passaggio per il nodo ascendente dell'orbita, erano elementi medi di Kozai [64], per cui andavano convertiti in elementi osculanti per poter essere usati da EPHEM. Inoltre il moto medio doveva essere preventivamente convertito in semiasse maggiore. Cio' veniva realizzato con una semplice routine (MOTOM) che effettuava la conversione commettendo un errore inferiore al chilometro, dovuto al fatto che considerava la relazione tra moto medio e semiasse maggiore valida per l'orbita imperturbata. In seguito venne comunque sviluppata la routine KOZAI, che risolveva direttamente il problema.

Un errore ancora piu' piccolo (e comunque trascurabile rispetto alle altre incertezze del problema) veniva commesso considerando gli elementi medi di Kozai elementi medi nel senso di Brouwer e facendo compiere la trasformazione da elementi medi ad elementi osculanti direttamente da EPHEM. A questo punto tutto era pronto per la propagazione e tutto quello che rimaneva da fare era rideterminare i valori di C_D .

6.4. INCERTEZZE E FINESTRE DI CADUTA

Nel formulare previsioni di caduta a medio termine (1 settimana ÷ 1 mese) vanno considerate diverse sorgenti di incertezza.

In primo luogo, come gia' discusso nel capitolo precedente, ci sono le limitazioni intrinseche dei modelli atmosferici. Poi viene il carattere quasi totalmente imprevedibile dell'attivita' solare e geomagnetica. Infine vi sono tutte le incertezze connesse con il cambiamento del C_D con la quota e con le condizioni di riscaldamento dell'atmosfera [65], nonche' quelle sulla forma, le dimensioni, la massa e l'assetto del satellite.

Ne deriva che per quanto meticoloso sia il lavoro di predizione, questo risulta di scarsa utilita' pratica se oltre ad una data presunta di caduta non viene anche specificata una finestra attorno a tale data che quantifichi, per cosi' dire, l'incertezza della previsione.

La definizione di una finestra di caduta non e' pero' semplice, anche perche' non e' possibile ricavarla a partire dalle incertezze di tutti i fattori in gioco, sia perche' queste sono a loro volta poco conosciute, sia perche' si riperquotonano sull'incertezza globale in modo intricato e comunque dipendente da tutta una serie di ipotesi non necessariamente al riparo da critiche. Del resto non e' possibile prevedere con una settimana di anticipo una violenta tempesta geomagnetica proprio in coincidenza con le fasi terminali del decadimento orbitale, cosa che effettivamente si e' verificata nel caso del Cosmos 1402/C.

Cio' che si puo' ragionevolmente fare e' dunque formulare dei criteri, basati sull'esperienza operativa, che consentano in modo relativamente semplice di "quantificare" l'incertezza globale. Questo approccio fu utilizzato sistematicamente per le previsioni di caduta del COSMOS 1402/C sulla base

dell'esperienza acquisita con l'oggetto A. In pratica per il calcolo delle finestre di caduta si è utilizzato il modello MHP nelle propagazioni, ottenendo l'estremo inferiore della finestra con l'incremento di 25 unità del flusso solare misurato e previsto e di 0.2 del C_D , mentre l'estremo superiore è stato ottenuto diminuendo di 25 unità il flusso solare e di 0.2 il C_D . Tali ipotesi sono assai prudenti nel caso di attività geomagnetica contenuta, ma possono rivelarsi inadeguate in occasione di eventi geomagnetici molto intensi e temporalmente vicini alla data di caduta [66]. Una situazione di questo tipo si è verificata proprio mentre si seguiva l'evoluzione orbitale del Cosmos 1402/C, quando il 5 febbraio 1983 venne registrata una fra le 10 tempeste geomagnetiche più intense degli ultimi 20 anni (Fig. 6.2).

Può ora essere interessante verificare di quanto le previsioni di caduta si siano discostate in effetti dalla realtà. Il Cosmos 1402/A rientrò sulla Terra alle 22.25 GMT del 23 gennaio 1983. Usando un'orbita relativa a 20 ore prima della caduta, si è commesso un errore dell'1% con JR e del 2.5% con MHP. Con un'orbita di 8 ore prima della caduta le propagazioni hanno commesso un errore del 10.4% con MHP e del 6.3% con JR. Infine, con una nuova orbita determinata 6 ore e mezza prima del rientro MHP ha dato un errore dell'1% e JR uno del 3.6%.

Il Cosmos 1402/C rientrò negli strati più densi dell'atmosfera alle 11.12 GMT del 7 febbraio 1983. Due giorni prima si era verificata, come si è detto, una violenta tempesta geomagnetica. In questo caso, usando un'orbita relativa a un'epoca di 112 ore precedente alla caduta, fu ottenuta con JR una previsione errata del 12%. Sempre con JR fu commesso un errore dello 0.5% e dell'8% rispettivamente con orbite di 50 e 31 ore prima del rientro. Infine, utilizzando un'orbita di 7 ore precedente la fine, le propagazioni diedero un risultato errato dello 0.2% con JR e dello 0.7% con MHP.

Dunque i risultati ottenuti furono in entrambi i casi sorprendentemente buoni, tenendo conto delle incertezze intrinseche al problema, ed anche se ci può essere stato un pizzico di fortuna, pare evidente una progressiva diminuzione dell'errore percentuale con l'avvicinarsi del rientro, segno questo che la riduzione delle incertezze connesse al riscaldamento solare ed all'attività geomagnetica ha un positivo effetto sulle previsioni. Inoltre è verosimile che la procedura utilizzata per aggiustare C_D abbia ridotto ulteriormente la rilevanza di altre fonti di incertezza, inglobando e compensando gli errori sistematici dovuti al rapporto A/M adottato ed ai modelli atmosferici.

6.5. CONCLUSIONI

Da quanto esposto in precedenza si può affermare che il lavoro svolto al CNUCE in occasione del rientro del Cosmos 1402 è stato soddisfacente sotto numerosi profili. Analisi condotte successivamente [66] hanno mostrato che diversi criteri adottati potevano addirittura essere "allentati" senza per questo avere un degrado delle previsioni. Per esempio, un

passo di integrazione di 180 secondi, invece dei 30 adottati, e' risultato produrre una differenza di appena 2 metri in semiasse maggiore dopo una completa rivoluzione orbitale e differenze trascurabili negli altri elementi orbitali. Quindi, soprattutto per propagazioni a medio termine o per la valutazione delle finestre di caduta, un passo di integrazione di 180 secondi sarebbe piu' che accettabile. Ancora, tanto la pressione di radiazione che le armoniche del geopotenziale con ordine e grado piu' grandi di 8 possono essere ignorate senza per questo introdurre effetti negativi.

Possibili miglioramenti, da utilizzare qualora in futuro si verificassero casi analoghi, potrebbero riguardare i seguenti aspetti:

- 1) messa a punto di una routine per convertire gli elementi medi di Kozai in elementi medi di Brouwer o in elementi osculanti;
- 2) realizzazione di una procedura per l'aggiornamento del C_D che operi una sorta di best-fit tra una propagazione orbitale ed un certo numero di orbite determinate;
- 3) suddivisione della propagazione in piu' sezioni di volo a diverso C_D in modo da tenere parzialmente conto delle considerazioni sviluppate nel Cap. 3;
- 4) inclusione, tra i criteri per la valutazione delle finestre, di una correzione che tenga presente il possibile verificarsi di tempeste geomagnetiche, soprattutto nelle previsioni fatte a meno di 10 giorni dalla caduta;
- 5) sviluppo di semplici modelli per la previsione dell'attivita' solare sulla base dei dati relativi ai mesi immediatamente precedenti (macchie solari, flusso a 10.7 cm ecc...).

BIBLIOGRAFIA

- [1] Roy, A.E., " ORBITAL MOTION ", Adam Hilger Ltd, Bristol, 1978.
- [2] Newton, I., "PRINCIPIA", Libro II, Cap. IV.
- [3] Singer, S.F., Astronautica Acta, 2, (1956) p. 125.
- [4] Petersen, N.V., Jet Propulsion, 26, (1956) p. 341.
- [5] King-Hele, D.G., J. B. I. S., 15, (1956) p. 314.
- [6] Henry, I.G., Jet Propulsion, 27, (1957) p. 21.
- [7] Davis, R.J., Whipple, F.L. and Zirker, J.B., "SCIENTIFIC USES OF EARTH SATELLITES", Chapman and Hall, London, 1956.
- [8] Okhotsimskii, D.Y., Eneyev, T.M. and Taratynova, G.P., Annals of the I.G.Y., Vol. VI, (1958), p. 146, Pergamon, London.
- [9] Groves, G.V., Nature, 181, (1958), p. 1055.
- [10] Sterne, T.E., Science, 127, (1958), p. 1245.
- [11] King-Hele, D.G., Planet. Space Sci., 11, (1963), p. 261.
- [12] King-Hele, D.G., "GEOPHYSICAL RESEARCHES WITH THE ORBITS OF THE FIRST SATELLITES", Geophys. J.R. astr. Soc., 74, (1983), pp. 7-23.
- [13] Nonweiler, T.R.F., J.B.I.S., 16, (1958), p. 368.
- [14] King-Hele, D.G., Leslie, D.C.M., Nature, 181, (1958), p. 1761.
- [15] Cook, G.E., King-Hele, D.G., Walker, D.M.C., Proc. Roy. Soc. A., 257, (1960), 224.
- [16] Cook, G.E., King-Hele, D.G., Walker, D.M.C., Proc. Roy. Soc. A., 264, (1961), p. 88.
- [17] King-Hele, D.G., Proc. Roy. Soc. A., 267, (1962), p. 541.
- [18] Cook, G.E., King-Hele, D.G., Proc. Roy. Soc. A., 275, (1963), p. 357.

- [19] Michielsen, H.F., "ADVANCES IN ASTRONAUTICAL SCIENCES", Vol. 4, p. 255, Plenum, New York, 1959.
- [20] Lane, M.H., Fitzpatrick, P.M., Murphy, J.J., (1962), Air Proving Ground Center, Eglin, Florida, Rep. APGC-TDR-62-15.
- [21] Sterne, T.E., "AN INTRODUCTION TO CELESTIAL MECHANICS", Interscience, New York, 1960.
- [22] El'yasberg, P.E., Iskuss. Sputniki Zemli, 3, (1959), p. 54.
- [23] Ewart, D.G., J.B.I.S., 18, (1962), p. 269.
- [24] Batrakov, Y.V., Proskurin, V.P., Iskuss. Sputniki Zemli, 3, (1959), p. 39.
- [25] Groves, G.V., Proc. R. Soc. A., 252, (1959), p. 16.
- [26] Parkyn, D.G., J. Geophys. R., 65, (1960), p. 9.
- [27] Davies, M.J., "THE DYNAMICS OF SATELLITES", Springer Verlag, 1963.
- [28] Bosanquet, C.H., Nature, 182, (1958), p. 1533.
- [29] Vinti, J.P., J. Res. Nat. Bur. Stand., 62, (1959), p. 79.
- [30] Cook, G.E., Plimmer, R.N.A., Proc. Roy. Soc. A., 258, (1960), p. 516.
- [31] Cook, G.E., Proc. Roy. Soc. A., 261, (1961), p. 246.
- [32] King-Hele, D.G., "THEORY OF SATELLITE ORBITS IN AN ATMOSPHERE", Butterworths, London, 1964.
- [33] King-Hele, D. G., "RESEARCH RESULTS - FROM ANALYSIS OF SATELLITE ORBITS", Proc. Int. Symp. Spacecraft Flight Dynamics, ESA SP-160, Aug. 1981, pp. 3-11.
- [34] Afonso, G., Barlier, F., Berger, C., Mignard, F., Walch, J.J., "REASSESSMENT OF THE CHARGE AND NEUTRAL DRAG OF LAGEOS AND ITS GEOPHYSICAL IMPLICATIONS", C.E.R.G.A., 1983.
- [35] Drell, S.D., Foley, H.M., Ruderman, M.A., "DRAG AND PROPULSION OF LARGE SATELLITES IN THE IONOSPHERE: AN ALFVEN PROPULSION ENGINE IN SPACE", J.G.R., 70, 3131-3145, (1965).
- [36] West, G.S., jr., Wright, J.J., Euler, H.C., "SPACE AND PLANETARY ENVIRONMENT CRITERIA GUIDELINES FOR USE IN SPACE VEHICLE DEVELOPMENT, 1977 REVISION", NASA Technical Memorandum 78119, November 1977.
- [37] King-Hele, D.G., Sehnal, L., Lala, P., Klokocnic, J., "STUDY ON ALTITUDES OF ARTIPICIAL EARTH SATELLITES",

O.N.U., General Assembly, A/AC.105/164, 6 Jan. 1976.

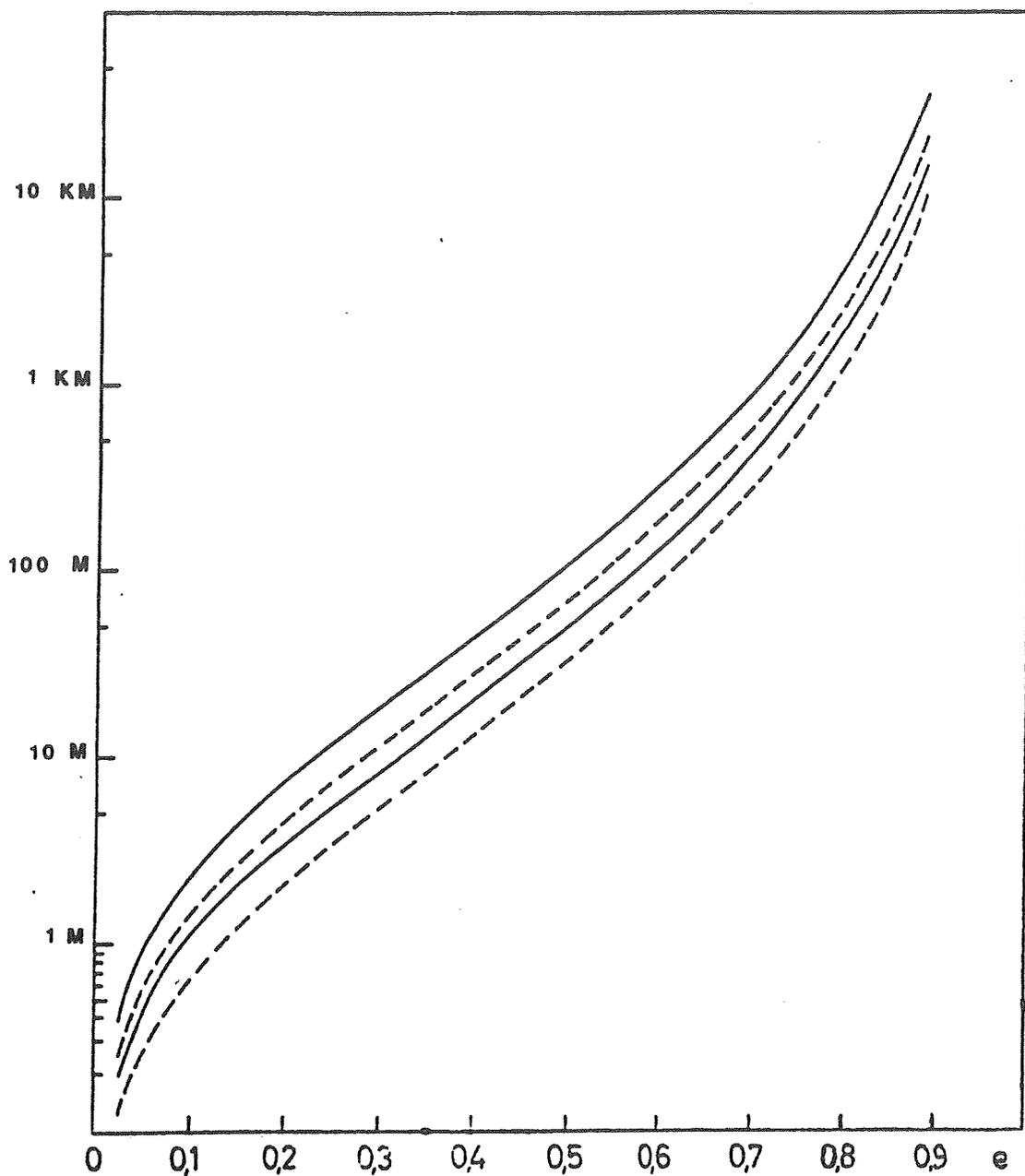
- [38] Cook, G.E., "SATELLITE DRAG COEFFICIENTS", Planet. Space Sci., (1965), 13, pp. 929-946.
- [39] Schamberg, R., Rand Research Memorandum, RM-2313, (1959).
- [40] Ladner, J.E., Ragsdale, G.C., "EARTH ORBITAL SATELLITE LIFETIME", NASA TM D-1995, January 1964.
- [41] Schamberg, R., "A NEW ANALYTIC REPRESENTATION OF SURFACE INTERACTION FOR HYPERHERMAL FREE MOLECULE FLOW WITH APPLICATION TO NEUTRAL-PARTICLE DRAG ESTIMATES OF SATELLITES", ASTIA Doc. No. AD215301, (1959).
- [42] Anselmo, L., Mugellesi, R., "MODELLI DELL'ATMOSFERA E PERTURBAZIONI SULL'ORBITA DI UN SATELLITE BASSO INDOTTE DAL FRENAMENTO ATMOSFERICO", Rapporto Interno, (1983).
- [43] De Lafontaine, J., Mamen, R., "ORBIT LIFETIME PREDICTION AND SAFETY CONSIDERATIONS", IAA-84-269, (1984).
- [44] Jacchia, L.G., "STATIC DIFFUSION MODELS OF THE UPPER ATMOSPHERE WITH EMPIRICAL TEMPERATURE PROFILES", S.A.O. Special Report No. 170, (1964).
- [45] Jacchia, L.G., "NEW STATIC MODELS OF THE THERMOSPHERE AND EXOSPHERE WITH EMPIRICAL TEMPERATURE PROFILES", S.A.O. Special Report No. 313, (1970).
- [46] Jacchia, L.G., "REVISED STATIC MODELS OF THE THERMOSPHERE AND EXOSPHERE WITH EMPIRICAL TEMPERATURE PROFILES", S.A.O. Special Report No. 332, (1971).
- [47] Jacchia, L.G., "THERMOSPHERIC TEMPERATURE, DENSITY, AND COMPOSITION: NEW MODELS", S.A.O. Special Report No. 375, (1977).
- [48] De Lafontaine, J., Hughes, P., "AN ANALYTIC VERSION OF JACCHIA'S 1977 MODEL ATMOSPHERE", Celestial Mechanics, 29, 3-26, (1983).
- [49] Martin, T.V., Ch, I.H., Eddy, W.F., Koput, J.A., "GEODYN SYSTEM DESCRIPTION", Volume I, Aug. 1976.
- [50] Walker, J.C.G., J. Atmospheric Sci., 22, 462, (1965).
- [51] Roberts, C.E. Jr., Celes. Mech., 4, 368, (1971).
- [52] Cappellari, J.O., Velez, C.E., Fuchs, A.J., "MATHEMATICAL THEORY OF THE GODDARD TRAJECTORY DETERMINATION SYSTEM", Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland (1976).
- [53] Kliakrad, H., "REVIEW OF AIR DENSITY MODELS FOR SATELLITE DRAG CALCULATIONS", OAD Working Paper no. 179, Dec. 1980.
- [54] Hedin, A.E., Mayr, H.G., Reber, C.A., Spencer, N.W., Carigan, C.R., "EMPIRICAL MODEL OF GLOBAL THERMOSPHERIC

TEMPERATURE AND COMPOSITION BASED ON DATA FROM THE OGO 6 QUADRUPOLE MASS SPECTROMETER", J.G.R., 79, No. 1, 215-225, (1974).

- [55] Hedin, A.E., Salah, J.E., Evans, J.V., Reber, C.A., Newton, G.P., Spencer, N.W., Kayser, D.C., Alcayde, D., Bauer, P., Cogger, L., McClure, J.P., "A GLOBAL THERMOSPHERIC MODEL BASED ON MASS SPECTROMETER AND INCOHERENT SCATTER DATA. MSIS 1. N₂ DENSITY AND TEMPERATURE", J. G. R., 82, No. 16, 2139-2147, (1977).
- [56] Hedin, A.E., Reber, C.A., Newton, G.P., Spencer, N.W., Brinton, H.C., Mayr, H.G., Potter, W.E., "A GLOBAL THERMOSPHERIC MODEL BASED ON MASS SPECTROMETER AND INCOHERENT SCATTER DATA. MSIS 2. COMPOSITION", J. G. R., 82, No. 16, 2148-2156, (1977).
- [57] Barlier, F., Berger, C., Falin, J.L., Kockarts, G., Thuillier, G., "A THERMOSPHERIC MODEL BASED ON SATELLITE DRAG DATA", Ann. Geophys., 34, No. 1, 9-24, (1978).
- [58] Thuillier, G., Falin, J.L., Barlier, F., "GLOBAL EXPERIMENTAL MODEL OF THE EXOSPHERIC TEMPERATURE USING OPTICAL AND INCOHERENT SCATTER MEASUREMENTS", J. Atmos. Terr. Phys., 39, 1195, (1977).
- [59] Barlier, F., Berger, C., "A POINT OF VIEW ON SEMI-EMPIRICAL THERMOSPHERIC MODELS", submitted to J.A.T.P., (1983).
- [60] Liu, J.J.F., France, R.G., Wackernagel, H.B., "AN ANALYSIS OF THE USE OF EMPIRICAL ATMOSPHERIC DENSITY MODELS IN ORBITAL MECHANICS", AAS 83-337, Advances in the Astronautical Sciences, Astrodynamics 1983, Volume 54, part I, 345-366, (1983).
- [61] Falin, J.L., Kockarts, G., Barlier, F., "DENSITIES FROM CACTUS ACCELEROMETER AS AN EXTERNAL TEST OF VALIDITY OF THE THERMOSPHERIC MODELS", XXIII COSPAR Meeting, Budapest, Hungary, Paper No. C.3.3.5, June 1980.
- [62] Comunicazione dell'Ambasciata Italiana in Canada al CNUCE tramite Telex, gennaio 1983.
- [63] Perry, G., "PUPIL PROJECTS INVOLVING SATELLITES", Space Education, Vol. 1, No. 7, 320-323, May 1984.
- [64] Carrou, J.P., "SKYLAB DECAY FOLLOW-UP", Proc. Int. Symp. Spacecraft Flight Dynamics, Darmstadt, FRG, 18-22 May 1981, ESA SP-160, Aug. 1981.
- [65] Nouel, F., Daillet, S., Escudier, P., Zarrouati, O., "NATURAL REENTRY PREDICTIONS OF A CLOSE EARTH SATELLITE. ILLUSTRATION BY COSMOS 1402, XXXIV IAF Congress, Budapest, Oct. 1983, TS-318.
- [66] Anselmo, L., Cardillo, A., Lucchesi, M., Trumpy, S., "IL DECADIMENTO ORBITALE DEL COSMOS 1402", Memorie del VII

Congresso Nazionale dell'AIDAA, Napoli, 25/28 Ottobre
1983, 253-265.

FIGURE



Lunar and solar perturbations of perigee height during one revolution of a satellite, in dependence on the eccentricity. Full curves correspond to perigee height of 1 000 km, the dotted curves to perigee height of 200 km. Upper curves correspond to lunar, lower to solar perturbations.

FIG. 1.1

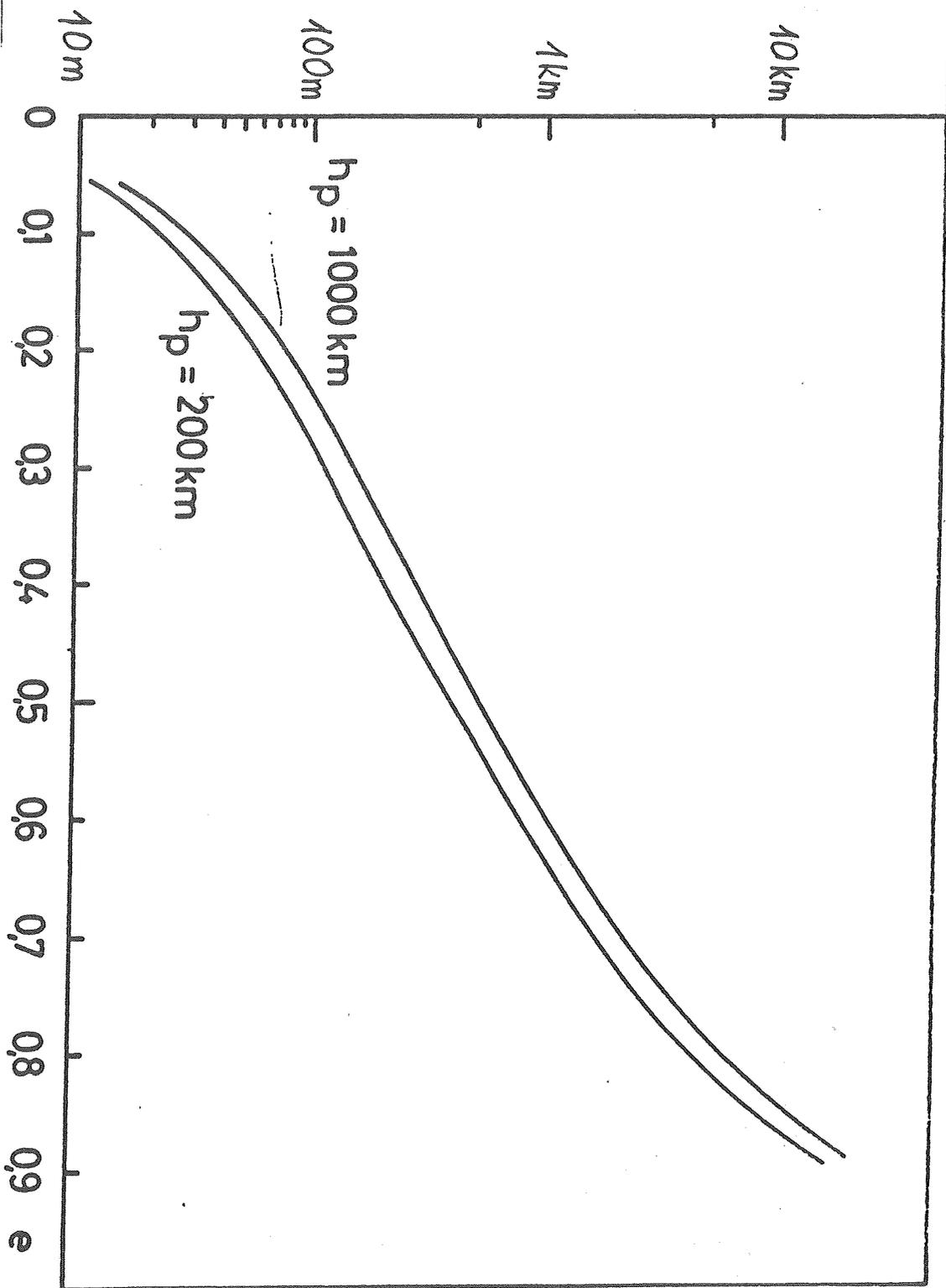


FIG.1.2 Maximum values of lunar long-periodic perturbations of perigee height in terms of eccentricity, for two perigee heights.

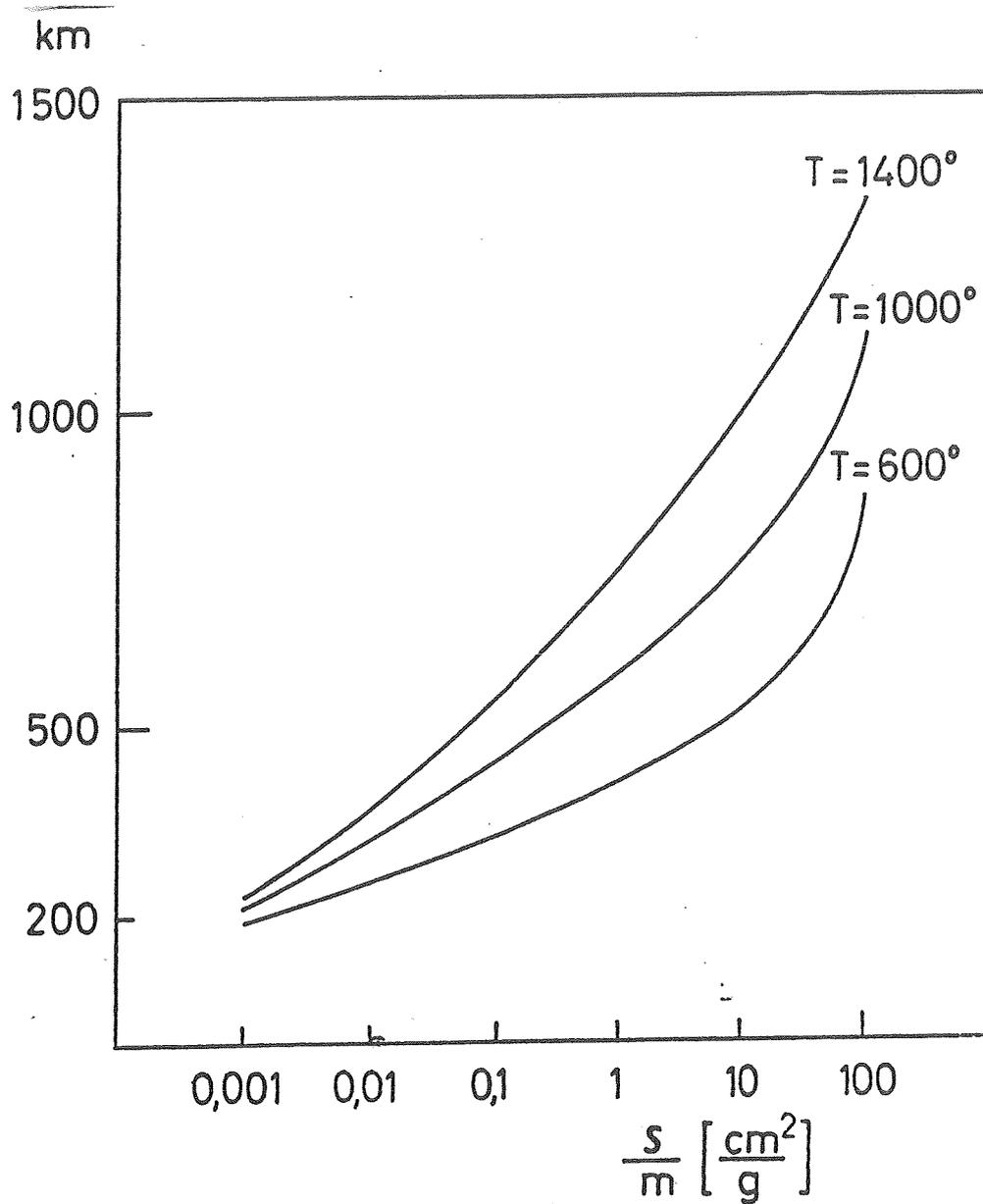


Fig. 1.3 The heights of equality of the lunisolar perturbations to atmospherical drag, as functions of the S/m ratio, for different exosphere temperatures. Lunisolar perturbations are dominant at heights above the respective curves.

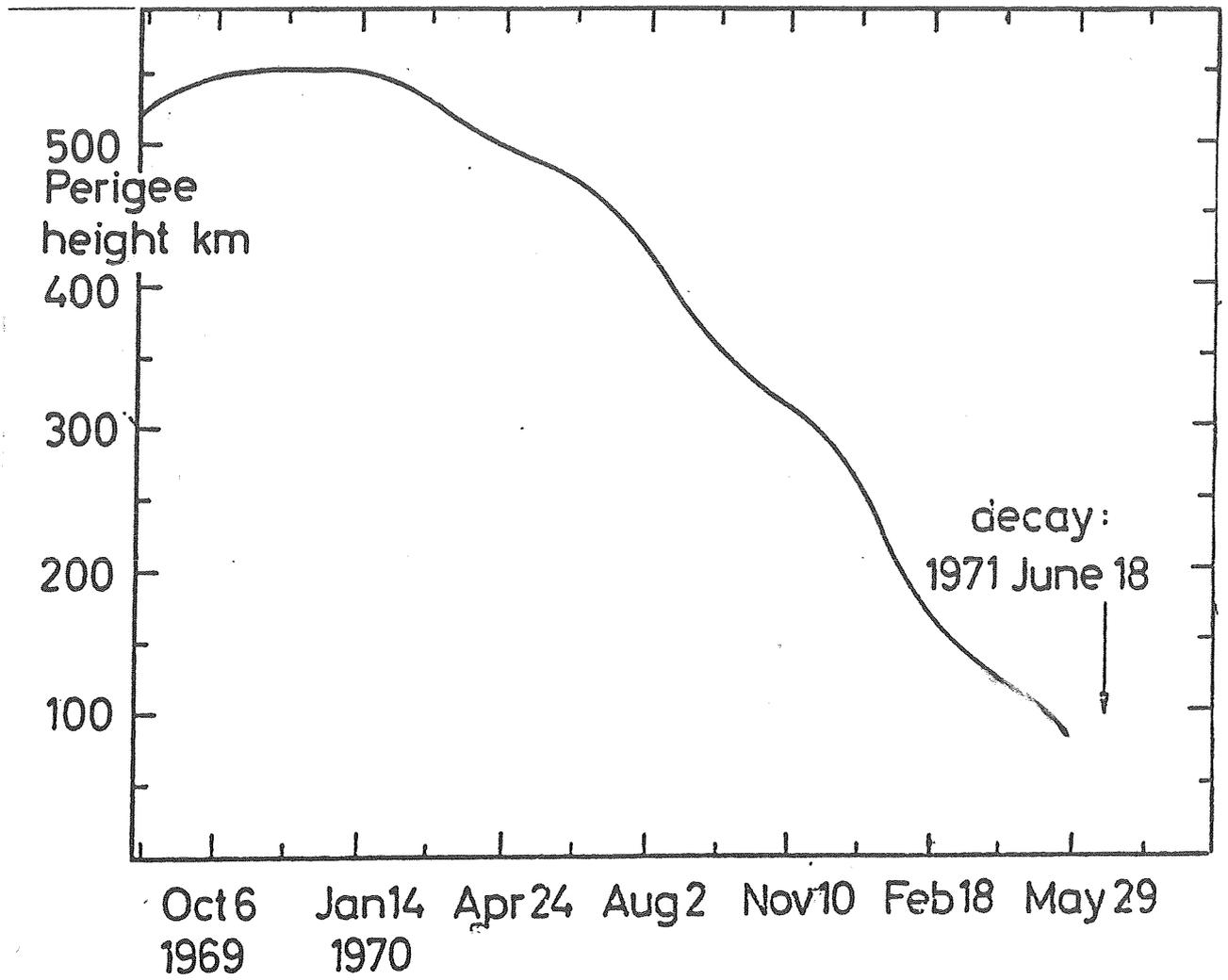


Fig. 1.4 Variation of perigee height of Molniya IM 1969-61A satellite

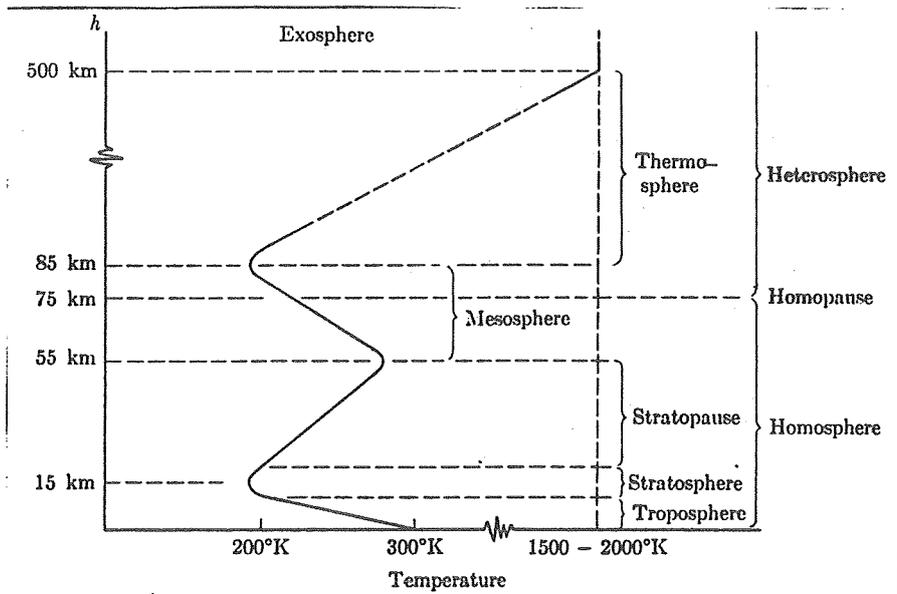


FIG. 2.1 Atmospheric nomenclature and temperature variation.

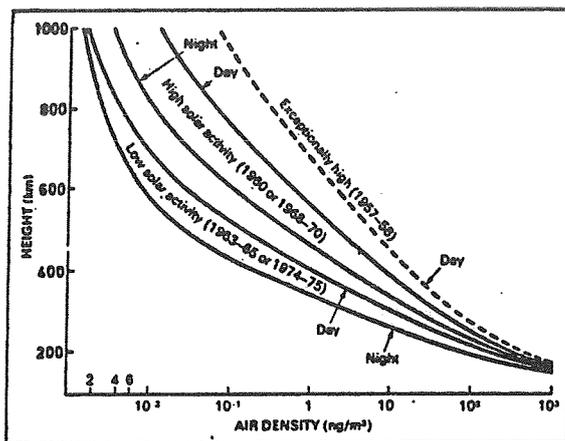
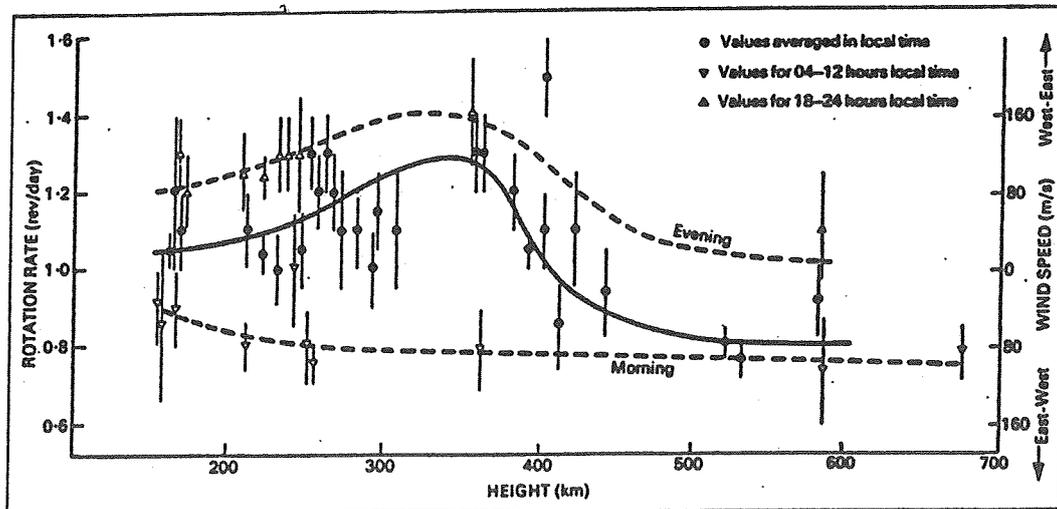


Fig 2.2 Variation of air density with height, by day and by night, for high and low solar activity



Upper-atmosphere rotation rate Λ , with corresponding wind speed at latitudes near 30° . The full line represents average conditions, the broken lines morning and evening

FIG. 2.3

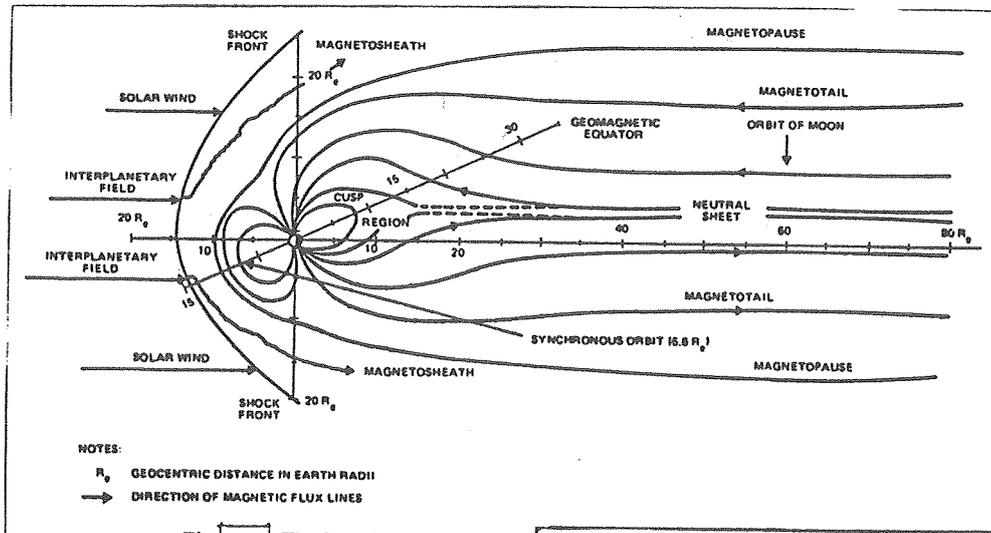


Fig. 2.4 The Earth's Magnetosphere

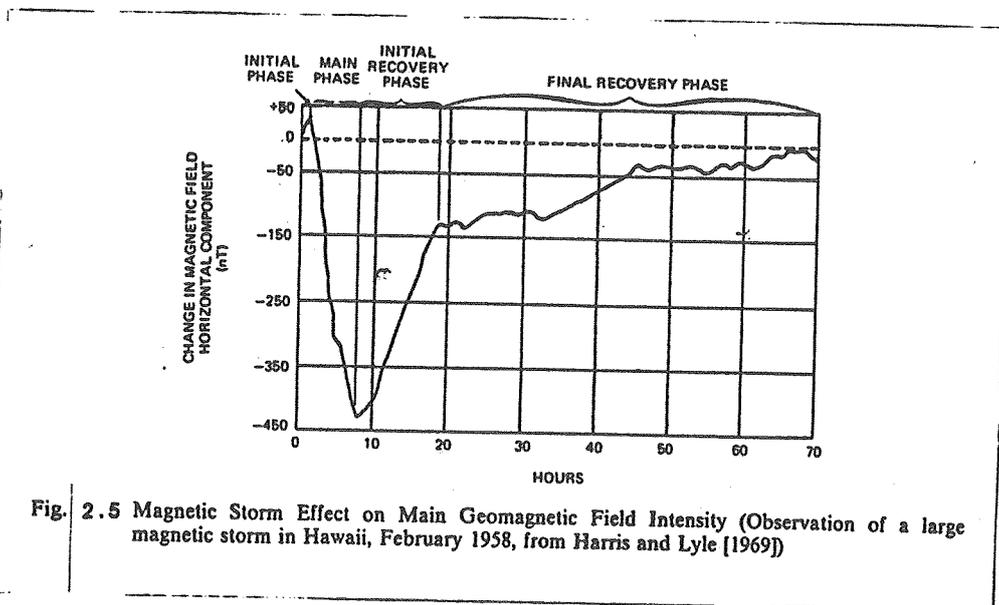


Fig. 2.5 Magnetic Storm Effect on Main Geomagnetic Field Intensity (Observation of a large magnetic storm in Hawaii, February 1958, from Harris and Lyle [1969])

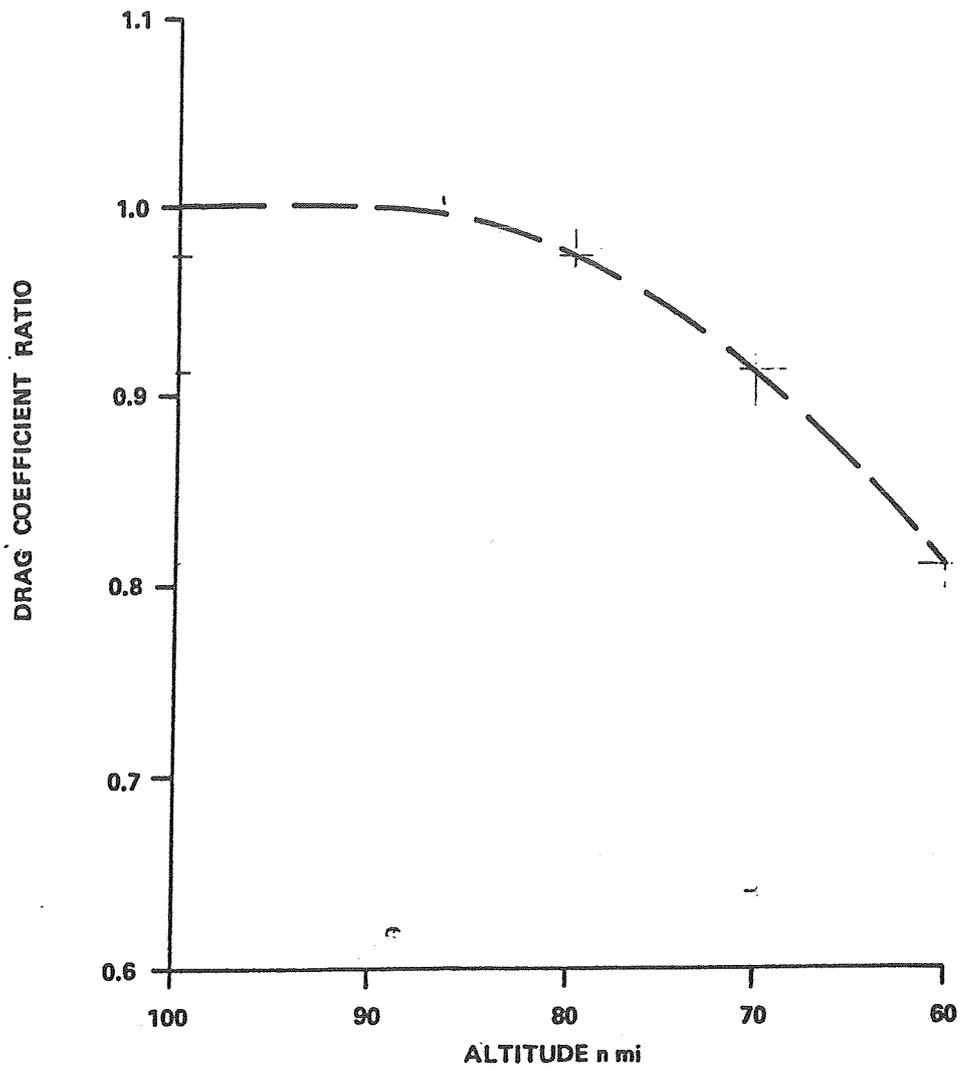
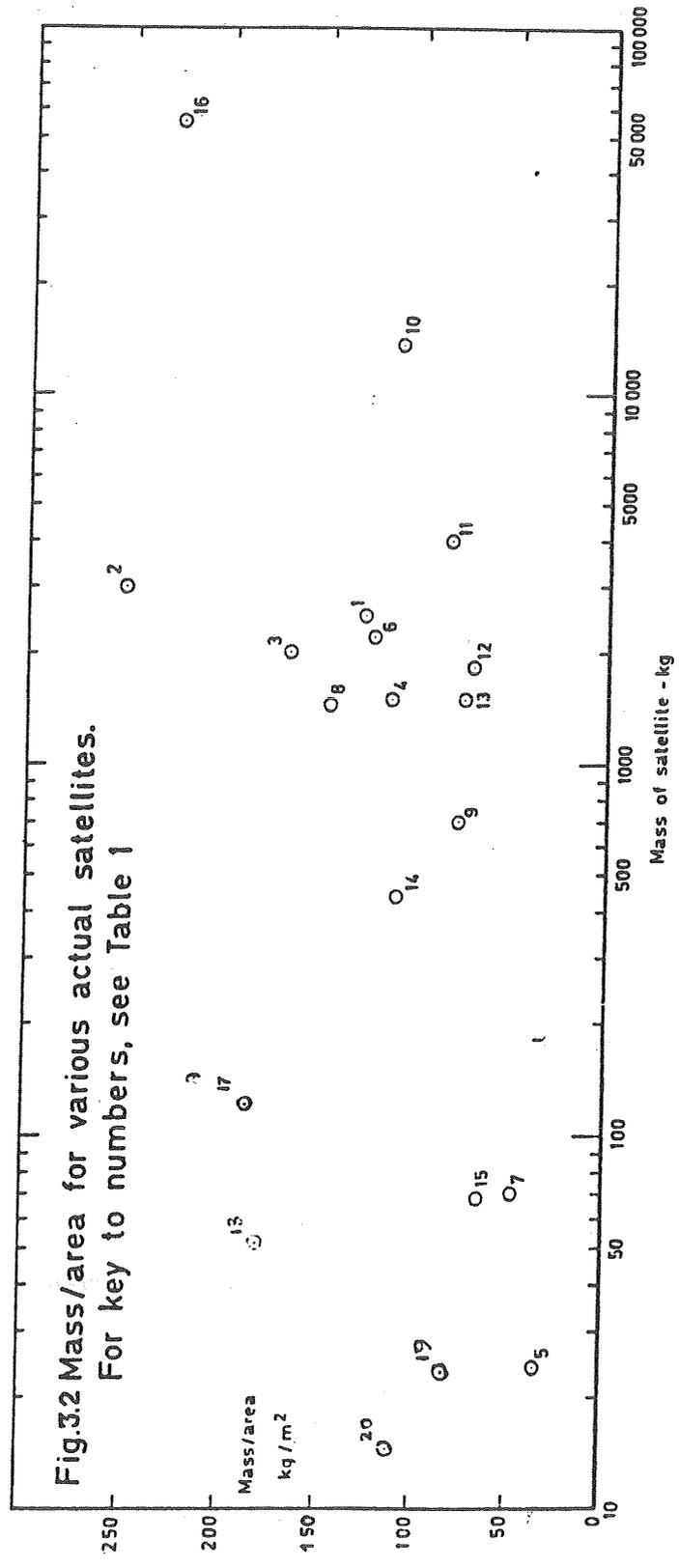


FIGURE 3-1 TRANSITION AERODYNAMICS

Fig.3.2 Mass/area for various actual satellites.
 For key to numbers, see Table 1



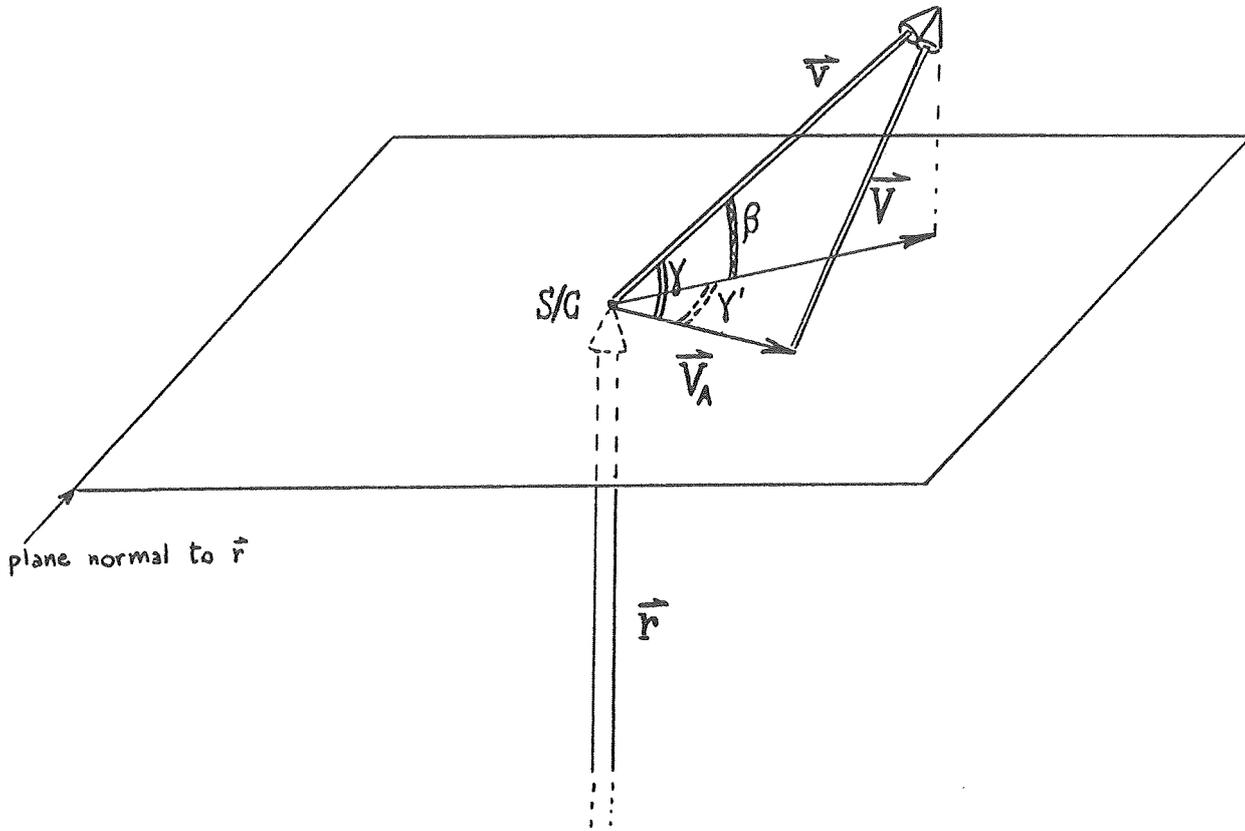


Fig. 3.3

Geometry of spacecraft/atmosphere interaction.

β = flight path angle

\vec{r} = satellite radius vector

S/C = spacecraft

\vec{v} = satellite velocity

\vec{v}_A = atmosphere velocity

\vec{V} = relative velocity (satellite/atmosphere)

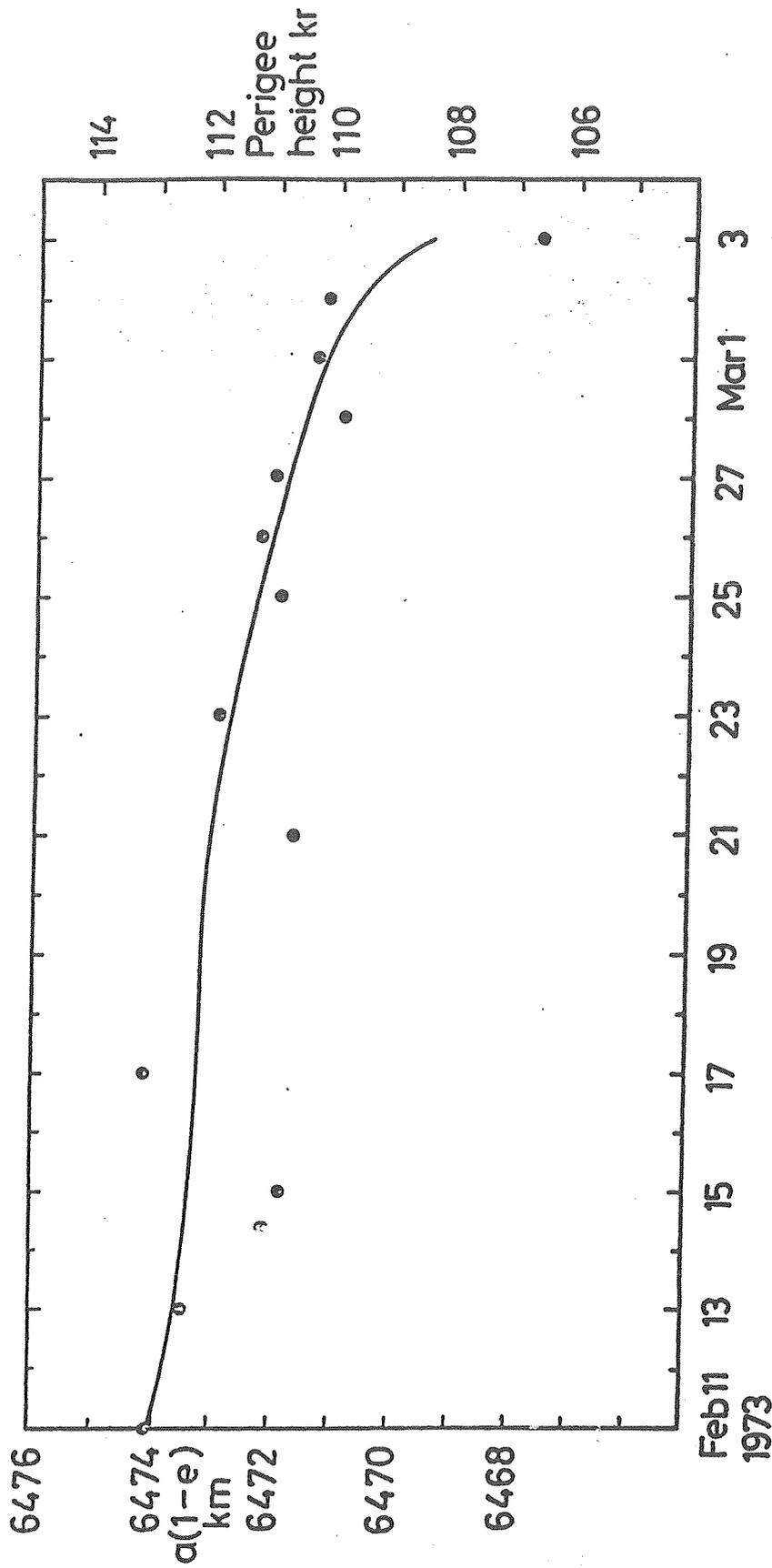


Fig. 4.1 Values of radius-vector or perigee and of perigee height of Molniya IS, 1970-11AF, satellite. The dots are computed orbital values; the curve shows the variation due to atmospheric and lunisolar perturbations (Ref. Part 3,5/).

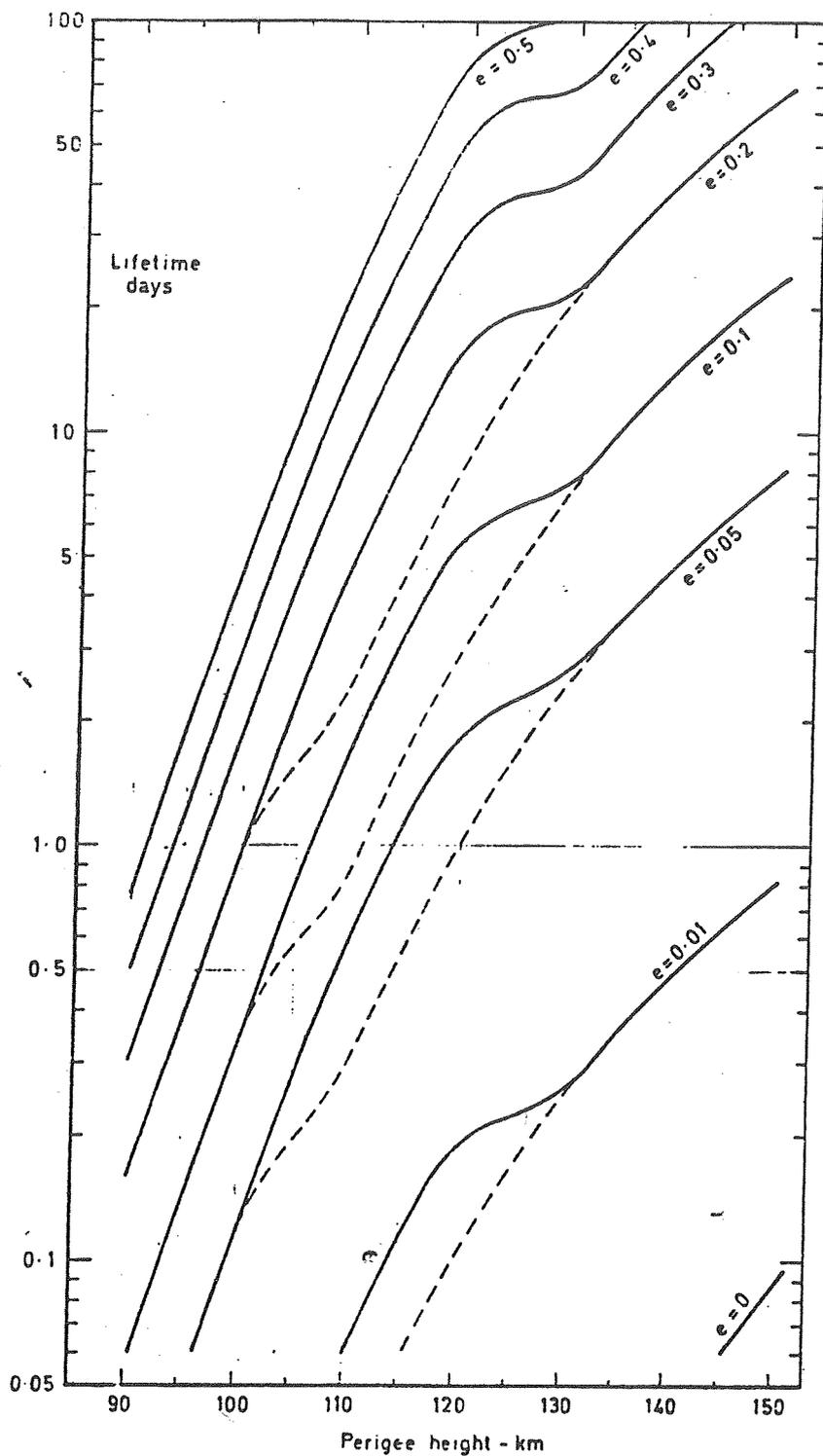


Fig. 4.2 Lifetimes of satellites with mass/area 100 kg/m^2
(Unbroken curves for satellites of length 10m : broken
curves for length 1m)

/...

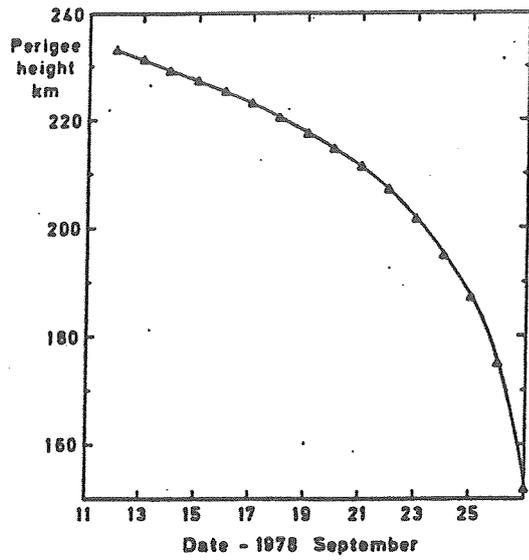


Fig 4.3 Perigee height of 1972-05B over a spherical Earth, cleared of gravitational perturbations

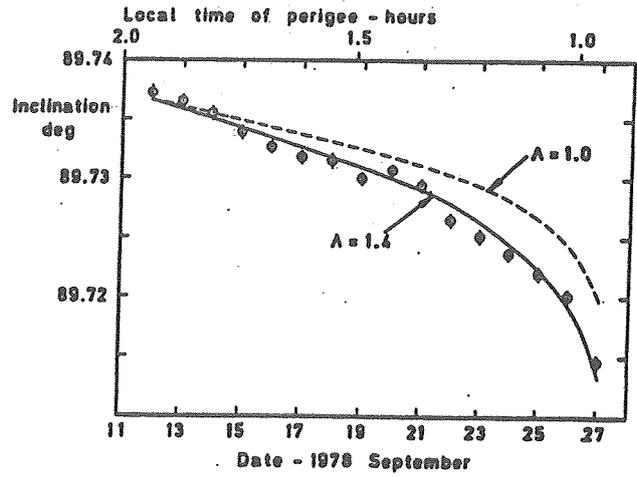


Fig 4.4 Values of inclination for 1972-05B, with A curves

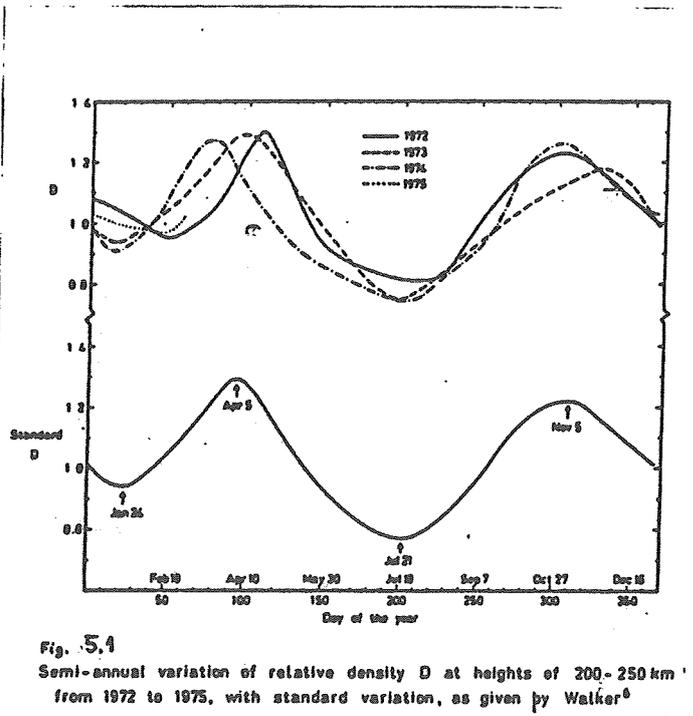


Fig. 5.4 Semi-annual variation of relative density D at heights of 200-250 km from 1972 to 1975, with standard variation, as given by Walker⁶

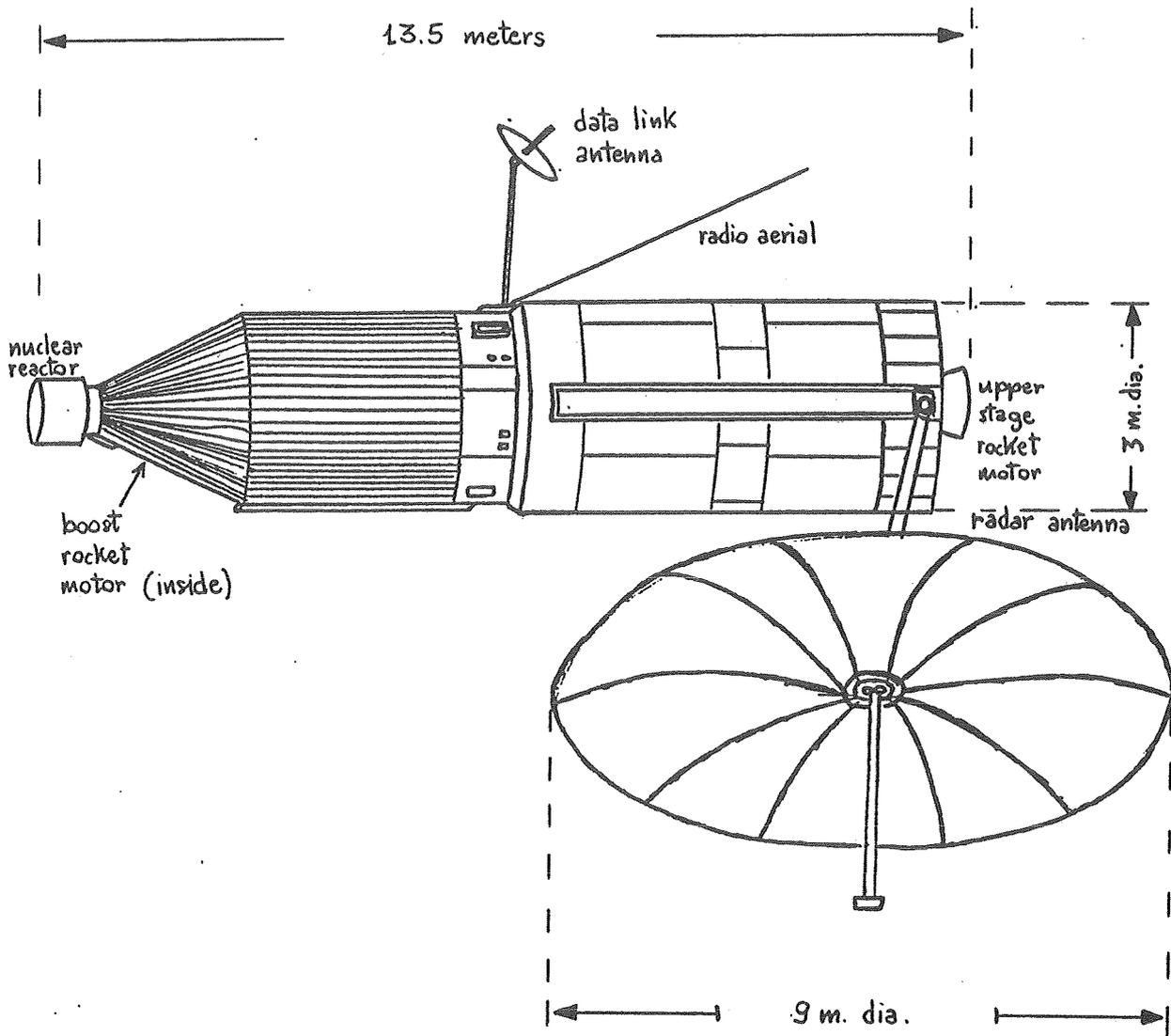
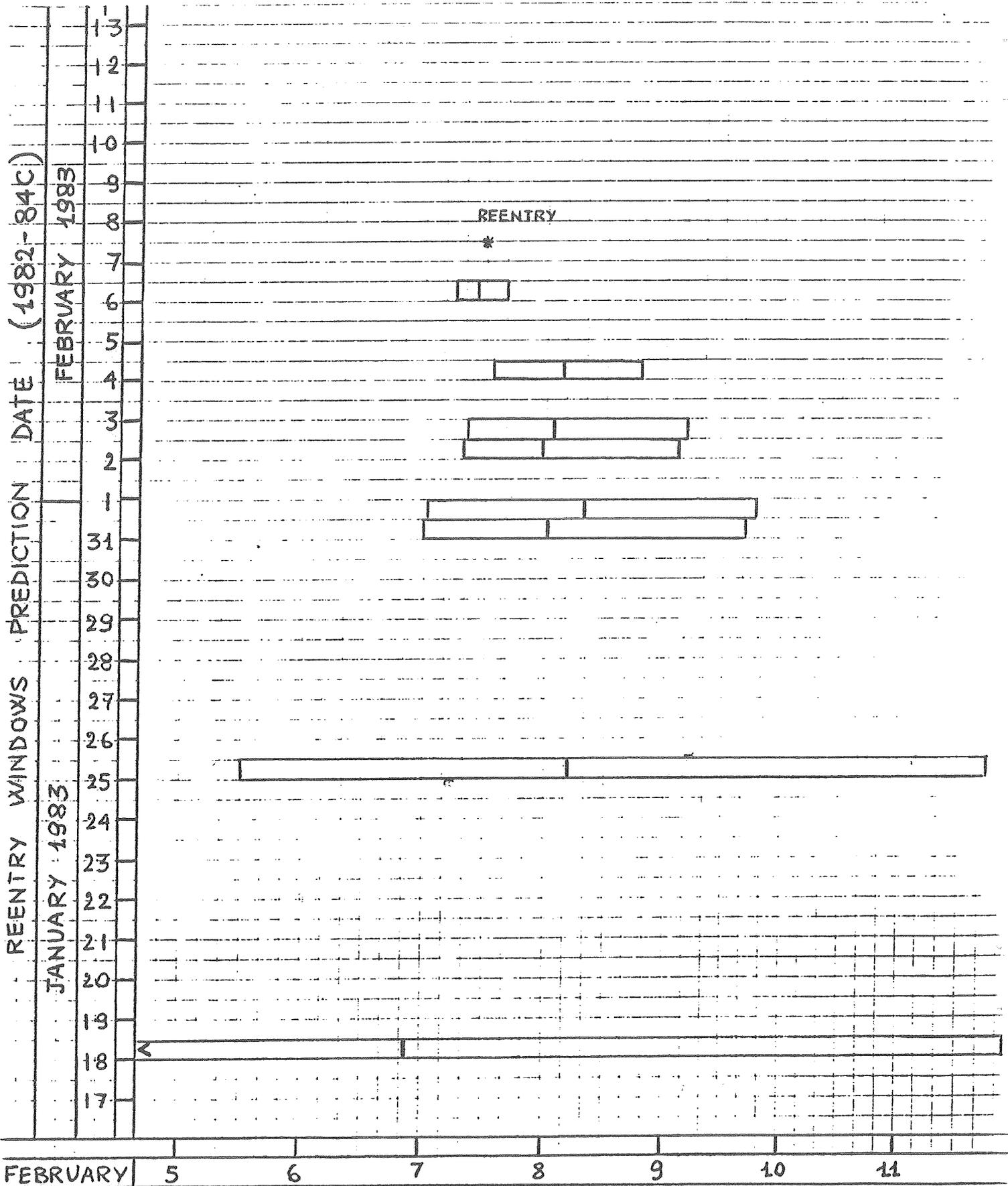


Fig. 6.1 Soviet Radar Ocean Reconnaissance Satellite (RORSAT)

FIG. 6.2- COSMOS 1402/C : REENTRY WINDOW EVOLUTION



T A B E L L E

TAB. 1.1

The magnitudes of disturbing acceleration of the moon (F_D) and of the sun (F_\odot) for different heights above a spherical Earth. The ratios of the lunar and solar disturbing accelerations to that due to asphericity of the Earth (F_{flat}) are shown.

h (km)	F_D m/sec ² x 10 ⁻⁶	F_D/F_{flat}	F_\odot m/sec ² x 10 ⁻⁶	F_\odot/F_{flat}
100	1.15	0.00004	0.51	0.00002
200	1.16	0.00004	0.52	0.00002
500	1.21	0.00005	0.55	0.00002
1 000	1.31	0.00007	0.59	0.00003
1 500	1.40	0.00010	0.62	0.00005
2 000	1.49	0.00014	0.66	0.00006
3 000	1.68	0.00025	0.74	0.00011
5 000	2.05	0.00065	0.90	0.00029
10 000	3.00	0.0041	1.30	0.0018
20 000	5.01	0.046	2.09	0.019
30 000	7.16	0.24	2.89	0.096
50 000	11.85	2.27	4.47	0.86
70 000	17.08	11.0	6.06	4.26
100 000	25.93	63.0	8.45	20.5

Table 3.1 Key to the numbers on Fig. 3.2

Number on Fig. 3.2	Name of satellite	Length, m
1	1969-08A Cosmos 264 rocket	7.5
2	1969-19A Titan 3B-Agena D	8.0
3	1969-26A Thorad Agena D	8.0
4	1969-33B Cosmos 277 rocket	8.0
5	1969-16B Essa 9 rocket	1.50
6	1969-24B Cosmos 272 rocket	7.4
7	1969-25E OV1-19 rocket	2.05
8	1969-34B Meteor 2 rocket	3.8
9	{ 1970-25C Nimbus 4 rocket }	6.0
	{ 1969-32AB Agena D rocket }	
10	1969-43B Saturn IVB	18.7
11	{ 1969-58B Luna 15 launcher rocket }	12
	{ 1968-103B Proton 4 rocket }	
12	1969-69B ATS 5 rocket	8.6
13	1969-77B Cosmos 298 rocket	8.0
14	1970-13D Molniya IN rocket	2.0
15	1970-109B Peole 1 rocket	1.60
16	1973-27E Skylab 1 rocket	24.8
17	1960-γ2 Transit 1B	0.91*
18	1962-βτ2 Injun 3	0.61*
19	1962-βτ5 [Thor Agena D]	0.6*
20	1965-65E Tempsat 1	0.36*

* These are spherical satellites: the value given is the diameter.

/...

FORMA	RIEMISSIONE DIFFUSA	RIFLESSIONE SPECULARE AGGIUSTATA
Piano (normale al flusso)	$1 + 2r/3$	$1 + r$
Piano con angolo di attacco ϑ	$1 + 2r \sin \vartheta / 3$	$1 - r \cos 2\vartheta$
Sfera	$1 + 4r/9$	1
Cilindro perpendicolare al flusso	$1 + \pi r/6$	$1 + r/3$
Cono di semiaper- tura ψ con verti- ce diretto nella direzione del mo- to ed asse paral- lelo al flusso	$1 + 2r \sin \psi / 3$	$1 - r \cos 2\psi$

Tab. 3.2. FATTORE DI ACCOMODAMENTO δ NELL'ESPRES-
SIONE DEL C_D . LE RELAZIONI RIPORTATE SONO VALIDE
NEL CASO DI FLUSSO MOLECOLARE LIBERO IPERTERMICO E
AREA EFFICACE PROIETTATA SUL PIANO PERPENDICOLARE
ALLA DIREZIONE DEL MOTO.

z	I_0	I_1
0.0	1.0000	0.0000
0.2	1.0100	0.1005
0.4	1.0400	0.2040
0.6	1.0920	0.3137
0.8	1.1670	0.4329
1.0	1.2660	0.5652
1.2	1.3940	0.7147
1.4	1.5530	0.8861
1.6	1.7500	1.0850
1.8	1.9900	1.3170
2.0	2.2800	1.5910
2.2	2.6290	1.9140
2.4	3.0490	2.2980
2.6	3.5530	2.7550
2.8	4.1570	3.3010
3.0	4.8810	3.9530

TAB. 4.1. TABULAZIONE DELLE FUNZIONI
 I_0 E I_1 PER $z < 3$ ($0 < e < 0.02$).



