

POLITECNICO DI MILANO

Facoltà di Ingegneria dell'Informazione

Corso di Laurea in
Ingegneria delle Telecomunicazioni



Sviluppo di un modello per lo studio delle scintillazioni nei collegamenti Terra-Satellite di tipo LEO e test su dati LES

Relatore: Prof. Carlo RIVA
Correlatori : Prof.ssa Danielle VANHOENACKER-JANVIER
Ricercatore Carlos PEREIRA

Tesi di Laurea di:

Jacopo MARTELLI
Matr.783542

Anno Accademico 2013 - 2014

INDICE

INTRODUZIONE	1
TEORIA	2
1.1 Atmosfera	2
1.2 Fenomeni troposferici	3
1.2.1 Assorbimento atmosferico	3
1.2.2 Attenuazione da nuvole	3
1.2.3 Attenuazione da pioggia	4
1.2.4 Le scintillazioni	5
1.3 Variazione dell'indice di rifrazione	7
1.4 Lo spettro	8
1.5 Propagazione nel mezzo turbolento	11
1.6 Equazioni di Maxwell e approssimazione di Rytov	13
1.7 Caratterizzazione delle scintillazioni: varianza della log-ampiezza e varianza delle fluttuazione di fase	16
1.8 Correzione per fattore di antenna	18
1.9 Spettro di potenza	19
1.10 Satelliti LEO	22
1.11 Calcolo della velocità trasversale	23
MODELLO	29
2.1 Scopo del modello	29
2.2 Dati in ingresso nel modello	30
2.3 Calcolo della costante di struttura	30
2.4 Varianze delle scintillazioni	32
2.5 Velocità trasversali	34
2.6 Il problema dell'altezza	39

2.7 Generazione delle serie temporali.....	41
APPLICAZIONE DEL MODELLO AI DATI LES	42
3.1 LES.....	42
3.2 Dati atmosferici di questa simulazione.....	42
3.2.1 Temperatura	43
3.2.2 Pressione	44
3.2.3 Umidità.....	45
3.2.4 EDR.....	46
3.2.5 Pressione del vapore acqueo	47
3.2.6 Rifrattività	48
3.2.7 Velocità delle componenti ventose locali	49
3.2.8 Costante di struttura dell'indice di rifrazione	52
3.3 Dati orbitali	53
3.4 Scenari per la generazione delle serie temporali.....	54
3.4.1 Primo Scenario	56
3.4.2 Secondo scenario.....	63
3.4.3 Terzo scenario	67
Conclusioni.....	71
Riferimenti bibliografici	73

INDICE DELLE FIGURE

Figura 1: Suddivisione dell'atmosfera.....	2
Figura 2: Attenuazione specifica a diverse frequenze.....	3
Figura 3: Attenuazione da nuvole per frequenze a 15 e 30 GHz.....	4
Figura 4: Mappa sul rateo di pioggia e tabella dei coefficienti.....	5
Figura 5: Effetto delle scintillazioni su collegamento Satellite-Terra.....	6
Figura 6: Suddivisione dello spettro a diverse dimensioni dei vortici.....	9
Figura 7: Forma del filtro di potenza.....	21
Figura 8: Orbite satellitari.....	23
Figura 9: Triangolo sferico, N è il polo Nord, E è la stazione di Terra e S il punto sub-satellitare.....	23
Figura 10: Geometria del collegamento Terra-Satellite.....	25
Figura 11: Triangolo delle velocità.....	26
Figura 13: Variazione delle velocità col tempo per un satellite in orbita polare a 200km dalla Terra.....	27
Figura 12: Variazione di elevazione col tempo.....	27
Figura 14: Variazione delle velocità col tempo per un satellite in orbita polare a 800km dalla Terra.....	28
Figura 15: Esempio di serie temporale delle scintillazioni.....	29
Figura 16: Geometrie per il calcolo della costante di struttura.....	31
Figura 17: Schema di calcolo del vettore trasverso.....	35
Figura 18: Velocità Trasversali.....	37
Figura 19: Confronto tra modelli sul calcolo della velocità.....	38
Figura 20: Evoluzione dell'altezza dei massimi di Cn2.....	39
Figura 21: Profili verticali di Cn2.....	40
Figura 22: Generazione di serie temporali.....	41
Figura 23: Variazioni della temperatura nei tre piani spaziali.....	43
Figura 24: Variazioni della pressione nei tre piani spaziali.....	44
Figura 25: Variazioni dell'umidità nei tre piani spaziali.....	45
Figura 26: Variazioni dell'EDR nei tre piani spaziali.....	46

Figura 27:Variazioni della pressione del vapor acqueo nei tre piani spaziali.....	47
Figura 28:Variazioni della rifrattività nei tre piani spaziali	48
Figura 29:Variazioni della componente in direzione x del vento nei tre piani spaziali..	49
Figura 30:Variazioni della componente in direzione -y del vento nei tre piani spaziali	50
Figura 31:Variazioni della componente in direzione x del vento nei tre piani spaziali..	51
Figura 32:Variazioni della rifrattività nei tre piani spaziali	52
Figura 33: Evoluzione degli angoli di elevazione e azimuth nel tempo	53
Figura 34: Profilo verticale di Cn2.....	55
Figura 35: Modellizzazione del volume LES	55
Figura 36: Scenario1 - Profili di Cn2	56
Figura 37: Scenario 1 - Velocità trasversali	57
Figura 38: Scenario 1 - Componenti trasversali del vento locale	58
Figura 39: Scenario 1 - Evoluzione della frequenza di cut-off.....	58
Figura 40: Scenario 1 - Proporzione del collegamento all'interno dello strato turbolento	59
Figura 41: Scenario 1 - Varianza della log-ampiezza	60
Figura 42:Scenario 1 - Varianza della fluttuazione di fase	60
Figura 43:Scenario 1 - Filtro in tempo ed in frequenza dello spettro della log-ampiezza	61
Figura 44:Scenario 1 - Filtro in tempo ed in frequenza dello spettro della fluttuazione di fase.....	61
Figura 45:Scenario 1 - Serie temporale della log ampiezza.....	62
Figura 46:Scenario 1 - Serie temporale della fluttuazione della fase	62
Figura 47:Scenario 2 - Profili di Cn2	63
Figura 48:Scenario 2 - Varianza della log-ampiezza	64
Figura 49:Scenario 2 - Varianza della fluttuazione di fase	64
Figura 50:Scenario 2 - Filtro in tempo ed in frequenza dello spettro della log-ampiezza	65
Figura 51:Scenario 2 - Filtro in tempo ed in frequenza dello spettro della fluttuazione di fase.....	65
Figura 52:Scenario 2 - Serie temporale della log ampiezza.....	66

Figura 53:Scenario 2 - Serie temporale della fluttuazione di fase	66
Figura 54:Diagramma polare della varianza della log-ampiezza.....	67
Figura 55: Scenario 3 - Profili di Cn2	68
Figura 56: Scenario 3 – Varianza della log-ampiezza	69
Figura 57: Scenario 3 – Varianza della log-ampiezza	70
Figura 58: Scenario 3 – Serie temporale della log ampiezza	70
Figura 59: CCDF per frequenza pari a 12 GHz	72
Figura 60: CCDF per frequenza pari a 30 GHz	72

Sommario

Negli ultimi anni è aumentata enormemente la richiesta di utilizzo della banda Ka grazie alla sua larghezza di banda disponibile per le applicazioni di alto livello e di essere meno congestionata rispetto alle bande a frequenza più bassa. La banda Ka opera alle frequenze comprese tra i 26 GHz e i 40 GHz ed è solitamente utilizzata in campo satellitare grazie a questi suoi vantaggi. Tuttavia, a queste frequenze elevate, il segnale trasmesso diventa più sensibile ai deterioramenti dell'atmosfera terrestre come le idrometeore. In condizioni serene inoltre il maggior problema deriva dalle scintillazioni che creano forti disturbi al segnale propagante. Questo fenomeno è stato ampiamente studiato negli scorsi anni e diversi modelli sono stati creati per caratterizzarlo. Tuttavia pochi studi sono stati fatti per i collegamenti satellitari con satelliti in orbita bassa (LEO) nonostante i grossi vantaggi che potrebbero portare vista la poca attenuazione da spazio libero che il segnale riceverebbe in questi sistemi.. Per questo c'è bisogno di nuovi modelli che studiano i fenomeni dannosi nell'atmosfera, come le scintillazioni, applicandoli ai sistemi satellitari LEO.

Parole chiave: propagazione, atmosfera, scintillazioni, satelliti LEO, turbolenza, varianze della log-amplitudine e della fluttuazione di fase, serie temporali.

Introduzione

Con lo sviluppo delle nuove tecnologie nuovi modelli matematici sono in sviluppo per migliorare ulteriormente. In particolare i collegamenti satellitari che hanno bande di frequenza troppo congestionate. Una soluzione è l'utilizzo della banda Ka che garantisce una banda larga e alta capacità ma, questa banda, avendo frequenze tanto alte, è soggetta maggiormente ai fenomeni distorsivi e attenuativi presenti nell'atmosfera. Uno di questi fenomeni sono le scintillazioni che creano fluttuazioni sia dell'ampiezza del segnale che della fase.

Lo scopo di questa tesi è di mostrare un nuovo modello per lo studio delle scintillazioni attraverso la generazione di serie temporali di un segnale affetto da esse per vederne l'effetto.

Lo sviluppo di questo modello è stato effettuato in Belgio all'Università Cattolica Di Louvain a Louvain La Neuve dove mi sono recato per 6 mesi dando la mia collaborazione allo studio di questo modello e a test su dati ottenuti da simulatori. Sotto la guida della Professoressa Danielle Vanhoenacker-Janvier e del ricercatore Carlos Pereira e con il supporto da Milano del mio relatore Professore Carlo Riva, ho svolto il lavoro che mi ha permesso di scrivere questa tesi.

La tesi si divide in tre parti:

- La prima parte è la teoria che c'è dietro il fenomeno delle scintillazioni e le soluzioni che sono state trovate per descriverlo
- La seconda parte è la descrizione del modello studiato per la caratterizzazione delle scintillazioni nel caso di collegamenti satellitari LEO
- La terza parte è l'applicazione del modello a dei dati atmosferici ottenuti dall'utilizzo della LES (Large Eddy Simulation)

Teoria

1.1 Atmosfera

L'atmosfera rappresenta l'insieme dei gas che circondano un corpo celeste, le cui molecole sono trattenute dalla forza di gravità del corpo stesso. L'atmosfera terrestre è divisa in diversi strati a seconda della quota.

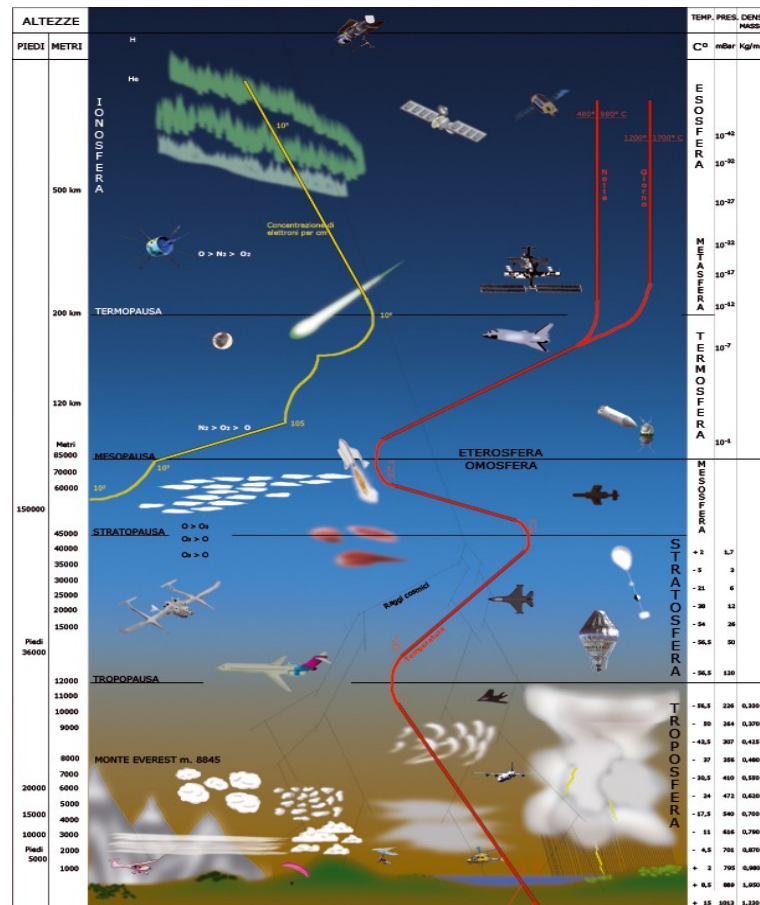


Figura 1: Suddivisione dell'atmosfera

La troposfera fascia aeriforme dell'atmosfera che inizia a diretto contatto con la superficie terrestre fino ad una quota che dipende dalla latitudine: fino a circa otto km ai poli e fino a circa venti km all'equatore. All'interno della troposfera si verificano i principali fenomeni che causano degradazione del segnale ovvero:

- Assorbimento atmosferico
- Attenuazione da nuvole
- Attenuazione da pioggia e ghiaccio
- Scintillazioni troposferiche

1.2 Fenomeni troposferici

1.2.1 Assorbimento atmosferico

A causa dell'interazione delle onde radio con le molecole dell'atmosfera una parte dell'energia del segnale viene assorbita risultando in una attenuazione del segnale stesso. Le principali molecole che causano questo effetto sono l'ossigeno e il vapore acqueo. La figura seguente mostra i picchi di assorbimento del segnale nel caso di atmosfera standard ovvero pressione di 1 atm, temperatura di 20°C e densità di vapore acqueo di 7,5 g/m³.

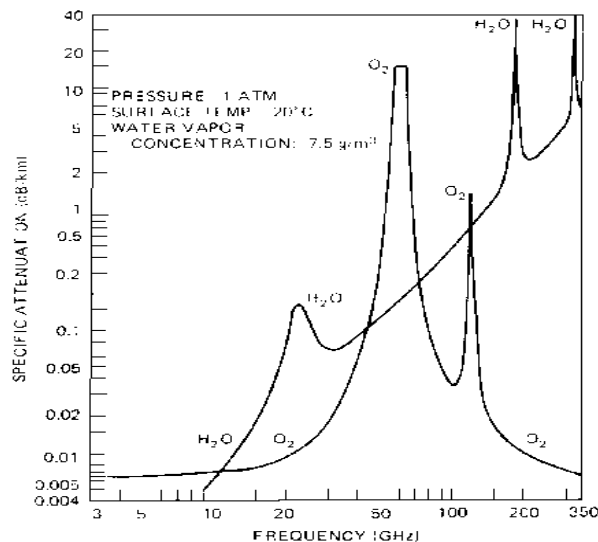


Figura 2: Attenuazione specifica a diverse frequenze

Si può però notare che nell'intorno della banda Ka l'attenuazione risulta essere inferiore a 0,2 dB/km.

1.2.2 Attenuazione da nuvole

Le nuvole concentrano un grande numero di molecole di vapore acqueo e gocce d'acqua risultando essere un fattore determinante per l'attenuazione del segnale. Tuttavia essendo le nuvole di tipi diversi, possono essere presenti a diverse quote contemporaneamente e con diversa probabilità di occorrenza risulta essere complicato modellarne l'attenuazione. Per questo motivo diversi modelli statistici

sono stati sviluppati a tal fine, la figura seguente ne è un esempio.

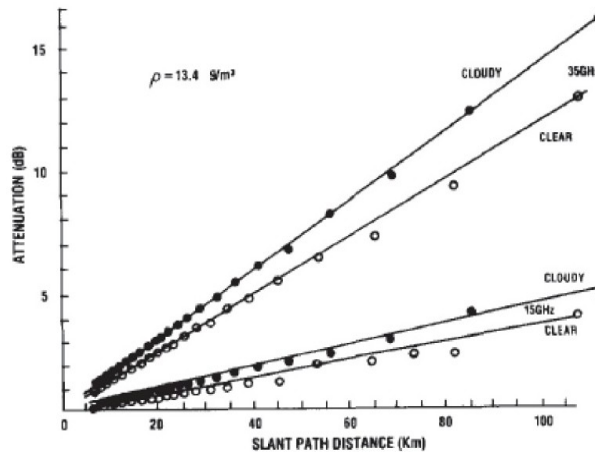


Figura 3: Attenuazione da nuvole per frequenze a 15 e 30 GHz

1.2.3 Attenuazione da pioggia

L'attenuazione da idrometeore risulta essere il fattore dominante per bande di frequenze Ka in quanto per frequenze superiori a 10 GHz si possono raggiungere attenuazioni dell'ordine di decine di dB (tra i 20 dB e i 40 dB) per piccoli periodi di tempo. Come per l'attenuazione da nuvole è molto complicato determinare esattamente queste attenuazioni a causa della casualità delle dimensioni, della distribuzione, della temperatura e dell'intensità delle gocce di pioggia. Per questo motivo si fa uso di modelli statistici per calcolare l'attenuazione prevista a seconda della zona di interesse. Il metodo qui descritto è quello proposto dall'ITU (International Telecommunications Unit). Attraverso l'utilizzo di mappe, che indicano regioni di contorno in cui viene calcolato il rateo di caduta della pioggia al superamento di una certa percentuale di tempo tipicamente dello 0,01%, e di tabelle prestabilite contenenti costanti a seconda della frequenza e della polarizzazione è possibile calcolare l'attenuazione lungo la tratta di collegamento Terra-Satellite interessata da pioggia. L'attenuazione A risulta quindi essere:

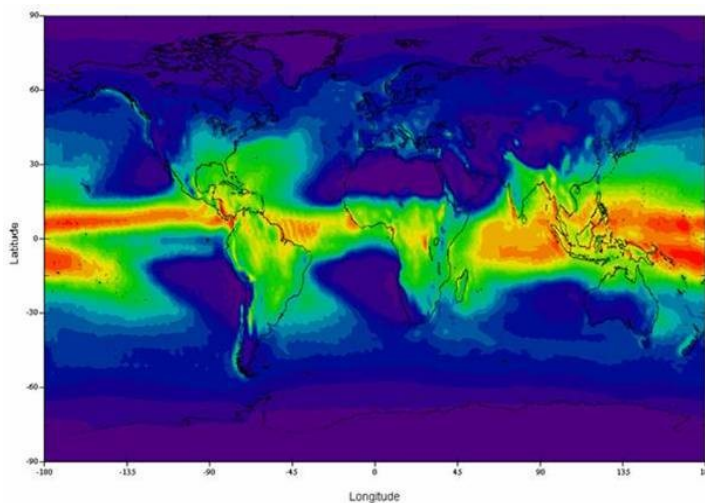
$$A = \gamma_R L \quad (1.1)$$

Con:

$$\gamma_R = a(R_{0,01})^b \text{ dB/km} \quad (1.2)$$

Dove γ_R è il coefficiente di attenuazione specifica, $R_{0,01}$ è il rateo di caduta della pioggia misurato per lo 0,01% sull'anno medio nella specifico luogo misurato in mm/h e a e b sono coefficienti descritti in precedenza ottenibili dalla tabella sottostante.

Il problema maggiore risulta essere il calcolo della lunghezza di tratta L poichè essendo il rateo di pioggia non uniforme lungo L si avrà che il coefficiente di attenuazione varierà lungo essa. Per questo viene introdotto un parametro detto lunghezza efficace L_{eff} che tiene in considerazione l'altezza della stazione di Terra, la quota delle nuvole da cui scaturisce la pioggia e l'elevazione del collegamento col satellite.



$f(\text{GHz})$	a	b
1	0.0000387	0.912
10	0.0101	1.276
20	0.0751	1.099
30	0.187	1.021
40	0.350	0.939

Figura 4: Mappa sul rateo di pioggia e tabella dei coefficienti

1.2.4

Le scintillazioni

Le scintillazioni sono un fenomeno atmosferico che causa rapide fluttuazioni dell'ampiezza e della fase dei segnali ricevuti. Il fenomeno è principalmente dovuto a irregolarità su piccola scala dell'indice di rifrazione nell'atmosfera durante il passaggio dell'onda. La porzione di atmosfera più prossima alla

superficie terrestre raramente è in stato di quiete, il Sole scaldando la superficie terrestre genera un'attività convettiva che produce un mix turbolento delle masse d'aria a diversa temperatura che ha come effetto delle fluttuazioni relativamente rapide del segnale ovvero le scintillazioni. Le scintillazioni così descritte vengono dette scintillazioni troposferiche perché il volume delle fluttuazioni contenuto nei primi quattro chilometri dalla crosta terrestre. Le scintillazioni troposferiche non generano depolarizzazione; sono tanto maggiori quanto è maggiore la frequenza e quanto è minore l'angolo di elevazione del collegamento Terra-Satellite. In generale per angoli di elevazione inferiori a 10° le scintillazioni possono limitare le prestazioni dei collegamenti mentre per angoli inferiori a 5° possono addirittura limitare la disponibilità del collegamento.

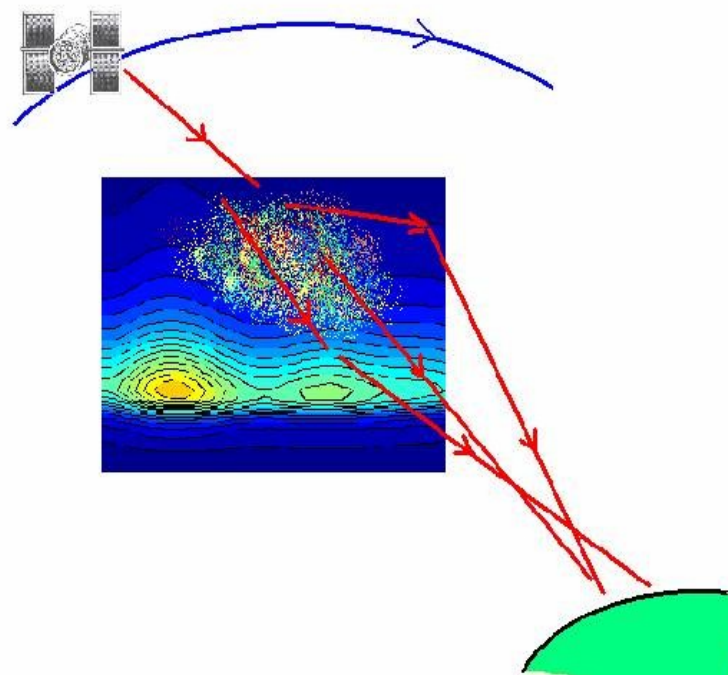


Figura 5: Effetto delle scintillazioni su collegamento Satellite-Terra

Le scintillazioni ionosferiche invece sono così chiamate perché interessano una regione dell'atmosfera ad una quota più elevata delle precedenti ovvero la ionosfera. Queste fluttuazioni sono generate dal rapido cambiamento del numero totale di elettroni tra giorno e notte che crea delle irregolarità nella ionosfera. Tuttavia si è dimostrato che queste scintillazioni hanno effetti trascurabili per frequenze superiori ai 10 GHz come nel caso della banda Ka.

1.3 Variazione dell'indice di rifrazione

Nella propagazione in aria chiara l'indice di rifrazione n è legato alla costante dielettrica ϵ_r dalla formula:

$$n = \sqrt{\epsilon_r} \quad (1.3)$$

Tipicamente al livello del mare n assume valori nell'intervallo 1,0003-1,0004. Esso tuttavia varia con la quota a causa della variazione della temperatura e della pressione che variano a loro volta. Per calcolarne le variazioni è solitamente usata la rifrattività N definita come:

$$N = (n - 1) * 10^6 \quad (1.4)$$

N può essere calcolato a partire dalle componenti atmosferiche:

$$N = \left(\frac{77.6}{T} * (P + 4810 * \frac{e}{T}) \right) \quad (1.5)$$

Dove T è la temperatura assoluta [K], P è la pressione [hPa] ed e è la pressione di vapor acqueo [hPa] ottenuta dall'umidità H [kg_vapore/kg_aria] come:

$$e = \frac{P * H}{0.62198 + H} \quad (1.6)$$

L'indice di rifrazione in caso di troposfera turbolenta può essere calcolato considerandolo una variabile aleatoria come :

$$n = \langle n \rangle (1 + n_1) \quad (1.7)$$

Dove $\langle n \rangle$ rappresenta il valore medio dell'indice di rifrazione e n_1 rappresenta la fluttuazione dell'indice di rifrazione. n e n_1 sono funzioni del tempo e della posizione. Assumendo che l'ambiente turbolento sia omogeneo si può ottenere la funzione di covarianza B_n :

$$B_n(\delta) = \langle n(r)n(r + \delta) \rangle \quad (1.8)$$

Dove r rappresenta il vettore posizione. Si noti che la funzione di covarianza è l'antitrasformata di Fourier dello spettro spaziale $\Phi_n(k)$ dove k è il numero d'onda associato alle dimensioni della turbolenza. Lo spettro più comunemente usato per descrivere l'effetto turbolento della troposfera è lo spettro di Kolmogorov.

1.4 Lo spettro

La turbolenza consiste in vortici tridimensionali ad ampio raggio, i più larghi possono essere generati da wind shear e dai moti convettivi ed hanno dimensione paragonabile allo strato limite atmosferico. Questi vortici a larga scala sono instabili e tendono a ridursi in vortici sempre più piccoli finché l'energia cinetica della turbolenza (TKE) viene dissipata in calore. Nella seguente figura si vede la distribuzione dell'energia a vari numeri d'onda (k):

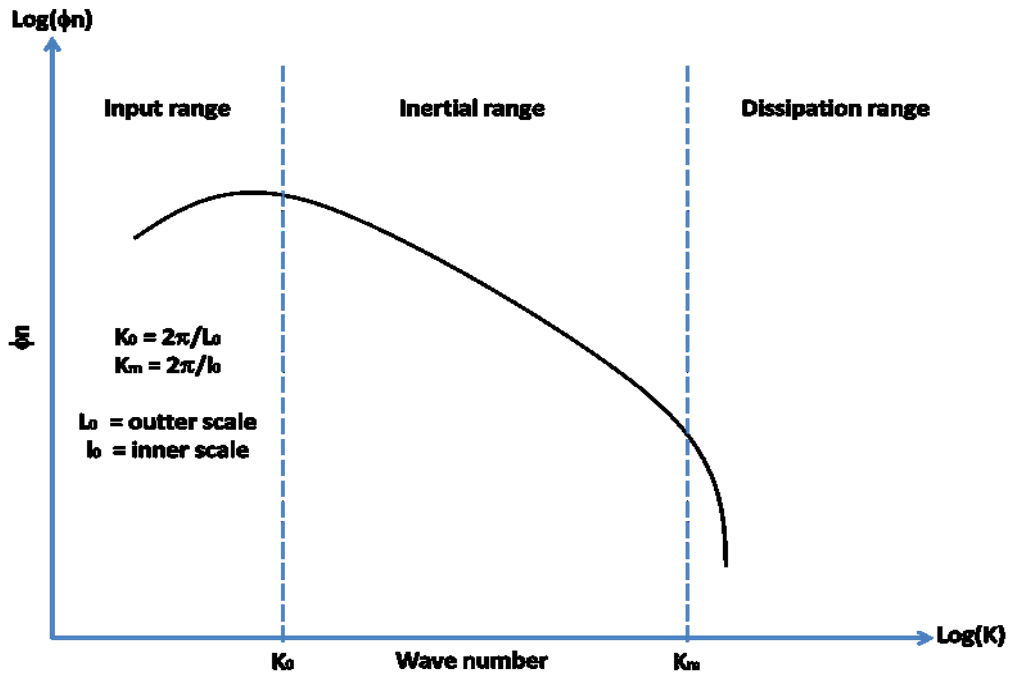


Figura 6: Suddivisione dello spettro a diverse dimensioni dei vortici

Come si nota si possono individuare tre regioni a seconda della dimensione dei vortici:

- Input range: per dimensioni dei vortici superiori alla scala esterna L_0 ovvero per $k > K_0 = 2\pi/L_0$ l'energia viene introdotta nello spettro. In questa parte dello spettro la turbolenza è anisotropa e non omogenea. Per esempio nello strato limite atmosferico la dimensione orizzontale dei vortici può raggiungere il chilometro. Solitamente si utilizza un valore di $L_0 = 100\text{m}$.
- Dissipation range: per numeri d'onda superiori a $k_m = 2\pi/l_0$ l'energia cinetica turbolenta viene dissipata in calore. Viene introdotto così l'altro parametro limite sulle dimensioni dei vortici ovvero la scala interna l_0 che è dell'ordine dei millimetri. È stato dimostrato che è possibile ottenere questo parametro conoscendo la viscosità dell'aria (ν) e il rateo di dissipazione di energia (ε) come:

$$l_0 = 7,4(\nu^3/\varepsilon)^{1/4} \quad (1.9)$$

- Inertial range: è la parte di spettro compresa tra le due dimensioni L_0 e l_0 . Questa parte è indipendente dall'energia in ingresso e dalla dissipazione viscosa e solo il trasferimento inerziale dell'energia risulta importante. Per ciò questa porzione di spettro viene considerata isotropa.

Nella teoria di Kolmogorov è importante introdurre un fattore che tiene conto della variazione locale dell'indice di rifrazione, questo parametro è chiamato costante di struttura per l'indice di rifrazione: C_n^2 . Il suo valore indica l'intensità della variazione locale dell'indice di rifrazione e si misura in $m^{-2/3}$. C_n^2 è collegato alla varianza della parte casuale dell'indice di rifrazione da:

$$C_n^2 = 1,91 \langle n_1^2 \rangle L_0^{-2/3} \quad (1.10)$$

Il valore della struttura varia con l'altitudine nelle troposfera e assume valori compresi tra $10^{-12} m^{-2/3}$ nel caso di debole turbolenza e $10^{-8} m^{-2/3}$ nel caso di forte turbolenza.

Attraverso l'uso della costante di struttura dell'indice di rifrazione si ottiene lo spettro:

$$\Phi_n(k) = \left[\frac{\Gamma(p+1)}{2\pi} \sin \frac{\pi p}{2} \right] C_n^2 k^{-(p+1)} \quad (1.11)$$

Nella zona di inertial range p vale $2/3$ per cui lo spettro tridimensionale diviene:

$$\Phi_n(k) = 0,033 C_n^2 k^{-11/3} \quad (1.12)$$

Dove k rappresenta il numero d'onda nelle tre direzioni spaziali. Questo modello è valido solo nella zona di inertial range ma può essere esteso anche su tutti i numeri d'onda assumendo che la scala interna l_0 sia nulla e che la scala esterna L_0 sia infinita. È stato dimostrato che questo modello tende a sovrastimare lo spettro nella zona di dissipation range dove decade più rapidamente di $-11/3$ quindi Tatarskii propose un nuovo modello per cui:

$$\Phi_n(k) = 0,033 C_n^2 k^{-11/3} \exp(-k^2/k_m^2) \quad (1.13)$$

Dove k_m risulta essere dipendente dalla scala interna attraverso la formula:

$$k_m = \frac{5,92}{l_0} \quad (1.14)$$

Questo modello utilizza un cut-off Gaussiano ad alti numeri d'onda.

Lo spettro tuttavia che raggruppa tutte le tre regioni è quello di von Karman per cui:

$$\Phi_n(k) = 0,033C_n^2(k^2 + 1/L_0^2)^{-11/6} \exp(-k^2/k_m^2) \quad (1.15)$$

Il valore dello spettro nell'input range deve essere considerato come un'approssimazione generalmente è anisotropo e dipendente dalle condizioni iniziali e di confine.

1.5 Propagazione nel mezzo turbolento

Considerando la propagazione di un'onda radio attraverso un mezzo caratterizzato da piccole fluttuazioni dell'indice di rifrazione, il fronte d'onda verrà affetto dopo poca distanza mostrando piccole deviazioni dal valore atteso.

Si possono esaminare tre casi:

- dopo piccole distanze il campo totale può essere considerato come l'originale campo coerente più una piccola componente casuale e incoerente
- a grandi distanze l'accumulo della dispersione casuale produrrà fluttuazioni incoerenti della stessa intensità del campo coerente
- a distanze ancora più estese la parte casuale dominerà la parte di campo coerente e il campo totale sarà incoerente.

Da un altro punto di vista, la descrizione fisica dell'impatto sul segnale ricevuto può essere simile a quella usata in campo ottico quando un raggio incontra una lente e per cui:

- solo la fase dell'onda propagante in un mezzo turbolento viene compromessa (debole distorsione). In questo modo il fronte di fase distorto genererà schermi di

interferenza risultanti in fluttuazioni di ampiezza del segnale. Le irregolarità agiscono come delle lenti che focalizzano e defocalizzano il segnale. Il maggior contributo viene da irregolarità del primo ordine di intensità della prima zona di Fresnel.

- quando le irregolarità sono intense (grandi variazioni dell'indice di rifrazione) le variazioni di fase diventano così forti da rendere il fronte di fase incoerente attraverso le irregolarità di certe dimensioni. Così non possono focalizzare il segnale ma creano saturazione.
- Infine quando lo strato è spesso le fluttuazioni di ampiezza vengono generate direttamente nello strato ed entrambi gli effetti interessano il segnale.

L'approccio teorico usato per il calcolo del campo ricevuto dipende quindi dalla regione di interesse: per debole dispersione può essere usata l'approssimazione di Rytov mentre in caso di grandi distanze bisognerebbe usare la teoria in caso di forti dispersioni che valuta momenti del campo totale del primo, secondo e anche di maggior ordine. Qui presenteremo solo la soluzione in caso di debole dispersione (weak scattering) che permette di ottenere espressioni integrali per le statistiche del campo in termini di fluttuazioni del mezzo. L'approccio usato dipende dalla lunghezza d'onda λ (e quindi dalla frequenza), dalla distanza R e dalla dimensione delle irregolarità attraverso i parametri L_0 e l_0 . Si possono quindi individuare tre regioni :

- $R \ll l_0^2 / \lambda$ in cui l'integrale di Rytov può essere approssimato dall'uso della geometria ottica ma nel caso di microonde questo raramente è il caso
- $l_0^2 / \lambda \ll R \ll L_0^2 / \lambda$ in cui si usa l'approssimazione di Fresnel nel calcolo della fase del campo distorto. Per questo motivo questa regione è detta regione di Fresnel
- $R \gg L_0^2 / \lambda$ in cui l'integrale di Rytov può essere valutato in condizioni di campo lontano, per cui questa regione è detta di Fraunhofer

1.6 Equazioni di Maxwell e approssimazione di Rytov

Assumiamo che l'ambiente turbolento sia statisticamente descritto da una permittività che è una funzione della posizione ma che non dipenda dal tempo.

Dalle equazioni di Maxwell otteniamo:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + k_0^2 n^2 \vec{E}(\vec{r}) - 2\nabla \left(\frac{\nabla n}{n} \vec{E}(\vec{r}) \right) = 0 \quad (1.16)$$

Dove \vec{E} rappresenta il campo elettrico, $k_0=2\pi/\lambda$ è il numero d'onda associato al segnale, n è l'indice di rifrazione, ∇ è il gradiente e ∇^2 il laplaciano.

Finchè la lunghezza d'onda risulta essere inferiore alla scala interna della turbolenza ovvero l_0 l'ultimo termine può essere trascurato. Assumendo che la propagazione sia in direzione z e che il campo abbia componente lungo y otteniamo:

$$(\nabla^2 + k^2(1 + n_1)^2)E_y(\vec{r}) = 0 \quad (1.17)$$

Con:

$$k^2 = k_0^2 \langle n \rangle^2 \quad (1.18)$$

Applicando la soluzione di Rytov:

$$E_y(\vec{r}) = e^{\psi(\vec{r})} \quad (1.19)$$

E sviluppando in serie l'esponente $\psi(\vec{r})$ l'equazione di Helmholtz diventa:

$$(\nabla^2 + k^2)E_y = -k^2 \delta n E_y \quad (1.20)$$

Con:

$$\delta n = (1 + n_1)^2 - 1 \cong 2n_1 \quad (1.21)$$

Sostituendo E_y attraverso espressione di Rytov si ha:

$$\nabla^2 \psi + \nabla \psi \cdot \nabla \psi + k^2(1 + \delta n) = 0 \quad (1.22)$$

Prendendo lo zero e il termine di primo ordine di $\psi = \psi_0 + \psi_1$ possiamo scrivere la differenza tra l'equazione precedente per ψ e ψ_0 ottenendo la soluzione generale di ψ e la prima iterazione ψ_{10} nello spazio tridimensionale V :

$$\psi_1(\vec{r}) = \frac{1}{E_{y0}(\vec{r})} \int G(\vec{r} - \vec{r}') [\nabla \psi_1 \cdot \nabla \psi_1 + k^2 \delta n] E_{y0}(\vec{r}') dV' \quad (1.23)$$

$$\psi_{10}(\vec{r}) = \frac{1}{E_{y0}(\vec{r})} \int G(\vec{r} - \vec{r}') \delta n(\vec{r}') E_{y0}(\vec{r}') dV' \quad (1.24)$$

Dove con G si è indicata la funzione di Green :

$$G(\vec{r} - \vec{r}') = \frac{e^{ik_0|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} \quad (1.25)$$

La soluzione del primo ordine di Rytov diventa quindi:

$$E_y(\vec{r}) = E_{y0}(\vec{r}) e^{\psi_1(\vec{r})} \quad (1.26)$$

I parametri di interesse delle sono la log-ampiezza e la fluttuazione di fase. Assumendo l'approssimazione di Rytov possiamo scrivere:

$$\psi_1(\vec{r}) = \int h(\vec{r}, \vec{r}') n_1(\vec{r}') dV' \quad (1.27)$$

Dove:

$$h(\vec{r}, \vec{r}') = 2k^2 G(\vec{r} - \vec{r}') \frac{E_{y0}(\vec{r}')}{E_{y0}(\vec{r})} \quad (1.28)$$

L'ampiezza A e la fase S del campo possono essere scritte come:

$$E_y(\vec{r}) = A(\vec{r})e^{iS(\vec{r})} \quad (1.29)$$

$$E_{y0}(\vec{r}) = A_0(\vec{r})e^{iS_0(\vec{r})} \quad (1.30)$$

Ottenendo infine :

$$\psi_1(\vec{r}) = \chi + jS_\Delta = \ln\left(\frac{A}{A_0}\right) + j(S - S_0) \quad (1.31)$$

Si noti che la fluttuazione del logaritmo dell'ampiezza (χ) è differente dall'ampiezza delle fluttuazione $(A - \langle A \rangle) / \langle A \rangle$ e dalla fluttuazione della log-ampiezza $(\ln(A) - \langle \ln(A) \rangle)$. Comunque nel caso di debole dispersione ($|\chi| \ll 1$) risulta che χ sia approssimativamente uguale ad $(A - A_0) / A_0$. Per il calcolo dell'espressione integrale di ψ_1 sono state fatte alcune assunzioni. La prima è che non viene considerato il backscattering, la seconda è che il contributo maggiore viene dalla regione (y,z) che è generalmente vero per $\lambda < l_0$.

1.7 Caratterizzazione delle scintillazioni: varianza della log-ampiezza e varianza delle fluttuazione di fase

Le equazioni base per il calcolo delle funzioni di correlazione (ampiezza, fase e cross correlazione ampiezza-fase) sono nella forma più generale:

$$B(L, \rho) = \int_0^L d\eta \int_0^\infty \kappa F(\eta, \kappa, \rho) \Phi_n(\eta, \kappa) d\kappa \quad (1.32)$$

Assumendo che lo spettro dell'indice di rifrazione vari lungo la tratta nella troposfera. Le variazioni dello spettro non sono considerate nella direzione traversa poiché queste sono trascurabili in confronto alla distanza del raggio della prima zona di Fresnel del collegamento.

La funzione F assume il ruolo di una funzione filtro dello spettro. Se lo spettro non varia con la posizione, la funzione filtro può essere integrata lungo la traiettoria e diventa per la log-ampiezza:

$$\int_0^\infty F(\eta, \kappa, \rho) d\eta = J_0(\kappa\rho) f(\kappa) \quad (1.33)$$

Dove J_0 è la funzione di Bessel e f risulta essere:

$$f_\chi(\kappa) = 1 - \text{sinc}(\kappa^2 L/k) \quad (1.34)$$

Ricordando che nella regione di Fresnel l'effetto della scala esterna L_0 è ridotto non è necessario usare lo spettro intero ma lo spettro ridotto della formula 1.12. La varianza della log-ampiezza e della fluttuazione di fase possono essere calcolate come:

$$\sigma_{\chi,S}^2 = B_{\chi,S}(L, \rho = 0) \quad (1.35)$$

Dove:

$$B_{\chi}(L, \rho) = \langle \chi(L, \rho_1) \chi^*(L, \rho_2) \rangle \quad (1.36)$$

$$B_S(L, \rho) = \langle S(L, \rho_1) S^*(L, \rho_2) \rangle \quad (1.37)$$

Con l'esponente * viene indicato il complesso coniugato della funzione, le parentesi $\langle \rangle$ indicano invece il valore medio del prodotto delle funzioni. Quindi la varianza della log-ampiezza e la varianza delle fluttuazione di fase risultano essere una la parte reale della funzione di covarianza B e l'altra la sua parte immaginaria.

Indicheremo di seguito solo l'espressione della varianza della log-ampiezza, la varianza della fluttuazione di fase ha risultato analogo ma con coefficienti moltiplicativi differenti.

$$\sigma_{\chi}^2 = 2\pi^2 k^2 L \int_0^{\infty} \kappa f_{\chi}(\kappa) \Phi_n(\kappa) d\kappa = 0,307 C_n^2 L^{11/6} k^{7/6} \quad (1.38)$$

Le potenze 7/6 e 11/6 sono relazionate alla potenza -11/3 dello spettro tridimensionale di Kolmogorov. Espressioni più complesse e generali sono state ricavate da Tatarskii e da Ishimaru includendo anche i fattori della scala interna.

Tuttavia nella maggioranza dei casi la porzione di collegamento Terra-Satellite che attraversa la zona di turbolenza è grande e la turbolenza non può essere considerata uniforme lungo la traiettoria. Per cui lo spettro dell'indice di rifrazione può essere scritto come:

$$\Phi_n(\kappa, r) = C_n^2(r) \Phi_n^0(\kappa) \quad (1.39)$$

In caso di onda piana C_n^2 dipende solamente dalla direzione di propagazione che chiameremo z . Nel piano trasverso, i più importanti vortici sono dell'ordine di intensità del raggio della prima zona di Fresnel del collegamento e quindi considerati come costanti per le frequenze di interesse. La varianza della log-ampiezza del segnale ricevuto può essere calcolata come:

$$\sigma_\chi^2 = 0,033\pi^2 L^{11/6} k^{7/6} \left[-\Gamma\left(-\frac{5}{6}\right) \right] \int_0^L C_n^2(\eta) G_\chi(\eta) d\eta \quad (1.40)$$

Dove Γ rappresenta la funzione gamma con coefficiente $5/6$ e G_χ risulta:

$$G_\chi = Re[D^{5/6} - A^{5/6}] \quad (1.41)$$

$$D = j \left(1 - \eta/L\right) + \left(k/L\right) \left(1/\kappa_m^2\right) \quad (1.42)$$

$$A = \left(k/L\right) \left(1/\kappa_m^2\right) \quad (1.43)$$

Re rappresenta la parte reale della differenza dei due parametri, e κ_m è quello ottenuto dalla formula 1.14 che tiene in considerazione il dissipation range in quanto queste formule valgono quando $\lambda L \ll l_0^2$, tuttavia non tengono in considerazione l'input range dipendente dalla scala esterna L_0 .

Si considera debole turbolenza quando $\sigma_\chi^2 \ll 0.3\text{dB}$.

1.8 Correzione per fattore di antenna

L'apertura dell'antenna al lato del ricevitore appiana l'effetto delle scintillazioni, per questo motivo lo standard ITU propone il calcolo del fattore

di antenna che deve essere moltiplicato per la varianza delle scintillazioni dopo essere elevato al quadrato.

$$g(x) = \sqrt[2]{3,86(x^2 + 1)^{11/12} \sin \left[\frac{11}{6} \arctan \left(\frac{1}{x} \right) \right] - 7,08x^{5/6}} \quad (1.44)$$

Dove:

$$x = 1,22D_{eff}^2 \left(\frac{f}{l} \right) \quad (1.45)$$

$$D_{eff}^2 = \sqrt[2]{\eta} D \quad (1.46)$$

$$l = \frac{2h_L}{\sqrt{\sin^2(\theta) + 2,35 \times 10^{-4} + \sin \theta}} \quad (1.47)$$

Dove $g(x)$ rappresenta il fattore di antenna, f la frequenza in Hz, D il diametro geometrico dell' antenna, η l'efficacia dell'antenna, θ l'angolo di elevazione del collegamento Terra-Satellite e h_L l'altezza dello strato di turbolenza.

1.9 Spettro di potenza

La varianza della log-ampiezza σ_χ^2 del segnale rappresenta l'intensità delle scintillazioni mentre χ rappresenta la fluttuazione della log-ampiezza del segnale causate dalle turbolenze incontrate lungo la pronazione dell'onda elettromagnetica. Lo spettro di potenza della log-ampiezza $W_\chi(\omega)$ è la trasformata di Fourier della covarianza temporale della log-ampiezza χ :

$$W_{\chi}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle \chi(L, t) \chi(L, t + \tau) \rangle e^{-i\omega\tau} \quad (1.48)$$

Assumendo l'assunzione di Taylor che considera il campo congelato ovvero in cui tutti i cambiamenti temporali $f(L, t)$ sono associati ad una semplice traslazione della distribuzione spaziale di campo con un vento trasversale costante di intensità v otteniamo che :

$$B_{\chi}(\tau) = \langle \chi(L, t) \chi(L, t + \tau) \rangle = \langle \chi(L) \chi(L + \eta) \rangle = B_{\chi}(v\tau) \quad (1.49)$$

L'espressione dello spettro di potenza diventa quindi:

$$W_{\chi}(\omega) = 8\pi^2 k^2 \int_{\omega/v}^{\infty} \kappa \Phi_n(\kappa) \frac{F_{\chi}(\kappa)}{\sqrt{v^2 \kappa^2 - \omega^2}} d\kappa \quad (1.50)$$

Una delle soluzioni ottenibili usando lo spettro di Kolmogorov per descrivere gli effetti su piccola scala nell'inertial range è:

$$W_{\chi}(\omega) = 1,303 L k^2 C_n^2 \int_{\omega/v}^{\infty} \frac{1 - \text{sinc}(\kappa^2 L/k)}{\kappa^{8/3} \sqrt{v^2 \kappa^2 - \omega^2}} d\kappa \quad (1.51)$$

Lo spettro così ottenuto assume una forma simile allo spettro di un filtro passa-basso in cui si possono riconoscere due asintoti e una frequenza di cut-off alla quale i due asintoti si incrociano.

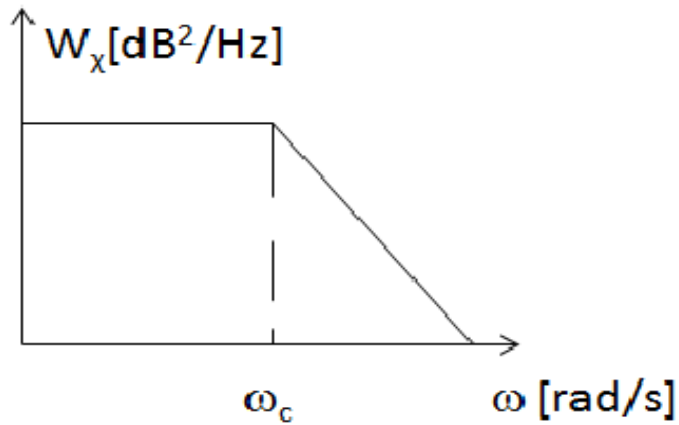


Figura 7: Forma del filtro di potenza

Eseguendo i limiti per $\omega \rightarrow 0$ e per $\omega \rightarrow \infty$ dello spettro otteniamo i valori dei due asintoti:

$$W_x^0 = \frac{2,765}{\omega_0} \sigma_x^2 \quad (1.52)$$

$$W_x^\infty = \frac{7,13}{\omega_0} \sigma_x^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^{-\frac{8}{3}} \quad (1.53)$$

$\omega_0 = 2\pi f_0$ è detta frequenza di Fresnel, da cui si ricava la corner frequency o frequenza di cut off:

$$\omega_0 = v \sqrt{k/L} \quad (1.54)$$

$$\omega_c = 1,43 \omega_0 \quad (1.55)$$

1.10 Satelliti LEO

I satelliti LEO orbitano attorno al globo terrestre ad una altitudine compresa tra l'atmosfera e le fasce di van Allen ovvero tra i 160 e i 2000km con un'inclinazione bassa. Questi due estremi sono dovuti al fatto che l'atmosfera (limite inferiore) farebbe attrito al moto del satellite causandone danni, le fasce di Van Allen (limite superiore) provocherebbero al satellite un'esposizione radioattiva tale da pregiudicare il corretto funzionamento degli apparati di bordo. I satelliti in orbita bassa si muovono molto rapidamente e il tempo di contatto con la stazione di Terra, considerata fissa, è solo di qualche minuto tuttavia sono possibili più passaggi del satellite al giorno. I satelliti geostazionari invece si muovono in accordo con la stazione di Terra poiché si trovano ad una quota di circa 36000km per cui il loro periodo di rivoluzione coincide col periodo di rotazione della Terra. L'utilizzo di satelliti LEO per banda Ka ha i seguenti vantaggi rispetto al satellite GEO:

- perdita di percorso significativamente più bassa
- minore latenza di segnale (inferiore ai 15 ms)
- costi inferiori di lancio
- minori terminali nelle stazioni di Terra
- copertura di alte latitudini
- meno interferenza e più capacità di segnale con il riutilizzo in frequenza nelle costellazioni

Gli svantaggi sono principalmente dovuti alla velocità del movimento di questi satelliti poiché hanno minore visibilità, hanno bisogno di larghe costellazioni per una copertura globale e introducono ampie frequenze Doppler per la banda Ka. Inoltre mentre per i satelliti GEO il movimento della turbolenza è dovuto solo al vento, per i satelliti LEO si aggiunge anche il proprio moto che in molti casi risulta essere maggiore di quello generato dal vento. Molti modelli sono stati sviluppati per le attenuazioni da pioggia e le scintillazioni nel caso di satelliti geostazionari ma pochi ne sono stati sviluppati per i satelliti LEO

nonostante i vantaggi che porterebbero illustrati in precedenza, un esempio delle missioni LEO sono: Teledesic, Iridium e Formosat.

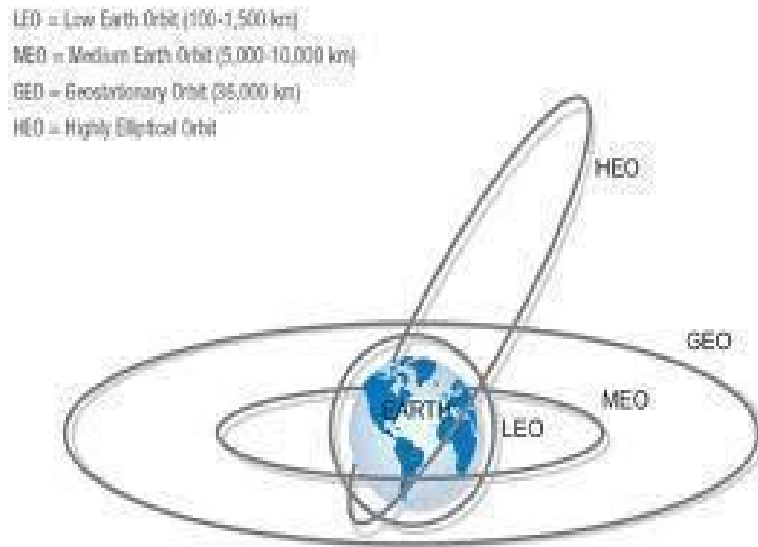


Figura 8: Orbite satellitari

1.11 Calcolo della velocità trasversale

La posizione del satellite durante il passaggio è definita da azimuth, elevazione e distanza relativa alla stazione a Terra. L'angolo γ tra la stazione di Terra e il punto sub-satellitare può essere ricavato costruendo il triangolo in figura sottostante e applicando la regola dei coseni:

$$\gamma = \arccos(\sin(L_s) \sin(L_e) + \cos(L_s) \cos(L_e) \cos(l_s - l_e)) \quad (1.56)$$

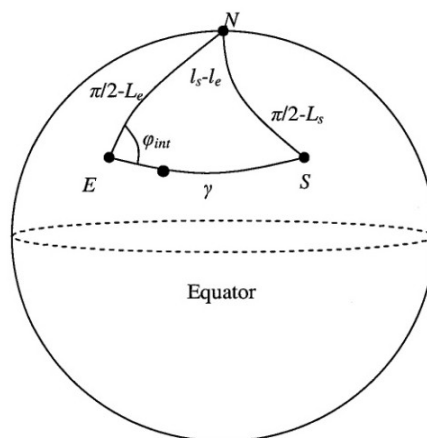


Figura 9: Triangolo sferico, N è il polo Nord, E è la stazione di Terra e S il punto sub-satellitare

L_s e l_s sono rispettivamente la latitudine e la longitudine del punto sub-satellitare mentre L_e e l_e sono latitudine e longitudine della stazione a Terra. Applicando la regola dei seni invece è possibile determinare l'azimuth per cui:

$$\Phi = \arcsin\left(\frac{\cos(L_s)}{\sin(\gamma)} \sin |l_s - l_e|\right) \quad (1.57)$$

L'angolo di elevazione viene invece stimato come:

$$\theta = \arcsin\left(\frac{R_e + H}{d} \sin(\gamma)\right) - \frac{\pi}{2} \quad (1.58)$$

Dove R_e è il raggio terrestre equivalente, H è l'altezza dell'orbita per cui $R_e + H$ rappresenta la distanza tra il centro della Terra e il satellite mentre d è la distanza del collegamento stazione-satellite ottenibile da:

$$d = \sqrt{R_e^2 + (R_e + H)^2 - 2R_e H \cos \gamma} \quad (1.59)$$

La figura sottostante rappresenta meglio la situazione inserendo anche il punto sub-livello P che è la proiezione del punto di incontro tra il collegamento e il livello turbolento.

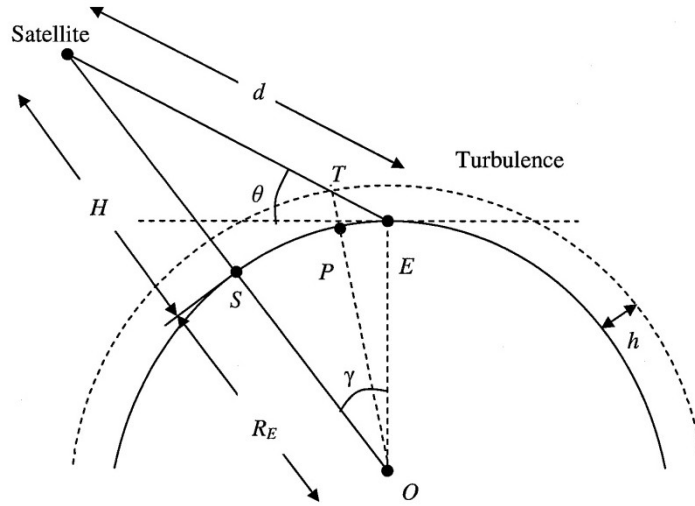


Figura 10: Geometria del collegamento Terra-Satellite

Definiamo il punto T_0 come l'intersezione tra il collegamento Terra-Satellite e il livello turbolento ad una quota h al tempo t_0 e v come la velocità totale del punto T_0 attraverso il livello turbolento al tempo t_0 . Similmente definiamo i punti T_1 e T_{-1} considerandoli ai tempi $t_0 + \Delta t$ e $t_0 - \Delta t$, con questi tre valori è possibile calcolare la velocità totale come:

$$\vec{v} = \frac{\vec{v}_0 + \vec{v}_1}{2} = \frac{\overrightarrow{T_{-1}T_0} + \overrightarrow{T_0T_1}}{2} \quad (1.60)$$

Dove

$$\overrightarrow{T_{-1}T_0} = (\overrightarrow{ET_0} - \overrightarrow{ET_{-1}}) / \Delta t \quad (1.61)$$

$$\overrightarrow{T_0T_1} = (\overrightarrow{ET_1} - \overrightarrow{ET_0}) / \Delta t \quad (1.62)$$

Come è possibile osservare dalle seguenti figure la velocità totale può essere scomposta in due componenti: una lungo il collegamento e l'altra perpendicolare ad esso ovvero la velocità trasversale v_t .

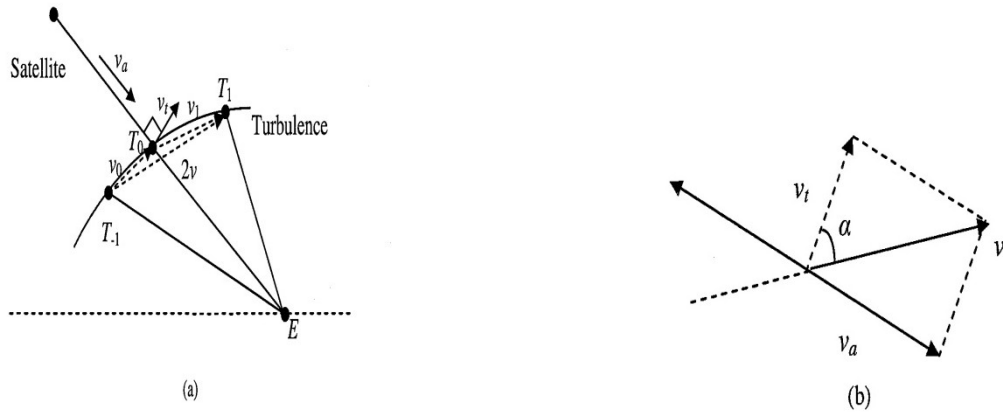


Figura 11: Triangolo delle velocità

Nel caso di passaggio del satellite allo zenith l'angolo α tra la componente trasversale e la velocità totale risulta facilmente calcolabile poiché dipende solo dall'angolo di elevazione ed è quindi facilmente costruibile un triangolo piano; in generale tuttavia α dipende anche dall'azimuth oltre che dall'angolo di elevazione. Otteniamo infine:

$$v_t = v * \cos (\alpha) \quad (1.63)$$

Con:

$$\cos \left(\frac{\pi}{2} - \alpha \right) = \frac{\overline{T_{-1}T_1} * \overline{T_0E}}{|T_{-1}T_1| |T_0E|} \quad (1.64)$$

Un esempio dei risultati è mostrato nelle figure sottostanti in cui si confrontano le velocità (totali e trasversali) di due satellite a quote diverse ad angoli di elevazione che evolvono da 10° sull'orizzonte fino a 90° con spaziatura temporal di 1s come mostrato nella prima figura dove sull'asse x abbiamo I

tempi espresso in secondi e sull'asse y gli angoli di elevazione espresso in gradi. L'azimuth invece non viene considerate.

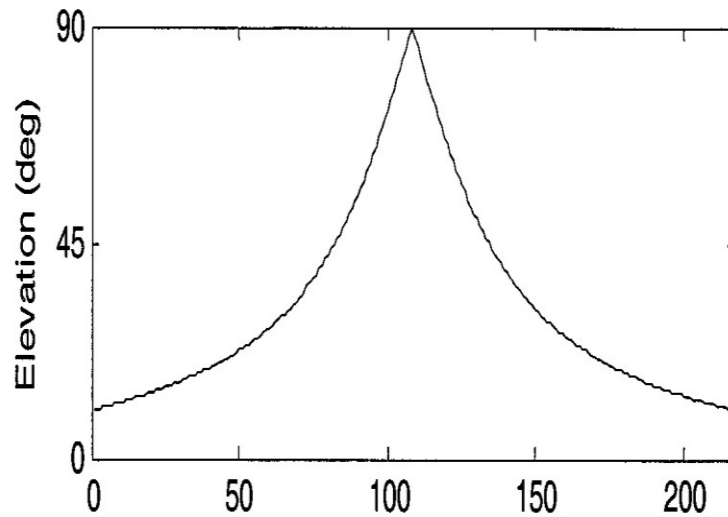


Figura 12: Variazione di elevazione col tempo

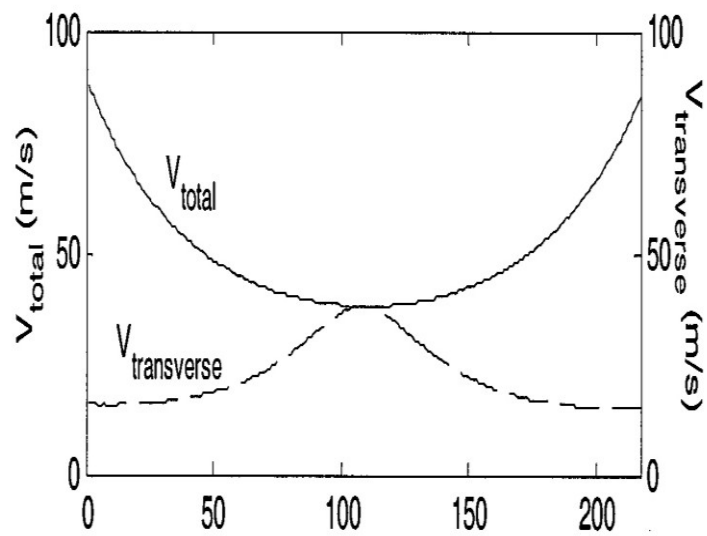


Figura 13: Variazione delle velocità col tempo per un satellite in orbita polare a 200km dalla Terra

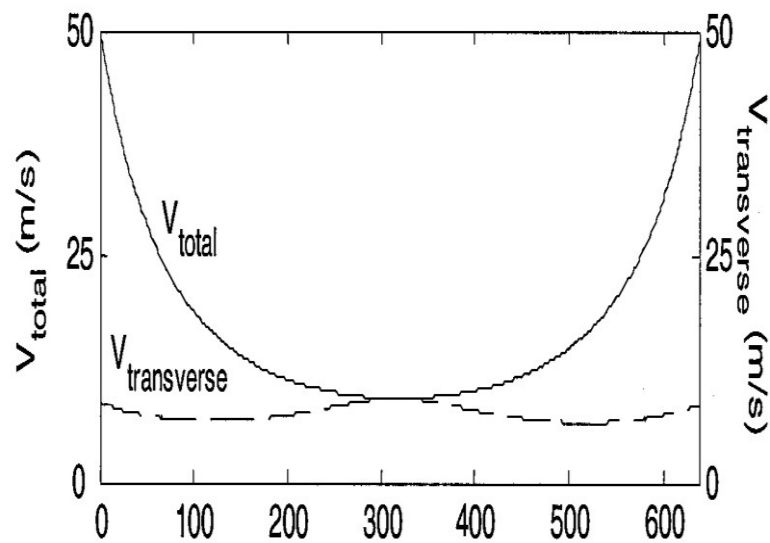


Figura 14: Variazione delle velocità col tempo per un satellite in orbita polare a 800km dalla Terra

Come si può notare la velocità totale decresce con l'aumentare dell'angolo di elevazione e viceversa mentre la esso non implica una diminuzione nella velocità trasversa in quanto anche l'angolo α tra le due velocità decresce. Ciò comporta che sempre una maggior parte della velocità totale comporrà la parte trasversa. Inoltre all'aumentare dell'altitudine dell'orbita il rateo di passaggio alla massima elevazione si incrementa significativamente. Inoltre anche il picco di velocità trasversa è calato enormemente rispetto a quello ad un'orbita inferiore.

MODELLO

2.1 Scopo del modello

Lo scopo del modello presentato in questa sezione è quello di dare uno strumento matematico per il calcolo delle scintillazioni applicato a dati simulati che possa essere da confronto a dati reali. Il modello si basa sull'invio di onde elettromagnetiche nella banda Ka da una stazione a Terra ad un satellite orbitante in orbita bassa. Il fine ultimo sarà la creazione di serie temporali generate da una sorgente arbitraria passanti attraverso la troposfera che verrà costruita come fosse un filtro passa-basso tempo variante così da vedere l'effetto delle scintillazioni su un segnale arbitrario. Un esempio di serie temporali è quello mostrato in figura.

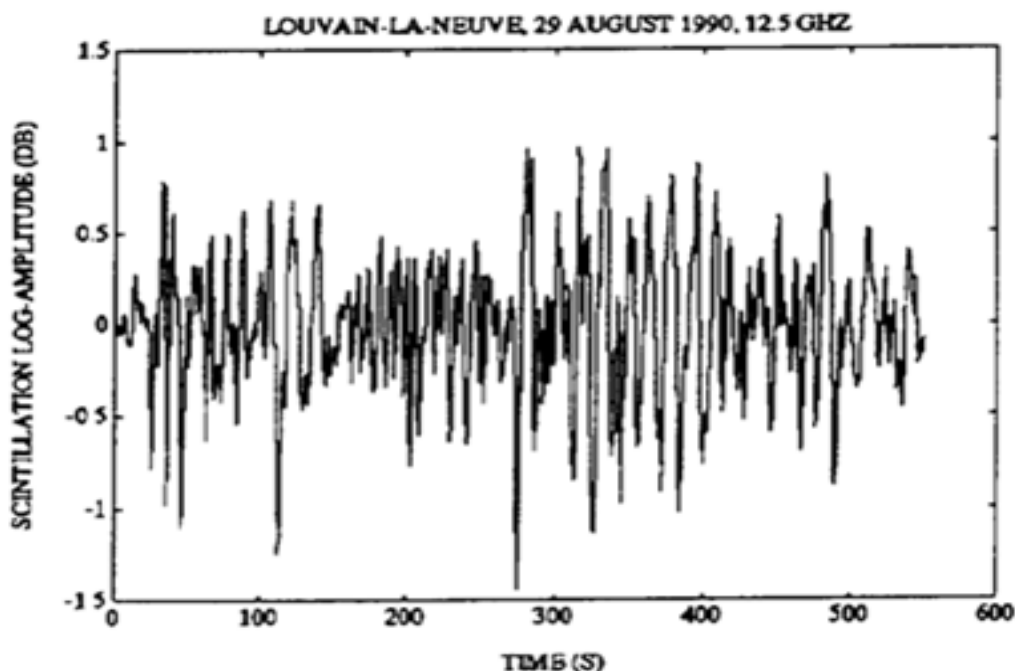


Figura 15: Esempio di serie temporale delle scintillazioni

Per ottenere questo verranno risviluppate le equazioni per il calcolo della varianza della log-ampiezza e della fluttuazione di fase per ricostruire lo spettro di potenza e calcolare i valori asintotici necessari alla costruzione del filtro.

2.2 Dati in ingresso nel modello

Il modello proposto necessita di diversi dati in ingresso. I principali sono le condizioni atmosferiche di base ovvero:

- la temperatura T
- la pressione P
- l'umidità H
- la pressione di vapor acqueo e
- le componenti locali del vento nelle tre direzioni

Questi fattori devono essere noti in un discreto numero di punti dell'ambiente di simulazione in ogni direzione spaziale e l'evoluzione di essi col tempo.

Attraverso questi dati si calcolerà l'indice di rifrazione e la rifrattività per ottenere la costante di struttura dell'indice di rifrazione C_n^2 .

Altri fattori sono quelli orbitali ovvero l'evoluzione temporale dell'angolo di elevazione e dell'azimuth durante un passaggio di un satellite LEO.

Infine ci sono i dati di segnale come la frequenza della portante f_c , le dimensioni geometriche dell'antenna ricevente ovvero il suo diametro D e il suo rendimento η .

2.3 Calcolo della costante di struttura

La costante di struttura è la componente principale dello studio delle scintillazioni in quanto rappresenta l'intensità delle perturbazioni presenti nell'atmosfera generate dallo scontro di masse d'aria ad indice di rifrazione differente.

Conoscendo il valore dell'indice di rifrazione in ogni punto attraverso l'uso della formula:

$$n = 1 + \left(\frac{77.6}{T} * (P + 4810 * \frac{e}{T}) \right) * 10^6 \quad (2.1)$$

Si ottiene il valore di C_n^2 come:

$$C_n^2 = \frac{\langle (n_{(r+\delta)} - n_{(r)})^2 \rangle}{|\delta|^{2/3}} \quad (2.2)$$

Dove con r si indica il vettore spaziale di posizione espresso in m, δ indica la separazione spaziale in m e con $\langle \rangle$ il valore medio.

Sono stati sviluppati tre geometrie per il calcolo di C_n^2 come mostra la figura seguente:

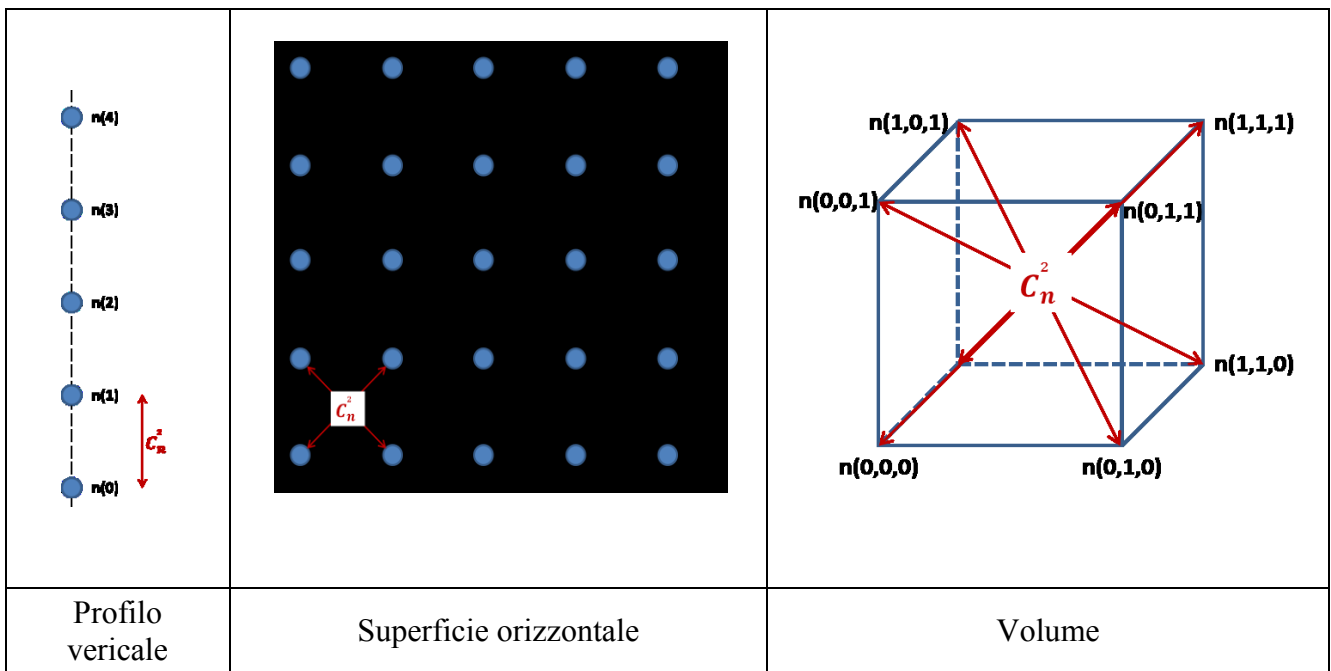


Figura 16: Geometrie per il calcolo della costante di struttura

La configurazione del profilo verticale è adatto per i dati atmosferici ottenuti da sondaggi radio che caratterizzano l'atmosfera verticalmente per un' unica località. La geometria a superficie orizzontale risulta utile nel caso di predominanza di vento orizzontale. L'ultima configurazione calcola il valore di C_n^2 considerando un volume omogeneo. L'ultimo metodo è adatto per campioni vicini e a distanza regolare tra essi. Ottenuto il valore della costante di struttura in ogni punto si utilizzerà un' interpolazione lineare per calcolare i

valori di questa lungo la traiettoria del collegamento Terra-Satellite ai diversi angoli di visibilità tempo varianti.

2.4 Varianze delle scintillazioni

Le scintillazioni sono caratterizzate in modo statistico dai parametri di varianza σ_χ^2 e σ_s^2 ottenibili dalla funzione di correlazione dell'ampiezza e della fase. I termini possono essere incorporati al fine di evitare duplicità:

$$\sigma_{\chi,s}^2 = B_{\chi,s}(L, \rho = 0) \quad (2.3)$$

Lo sviluppo della funzione di correlazione ha portato Ishimaru all'espressione generale quivi presentata:

$$B_{\chi,s}(L, \rho) = (2\pi)^2 \int_0^L \int_0^\infty \kappa \Phi_n(\eta, \kappa) J_0(\kappa\rho) H_{r,i}(\eta, \kappa)^2 d\kappa d\eta \quad (2.4)$$

Dove:

- $\Phi_n(\eta, \kappa)$ è lo spettro di Kolmogorov dell'indice di rifrazione
- $J_0(\kappa\rho)$ è la funzione di Bessel di ordine 0
- η è la posizione lungo l'asse di propagazione
- H è la funzione di trasferimento della propagazione definita come:

$$H_{r,i}(\eta, \kappa) = \frac{H(\eta, \kappa)}{\sqrt{2,2i}} \quad (2.5)$$

$$H(\eta, \kappa) = H_r(\eta, \kappa) + iH_i(\eta, \kappa) = i\kappa e^{-i\kappa^2\eta/2k} \quad (2.6)$$

Ricordando che lo spettro può essere scritto come:

$$\Phi_n(\eta, \kappa) \begin{cases} 0,033C_n^2(\eta)k^{-11/3}e^{\left(-\frac{k^2}{k_m^2}\right)} & \text{per } l_0 > \sqrt{\lambda L} \quad (2,7) \\ 0,033C_n^2(\eta)k^{-11/3} & \text{per } l_0 < \sqrt{\lambda L} \ll L_0 \quad (2,8) \\ 0,033C_n^2(\eta)\left(k^2 + \frac{1}{L_0^2}\right)^{-\frac{11}{6}} & \text{per } \sqrt{\lambda L} > L_0 \quad (2,9) \end{cases}$$

Considerando un collegamento a banda Ka (circa 30 GHz) e una lunghezza massima di 100km il termine $\sqrt{\lambda L}$ è circa 30 metri permettendoci di usare la soluzione nel caso di inertial range ottenendo:

$$B(L, \rho) = 0,033(2i\pi k)^2 \int_0^L C_n^2(\eta) \int_0^\infty \kappa^{-8/3} J_0(\kappa\rho) e^{-i\frac{\eta}{k}\kappa^2} d\kappa d\eta \quad (2.10)$$

La soluzione del secondo integrale è:

$$\int_0^\infty \kappa^{-8/3} J_0(\kappa\rho) e^{-i\frac{\eta}{k}\kappa^2} d\kappa = \frac{\Gamma\left[-\frac{5}{6}\right](i\eta/k)^{5/6}}{2} {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}; 1; -\frac{k\rho^2}{4i\eta}\right) \quad (2.11)$$

Dove Γ è la funzione gamma e ${}_1F_1$ è la funzione di Kummer che vale 1 quando il terzo termine è nullo. Riscrivendo l'autocorrelazione si ha:

$$B(L, \rho) = (1.1261 + 4.2028i)k^{7/6} \int_0^L C_n^2(\eta)\eta^{5/6} {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}; 1; -\frac{k\rho^2}{4i\eta}\right) d\eta \quad (2.12)$$

Sapendo che:

$$\sigma_{\chi,S}^2 = B_{\chi,S}(L, \rho = 0) = \frac{B(L, \rho=0)}{\sqrt{2,2i}} \quad (2.13)$$

Si ottengono le due varianze espresse in $N\rho^2$:

$$\sigma_{\chi}^2 = 0,5631k^{7/6} \int_0^L C_n^2(\eta)\eta^{5/6} d\eta \quad (2.14)$$

$$\sigma_S^2 = 2,1014k^{7/6} \int_0^L C_n^2(\eta)\eta^{5/6} d\eta \quad (2.15)$$

Questa soluzione è valida solo nel caso di inertial range, le soluzioni nelle altre due regioni sono:

$$\sigma_{\chi,S}^2 = \frac{0,033(2i\pi k)^2}{\sqrt{2,2i}} \Gamma\left[-\frac{5}{6}\right] \int_0^L C_n^2(\eta)\eta^{5/6} \left(\frac{1}{k_m^2} + i\frac{\eta}{k}\right)^{5/6} d\eta \quad (2.16)$$

$$\sigma_{\chi,S}^2 = \frac{0,033}{\sqrt{2,2i}} (2i\pi k)^2 \int_0^L C_n^2(\eta) \left(\frac{\Gamma\left[-\frac{5}{6}\right](i\eta/k)^{5/6}}{2} + L_0^{11/3} \frac{k}{i\eta}\right) d\eta \quad (2.17)$$

Infine queste quantità vanno convertite in quanto lo standard ITU solitamente esprime le varianze in dB2 considerando $\chi = 20\log_{10}(A/A_0)$ invece che $\chi = \ln(A/A_0)$ come Ishimaru. La conversione si ottiene con la formula:

$$\sigma_{\chi ITU}^2 = \left(\frac{20}{\ln(10)}\right)^2 \sigma_{\chi Ishi}^2 \quad (2.18)$$

2.5 Velocità trasversali

Per quanto concerne la costruzione dello spettro di potenza che servirà da filtro per la generazione delle serie temporali i valori asintotici calcolati nel paragrafo 1.9 con le formule 1.52 e 1.53 rimangono inalterati anche se cambia ovviamente il valore della varianza della log-ampiezza.

Il fattore che viene modificato è la frequenza di Fresnel poiché bisogna tenere conto della velocità trasversale del satellite e della sua combinazione con la velocità trasversale del vento.

La nuova frequenza di Fresnel si ottiene:

$$\omega_0 = |\vec{T}_{ws}| \sqrt{k/L} \quad (2.19)$$

$|\vec{T}_{ws}|$ indica il vettore totale della velocità trasversale del vento in m/s. Esso è la differenza delle due velocità trasversali, quella del vento \vec{T}_w e quella del satellite \vec{T}_s . Se il movimento del satellite segue quello del vento la variazione è attenuata, viceversa se il movimento del satellite è contrario al vento la variazione è accentuata. Il metodo di calcolo della velocità trasversale differisce leggermente da quello presentato nel capitolo 1.11 poiché richiedeva tre osservazioni della posizione del satellite. Questo metodo necessita solo di sapere la posizione al tempo t_0 e quella all'istante successivo. Dalla figura:

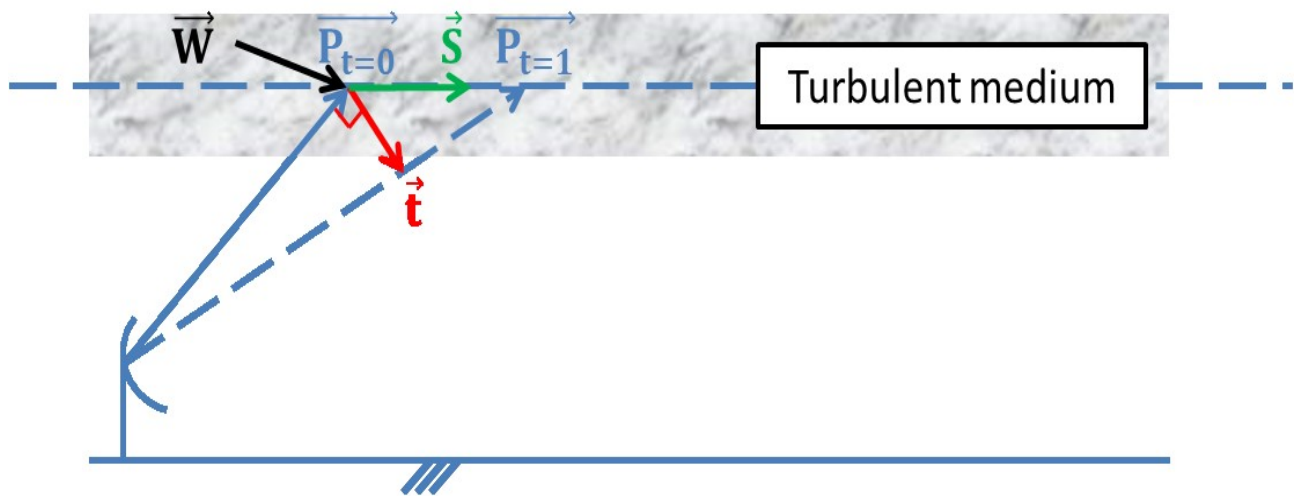


Figura 17: Schema di calcolo del vettore trasverso

Chiamando il punto dove il vettore $\vec{P}_{t=0}$ interseca il livello turbolento P_0 , il punto dove il vettore $\vec{P}_{t=1}$ interseca la turbolenza P_1 e l'intersezione tra il vettore trasverso \vec{t} e il vettore $\vec{P}_{t=1}$ con il punto P_1' si può facilmente calcolare il valore del vettore trasverso su cui poi verrà fatta la proiezione delle due velocità W e S con :

$$\left| \overrightarrow{P_{t=1}} \right| = \frac{\left| \overrightarrow{P_{t=0}} \right| * \cos(\Delta az)}{\cos(\Delta el)} \quad (2.20)$$

Dove con Δaz viene indicata la variazione di azimuth del collegamento Terra-Satellite tra due istanti successivi e con Δel la variazione di elevazione.

Da questa formula otteniamo il parametro necessario per il calcolo del vettore trasverso che altro non è che la proiezione trasversale di un vettore al tempo t_0 sul collegamento Terra-Satellite all'istante successivo.

Il vettore trasverso risulta quindi essere pari a:

$$\vec{t} = \frac{\overrightarrow{P_{t=1}} - \overrightarrow{P_{t=0}}}{\|\overrightarrow{P_{t=1}} - \overrightarrow{P_{t=0}}\|} \quad (2.21)$$

Da cui si può facilmente ricavare dalle velocità del vento W e del satellite S la componente trasversale:

$$T_w = \vec{t} \cdot \vec{W} \quad (2.22)$$

$$T_s = \vec{t} \cdot \vec{S} \quad (2.23)$$

Dove \cdot rappresenta il prodotto scalare.

Un esempio delle due velocità è illustrato nella figura seguente

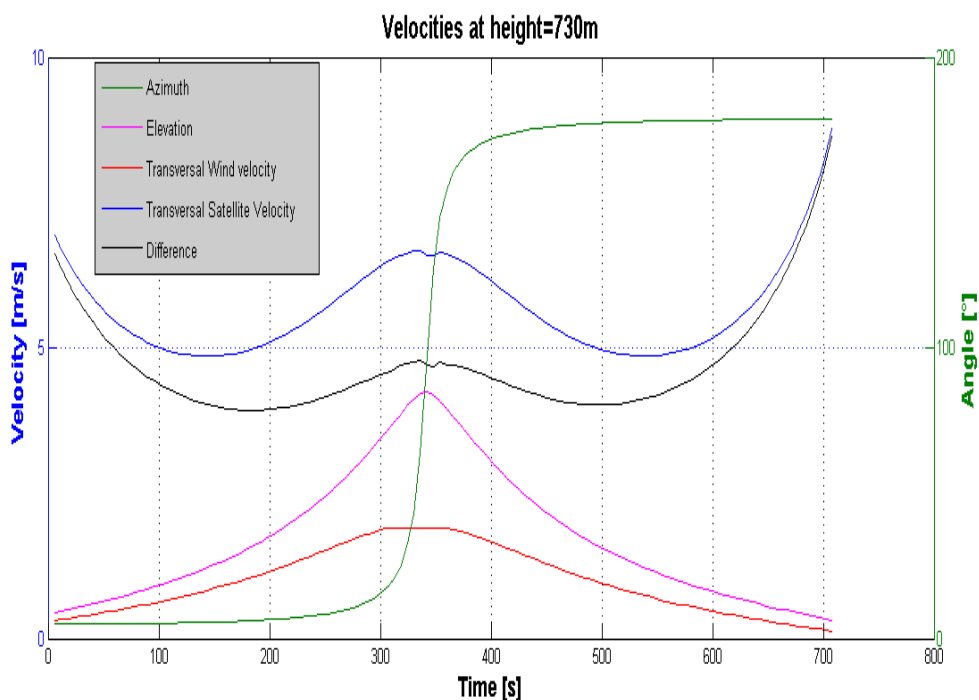


Figura 18: Velocità Trasversali

Si noti che vengono mantenute tutte le caratteristiche attendibili dal modello precedente descritto nel paragrafo 1.11 per cui la velocità trasversale del satellite tende diminuire inizialmente a causa dell'alto valore della velocità totale S a grandi distanze dalla stazione a Terra per poi incrementarsi fino al picco in corrispondenza dello zenith. Il modello attuale si è reso necessario poiché il modello precedente non dava indicazioni sulla direzione trasversa necessaria per ricavare la velocità trasversale del vento affinché la velocità del satellite e quella del vento fossero tra loro comparabili.

Un confronto tra il metodo qui proposto e quello precedentemente discusso sviluppato da Michelson and Liu è svolto nella figura seguente:

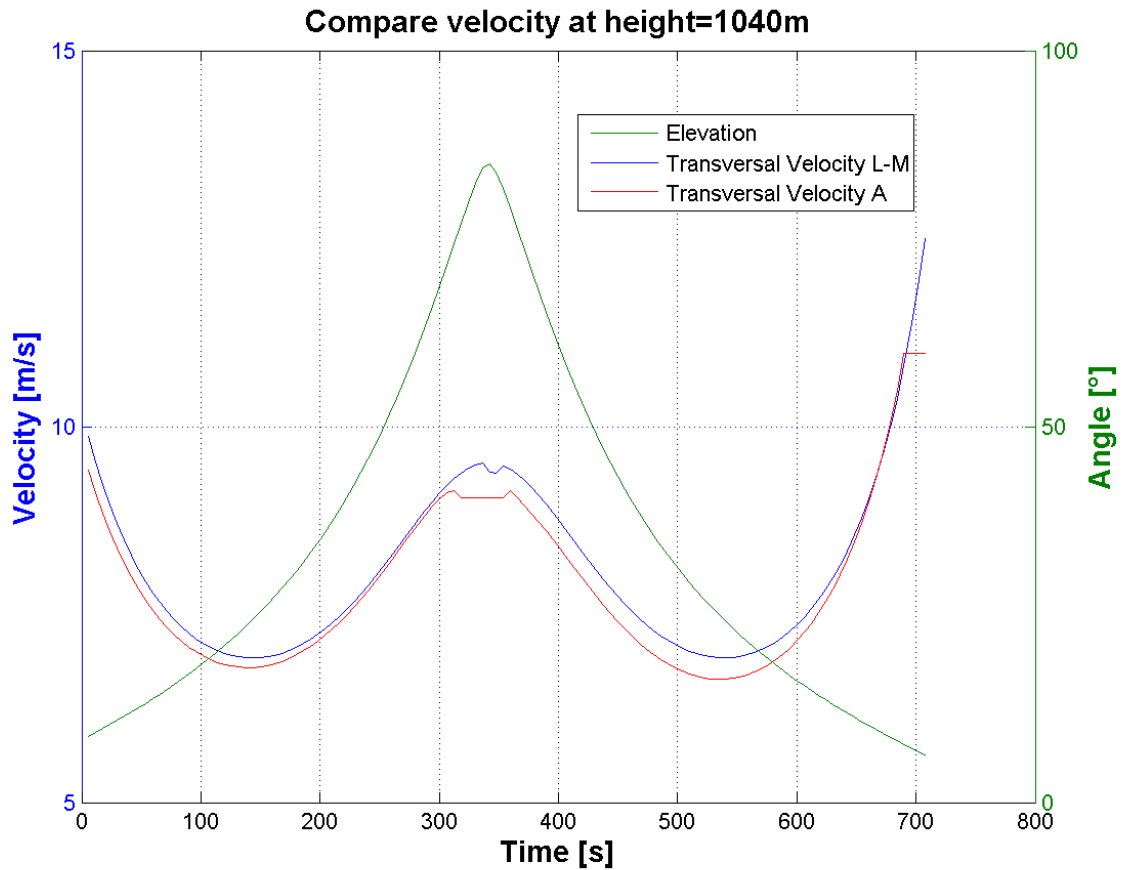


Figura 19: Confronto tra modelli sul calcolo della velocità

Come si può osservare i due modelli hanno risultati molto simili anche se il modello di Michelson (linea blu) sembra più morbido a seguito dell'uso di tre vettori per il calcolo della velocità rispetto a quello usato in questo modello (linea rossa).

2.6 Il problema dell'altezza

Uno dei maggiori problemi del modello è stato determinare la quota del livello di turbolenza. Inizialmente si è provato a calcolare l'altezza del massimo valore della costante di struttura dell'indice di rifrazione C_n^2 . Tuttavia questo ha portato ad una evoluzione della velocità del satellite molto casuale in quanto i vettori utili per il suo calcolo variavano l'intensità di parecchio nella stessa quantità di tempo prefissata. Un esempio dei risultati ottenuti applicando comunque una soglia sulla C_n^2 per trascurare gli effetti marginali è proposta nella figura seguente.

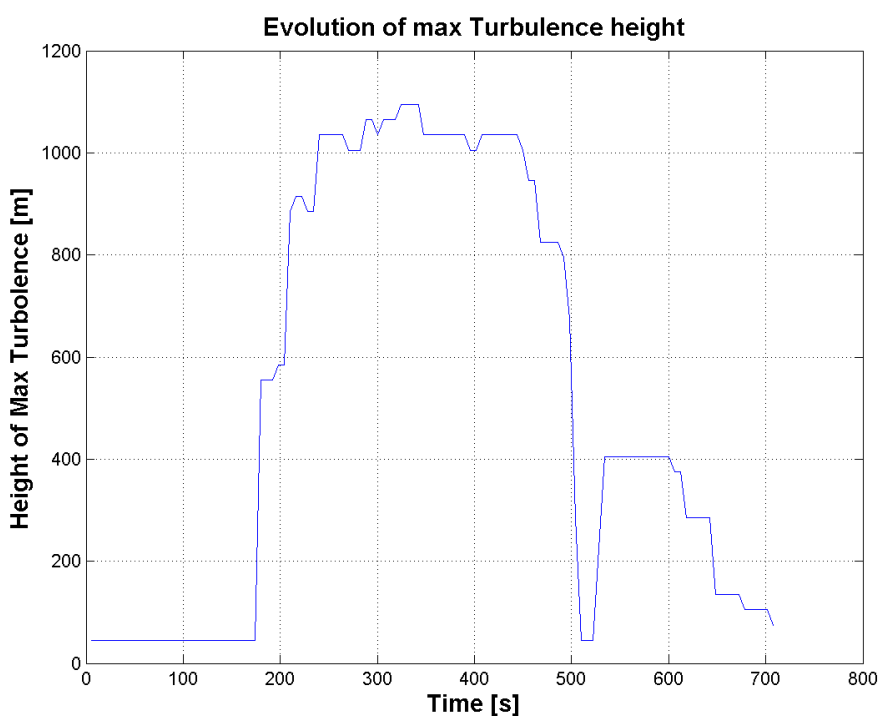


Figura 20: Evoluzione dell'altezza dei massimi di C_n^2

Per ovviare a questo problema si è deciso di definire un livello fisso ottenuto dallo studio dei profili verticali della costante di struttura.

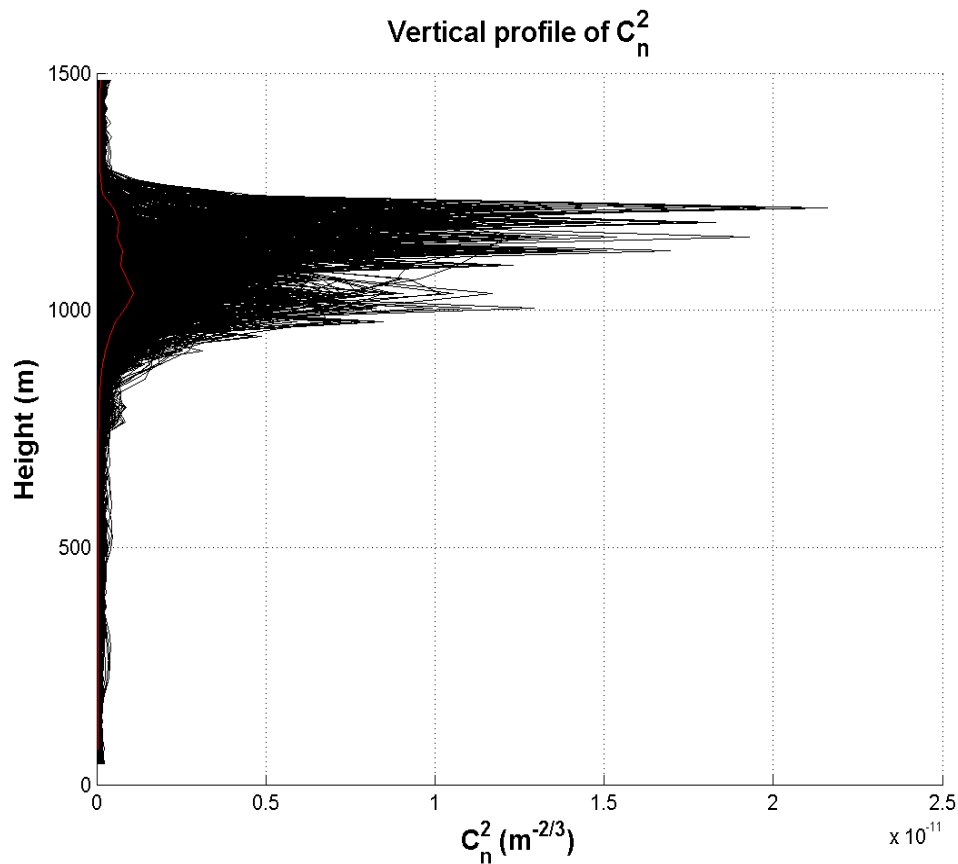


Figura 21: Profili verticali di C_n^2

Le linee nere indicano i valori di C_n^2 lungo la traiettoria Terra-Satellite, ad ogni linea corrisponde una diversa traiettoria definita dall'angolo di elevazione e dall'azimuth. La linea rossa rappresenta la media di questi valori. Si può notare che i livelli più intensi di turbolenza sono ad una quota maggiore della media totale.

Questi profili permettono di stabilire la quota del livello di turbolenza e lo spessore dello strato turbolento. Nell'esempio qui proposto si nota che la turbolenza inizia ad essere intensa per quote comprese tra gli 800m ed i 1300m.

2.7 Generazione delle serie temporali

Per generare le serie temporali occorre costruire il filtro ottenuto dallo spettro di potenza per ogni istante temporale durante il passaggio del satellite.

Ovvero la generazione di serie temporali avviene attraverso un sistema lineare tempovariante. In ingresso viene mandato un segnale casuale, solitamente un rumore Gaussiano bianco che verrà filtrato dal sistema tempo variante producendo all'uscita le serie temporali delle scintillazioni.

Il concetto è descritto dalla figura:

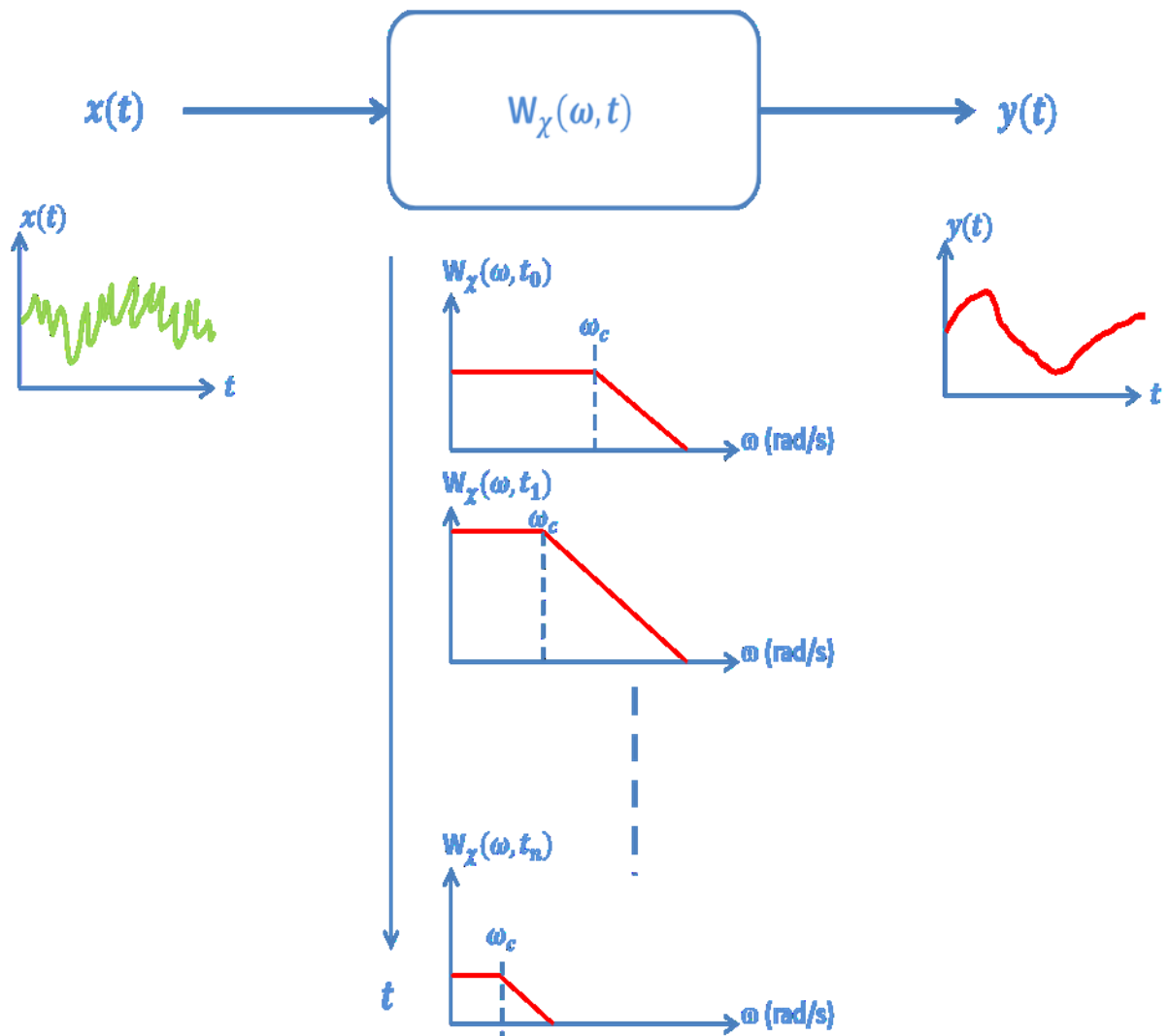


Figura 22: Generazione di serie temporali

Per funzionare questo sistema necessita che il tempo di campionamento del segnale rumoroso deve essere più alto (almeno 10 volte) del tempo di campionamento dello spettro delle scintillazioni..

APPLICAZIONE DEL MODELLO AI DATI LES

3.1 LES

La LES, Large Eddy Simulation è un modello matematico usato per lo studio di fenomeni turbolenti. Nella modellizzazione della propagazione delle onde elettromagnetiche l'utilizzo della LES è ristretto per la propagazione a corto raggio di onde ottiche in ambienti turbolenti. Per propagazioni a grandi distanze l'utilizzo della LES è limitato allo studio della costante di struttura dell'indice di rifrazione. La LES viene applicata quindi per la simulazione diretta delle scale più grandi ma, attraverso l'uso di una serie di filtri, riesce a modellizzare anche le scale più piccole. L'atmosfera studiata non contiene nuvole, vento geostrofico, divergenza verticale e la velocità media verticale è quasi nulla. Gli altri parametri della simulazione LES sono:

- gradiente iniziale della temperatura = 5K/km
- gradiente dell'umidità specifica = $-0,002 \text{ km}^{-1}$
- flusso superficiale verticale della temperatura = 0,15K m/s
- flusso superficiale verticale dell'umidità specifica = $6,1 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}$

3.2 Dati atmosferici di questa simulazione

I dati che verranno impiegati per questo modello derivano da una simulazione LES dell'ISL (Institut of Saint-Louis). La simulazione tratta un ipotetico luogo piatto in un giorno d'estate senza pioggia, nuvole o vento medio. Tutti i dati atmosferici forniti sono noti in una matrice tridimensionale spaziale di dimensioni pari a circa 5km orizzontalmente con risoluzione di 30 m e 1550m verticalmente sempre con risoluzione di 30m, la stazione Terrestre è posta nel mezzo di questa griglia nel piano orizzontale a quota nulla. L'atmosfera fornita varia ogni 20s nell'arco temporale di un'ora tuttavia per mostrare i dati contenuti inizialmente verrà considerato solo il primo campione atmosferico.

3.2.1 Temperatura

In questi paragrafi illustrerò delle diapositive dei principali fattori atmosferici ottenuti dai dati LES. Saranno rappresentati da due piani verticali (x,z) e (y,z) e da un piano orizzontale (x,y) per mostrare la loro evoluzione spaziale.

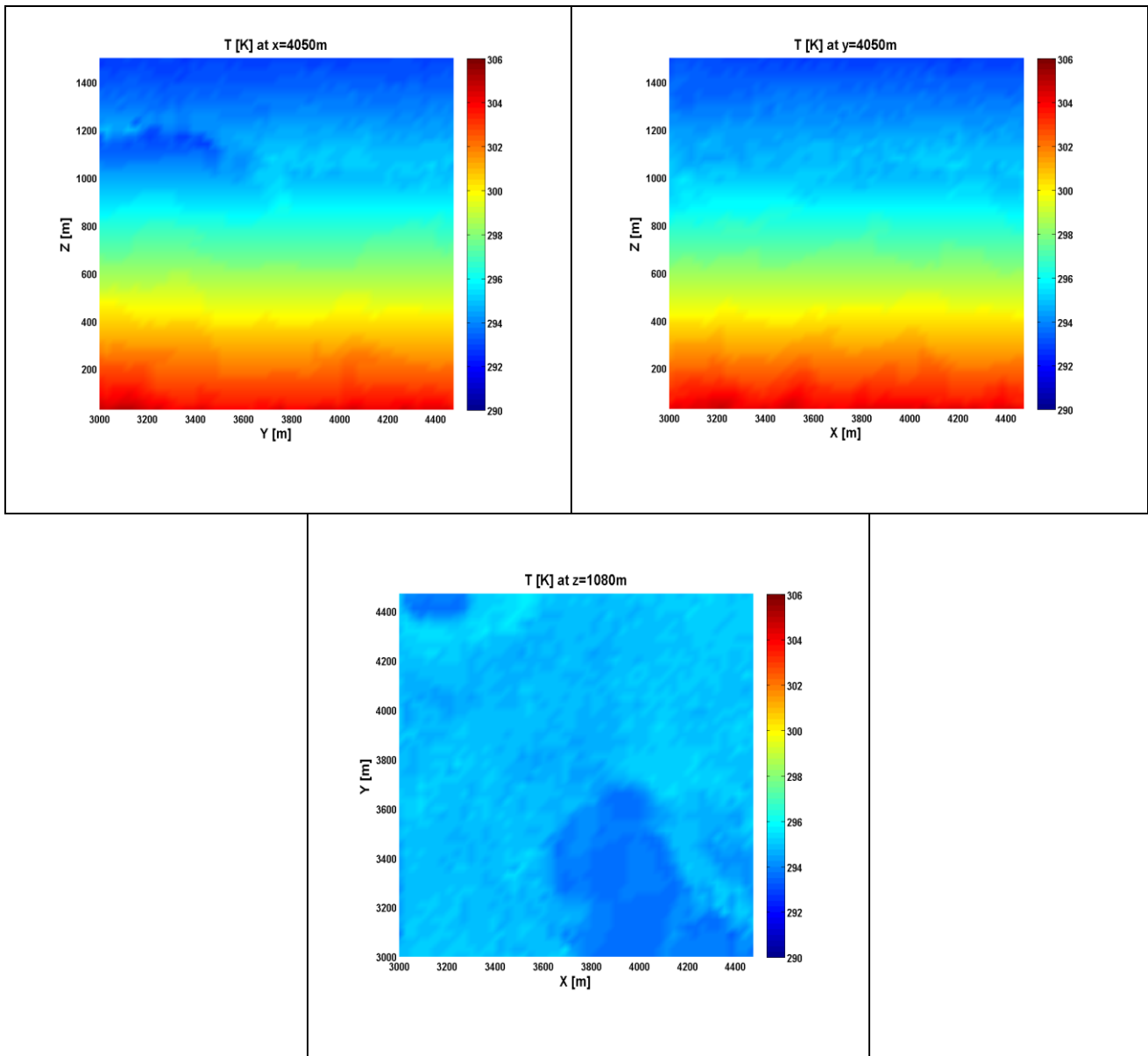


Figura 23: Variazioni della temperatura nei tre piani spaziali

Come si può notare la temperatura decresce con l'aumentare della quota quasi regolarmente da oltre i 300K al suolo fino a circa 290K all'altezza massima tuttavia mostra piccole perturbazioni sia nel piano orizzontale che in quello verticale.

3.2.2 Pressione

La pressione, misurata in hPa, è uno dei parametri più stabili nei tre piani in quanto difficilmente ha perturbazioni con l'aumentare della quota.

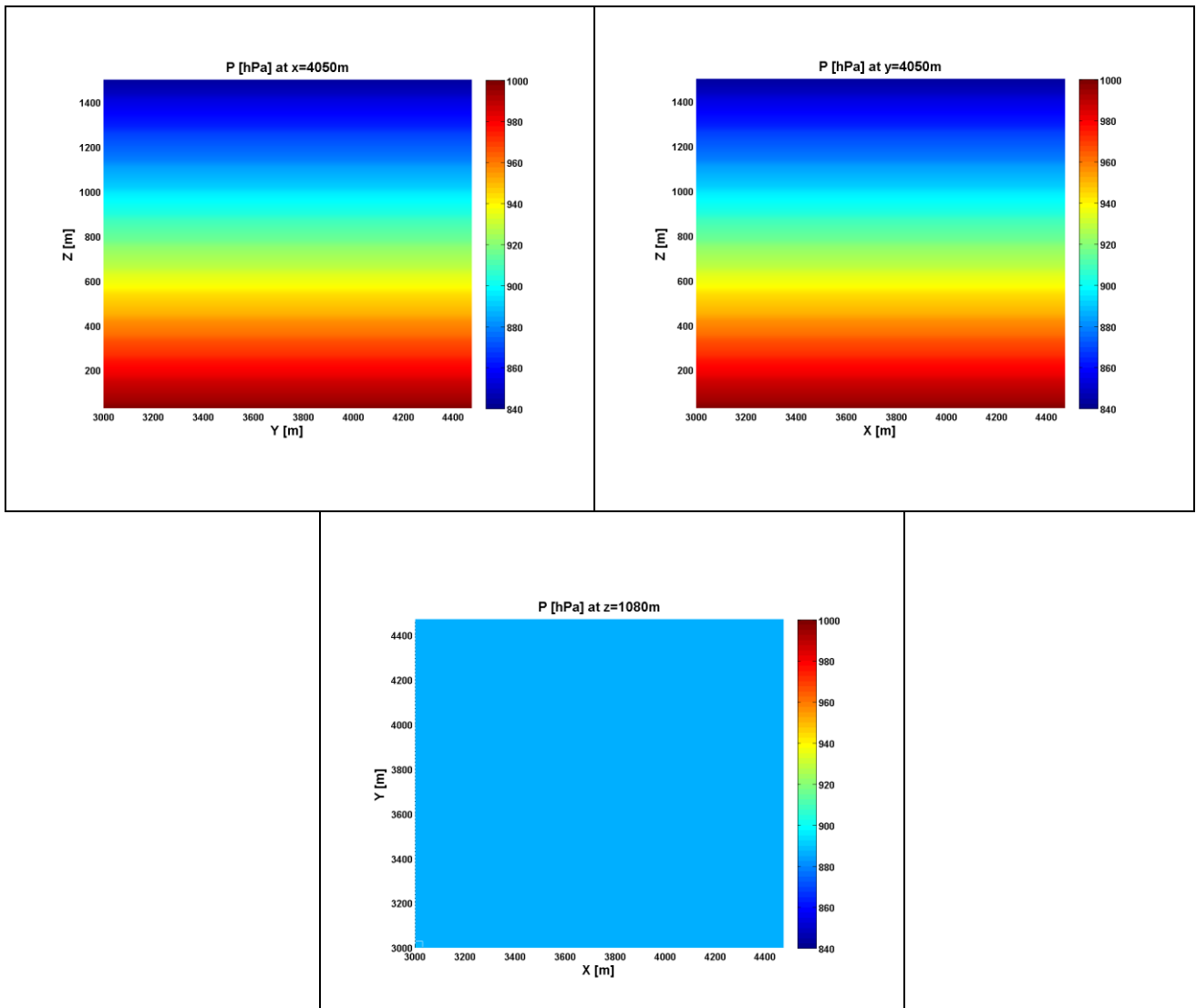


Figura 24:Variazioni della pressione nei tre piani spaziali

Anche in questo caso la pressione decresce con l'aumentare della quota regolarmente da in una scala da 840hPa a 1000hPa. A quota fissa ovvero nel piano orizzontale assume valore costante.

3.2.3 Umidità

L'umidità misurata in kg di vapore/kg di aria secca è un fattore che ha molti cambiamenti sulla piccola scala. È un fattore che insieme al vento dà maggiormente origine alle variazioni di rifrattività.

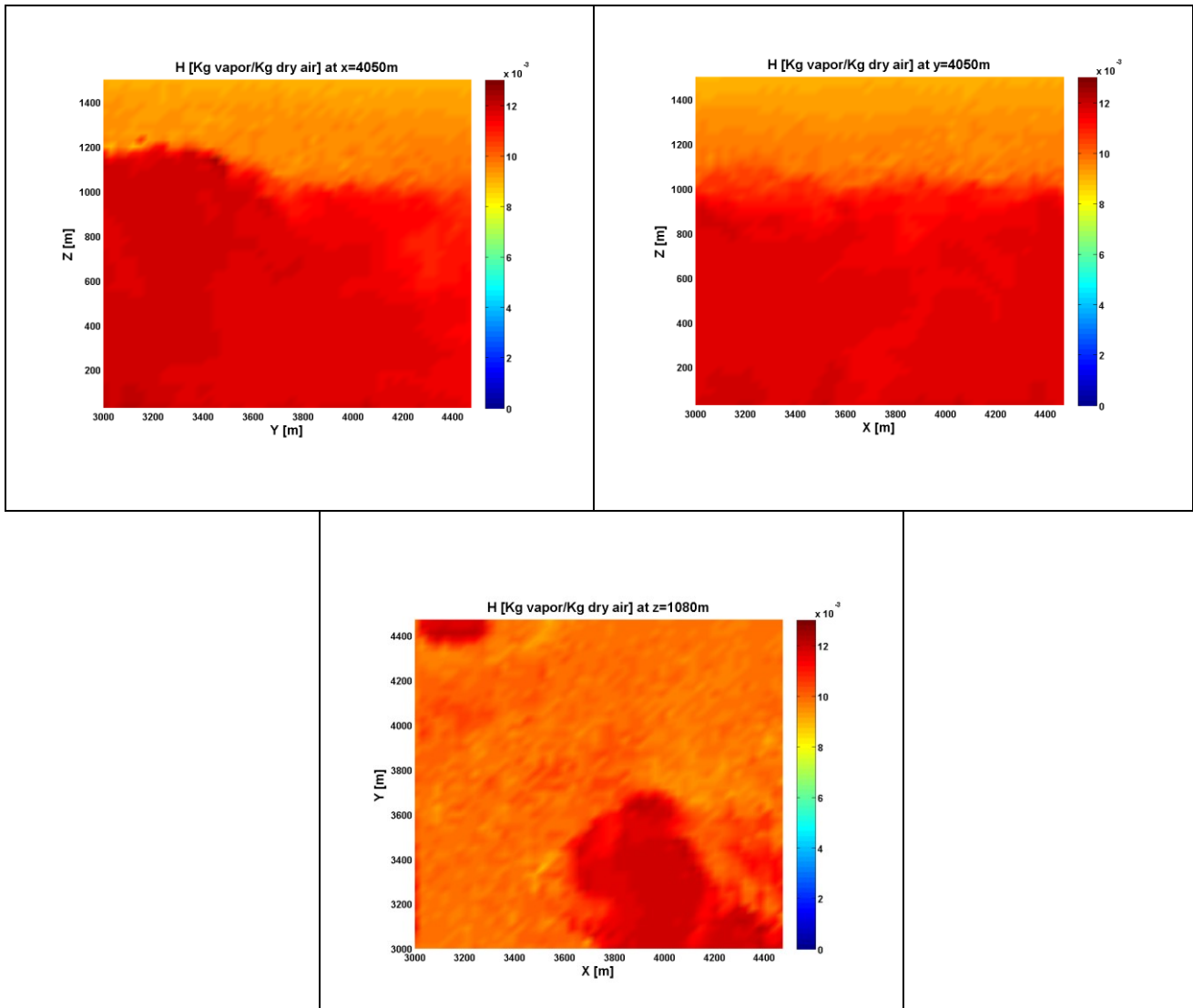


Figura 25:Variazioni dell'umidità nei tre piani spaziali

L'umidità ha variazioni dell'ordine del 10^{-3} tuttavia è uno dei più perturbati sia nel piano verticale che in quello orizzontale, ciò da origine a forti turbolenze. La variazione maggiore è nell'intorno dei 1000m di quota attorno a valori del 10^{-4} kg di vapore/kg di aria secca.

3.2.4 EDR

Il rateo di dissipazione dell'energia (EDR) è un fattore importante per lo studio dello strato limite atmosferico. La sua rappresentazione su piani verticali permette di conoscere la quota di generazione della turbolenza. Sebbene non venga usato in questo modello risulta utile per la comprensione dell'origine della turbolenza. Viene misurato in m^2/s^3 .

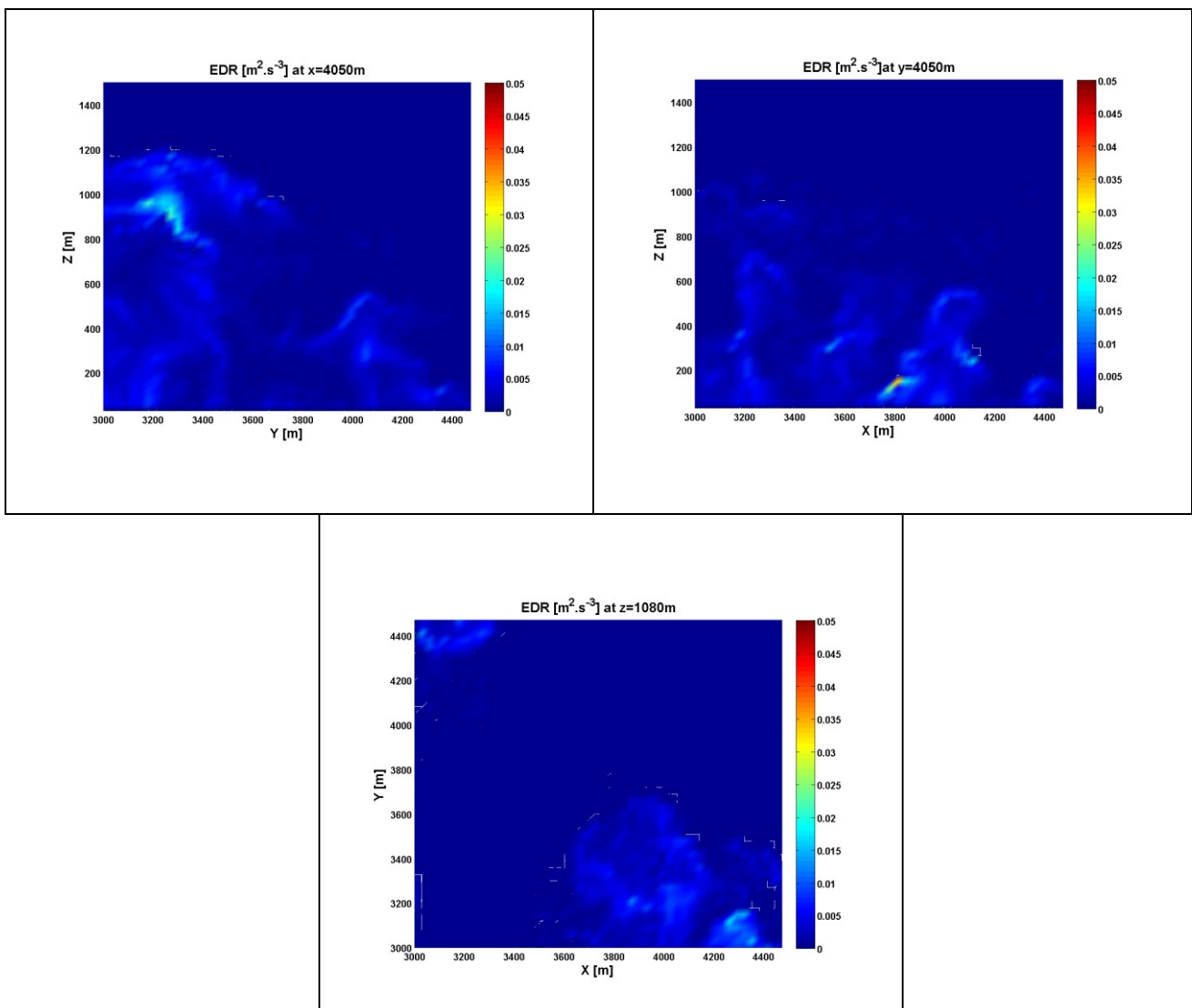


Figura 26:Variazioni dell'EDR nei tre piani spaziali

Le perturbazioni hanno valori intorno al $10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}^3$, si nota che esistono fino e non oltre una quota di circa 1200m. Oltre questa quota è difficile aspettarsi forti turbolenze.

3.2.5 Pressione del vapore acqueo

Sebbene non sia incorporato nei dati LES la pressione del vapore acqueo è utile al fine del calcolo della rifrattività. Per ottenerlo basta un semplice calcolo

$$e = 100 * \frac{H*P}{(0.62198+H)} \quad (3.1)$$

Si misura come la pressione in hPa.

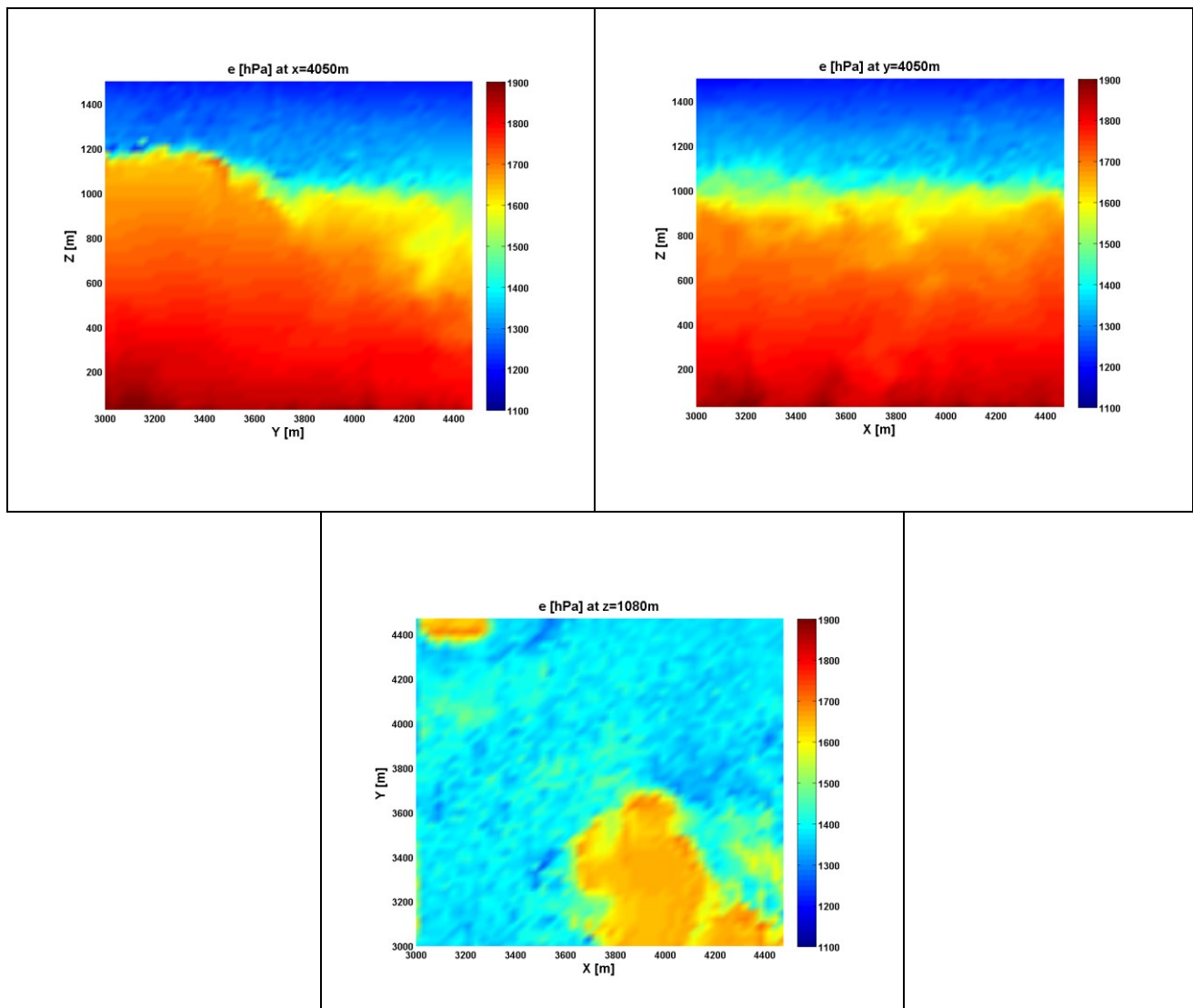


Figura 27:Variazioni della pressione del vapor acqueo nei tre piani spaziali

Come per l'umidità anche e varia notevolmente nei tre piani, di circa 800hPa nel piano verticale e circa 500hPa in quello orizzontale. Anche in questo caso le perturbazioni più intense si collocano tra i 1000m ed i 1200m di quota.

3.2.6 Rifrattività

La rifrattività non è un dato contenuto all'interno della simulazione ma conoscendo temperatura, pressione e pressione del vapore acqueo è facilmente calcolabile con la formula 1.5. Viene misurata in parti per milione (ppm).

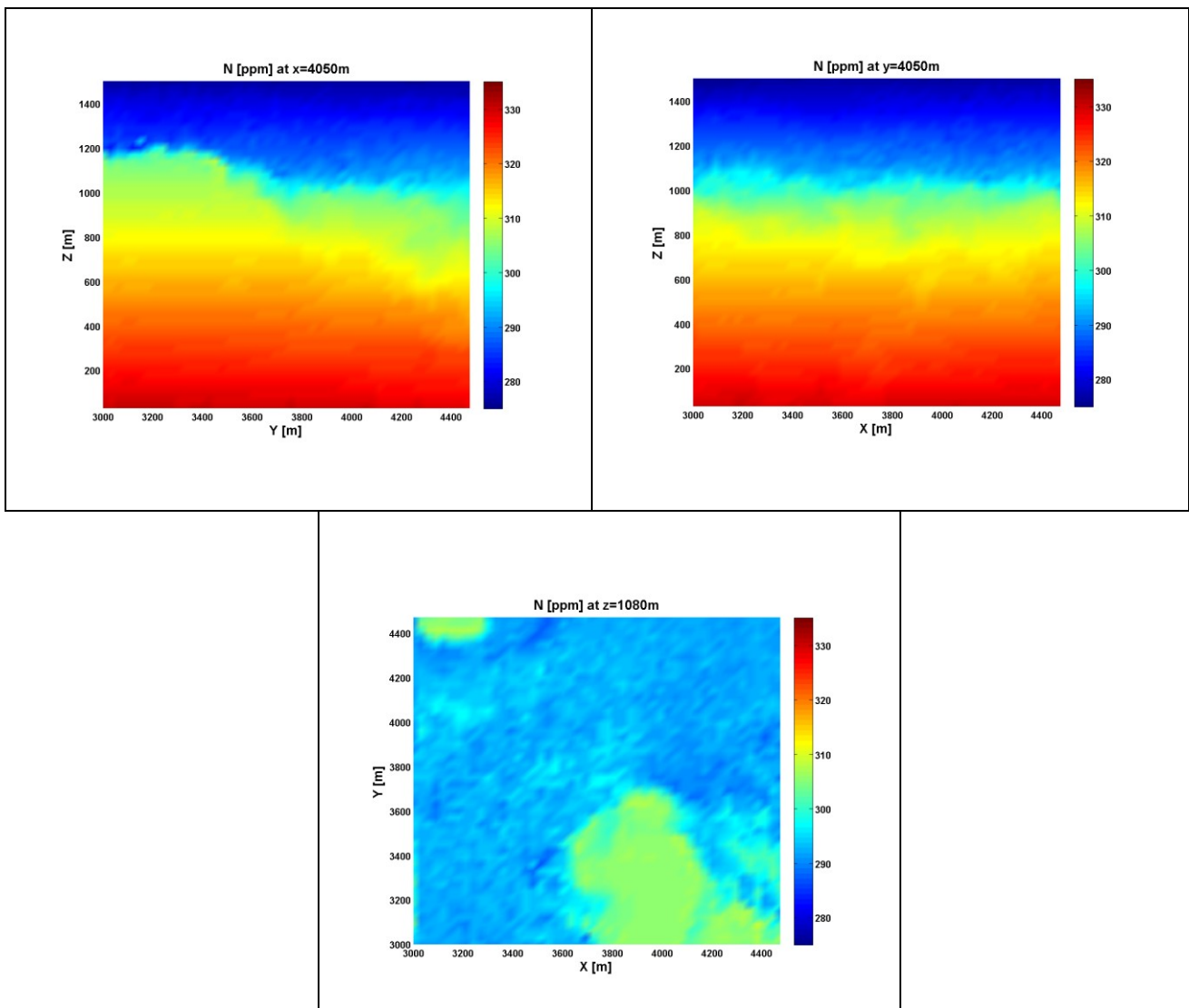


Figura 28:Variazioni della rifrattività nei tre piani spaziali

Dalle figure precedenti era facile attendersi forti cambiamenti nella rifrattività a quote intorno ai 1100m, in quest'intorno si hanno variazioni di circa 30ppm. Ciò porterà alla presenza di forti turbolenze in quella zona. Inoltre la rifrattività ha anche oscillazione nel piano orizzontale anche se in maniera più contenuta, nell'ordine dei 10ppm.

3.2.7 Velocità delle componenti ventose locali

Il vento viene introdotto nella simulazione LES attraverso le sue componenti locali nelle tre direzioni cartesiane non essendoci un vento medio in questa simulazione. Le componenti del vento sono U rispetto all'asse delle x , V rispetto all'asse delle y e W in verticale; vengono misurate in m/s. Inoltre le componenti del vento sono vettori di provenienza ovvero il loro verso non indica la destinazione alla quale puntano ma la loro origine, per questo motivo occorre cambiare il loro segno nel calcolo della velocità totale in un punto.

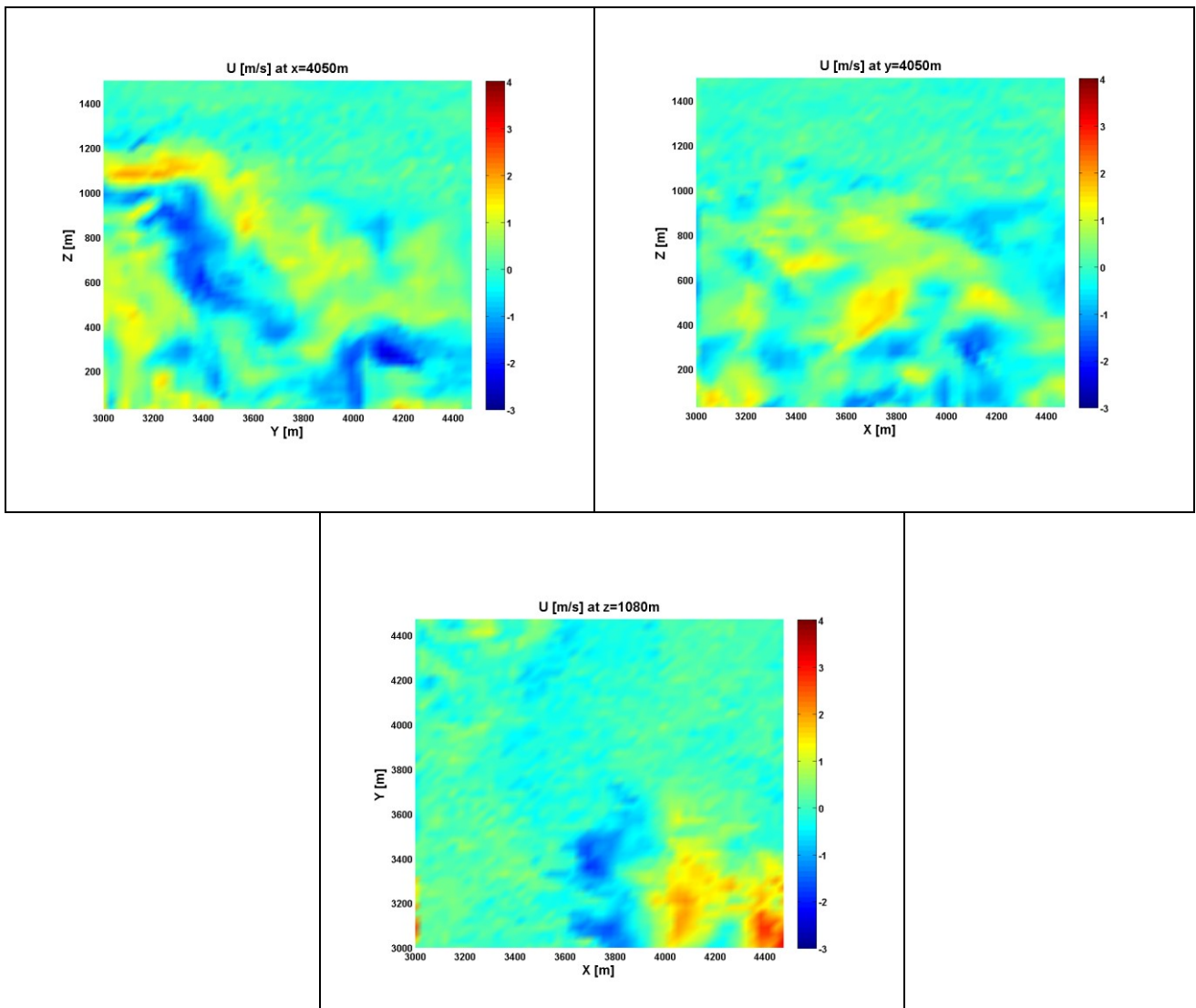


Figura 29:Variazioni della componente in direzione x del vento nei tre piani spaziali

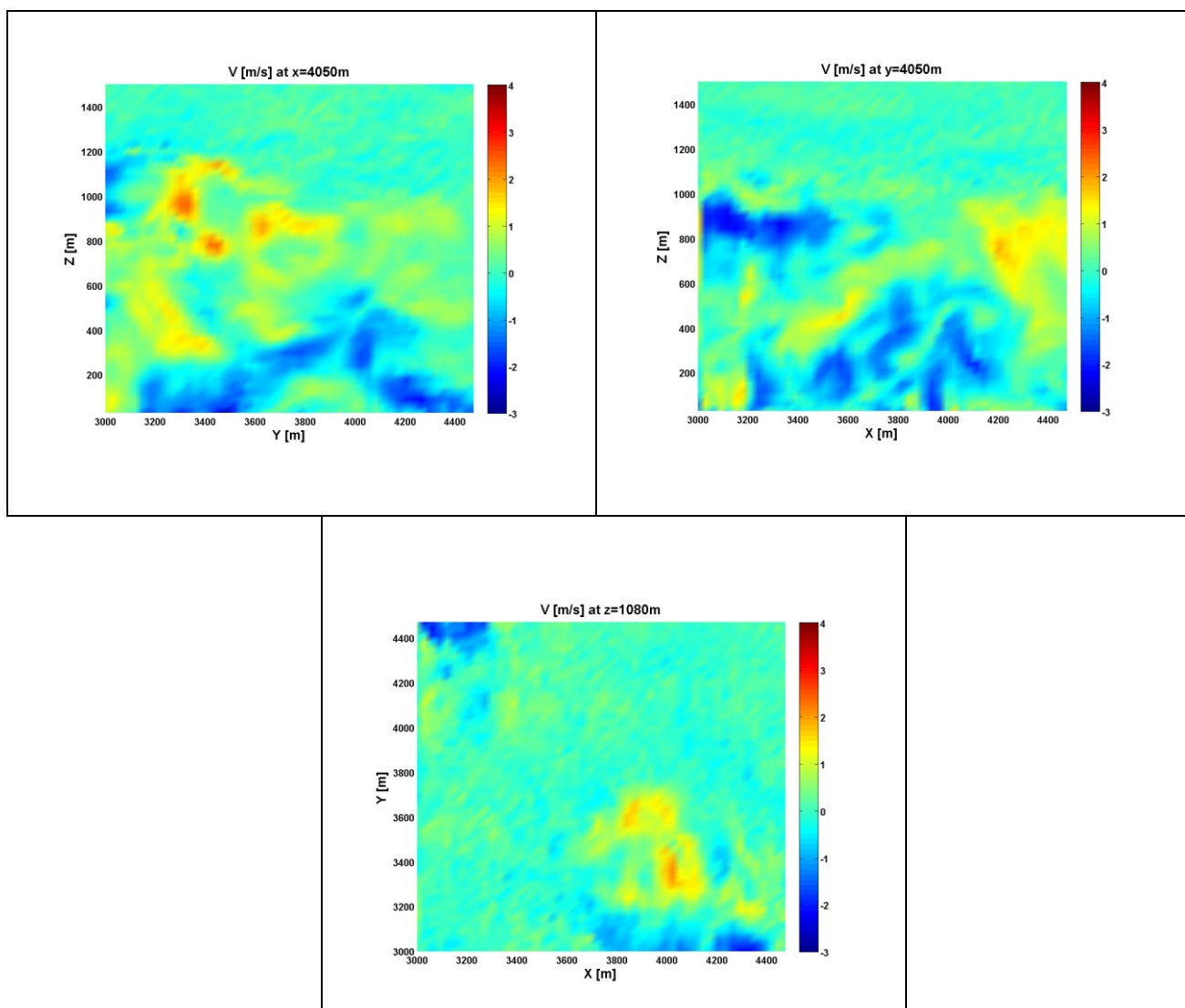


Figura 30:Variazioni della componente in direzione -y del vento nei tre piani spaziali

Nei due piani verticali le componenti assumono valori locali compresi tra i -3 m/s e i 4 m/s. Per la maggior parte hanno valori rasenti lo 0 ma con improvvisi picchi a distanza molto breve. Il vento orizzontale difficilmente crea forti situazioni di turbolenza tuttavia essendo uno dei fattori con maggiori variazioni spaziali nell'arco spaziale che in quello temporale risulta un elemento fondamentale per lo studio delle scintillazioni.

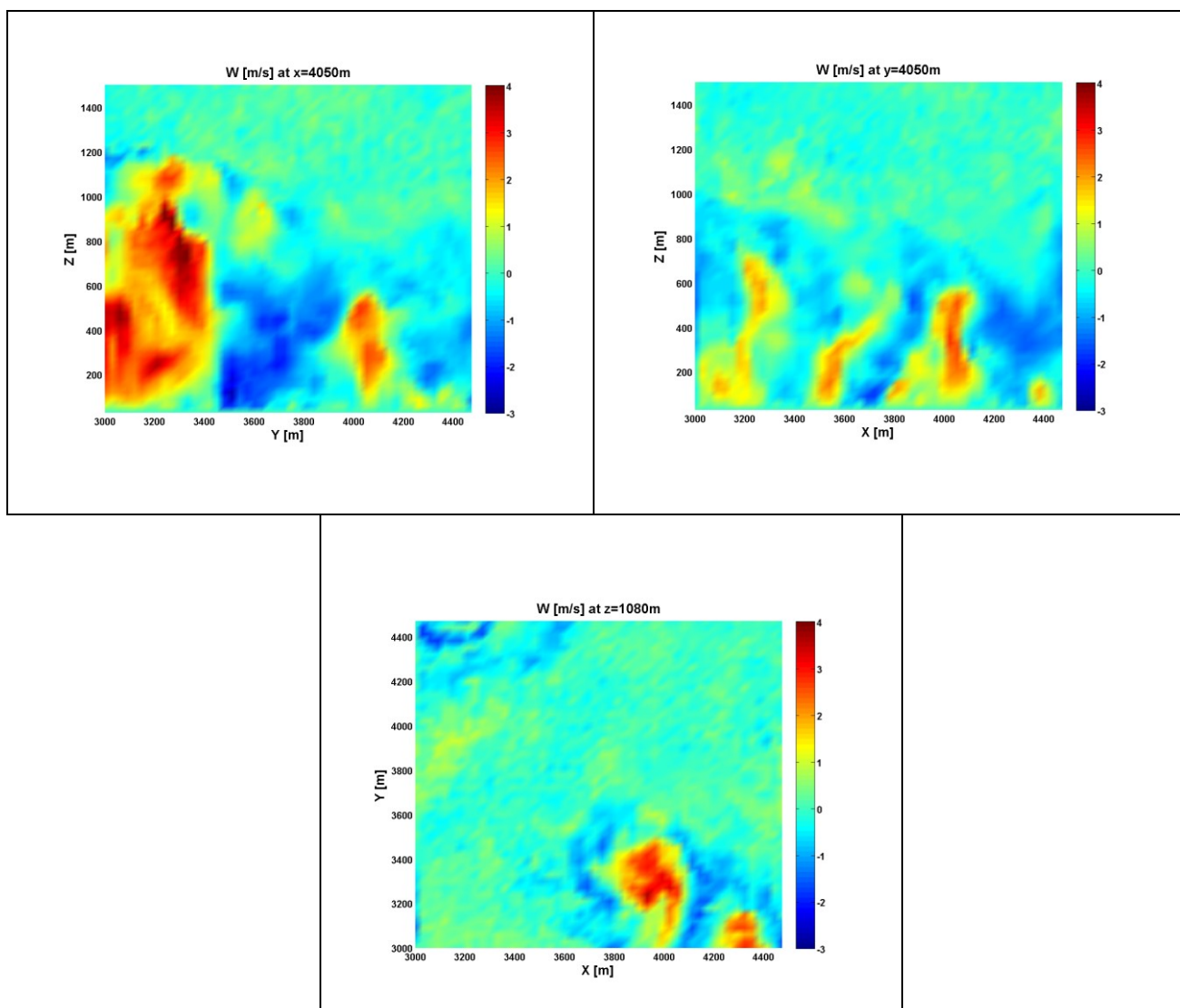


Figura 31:Variazioni della componente in direzione x del vento nei tre piani spaziali

La componente verticale del vento è l'elemento di maggior causa delle scintillazioni poiché avendo valori elevati e alte variazioni sia orizzontalmente che verticalmente induce forti spostamenti di masse d'ari che creeranno turbolenza. Nella prima delle tre figure si può ancora notare l'intenso valore della velocità della componente verticale del vento nella regione che più risulta essere perturbata negli altri fattori atmosferici.

3.2.8 Costante di struttura dell'indice di rifrazione

Il calcolo di questo parametro viene effettuato utilizzando la geometria volumetrica riportata nel capitolo 2.3 e la formula 2.2. C_n^2 si misura in $m^{-2/3}$ ed è un indice dello stato turbolento dell'atmosfera.

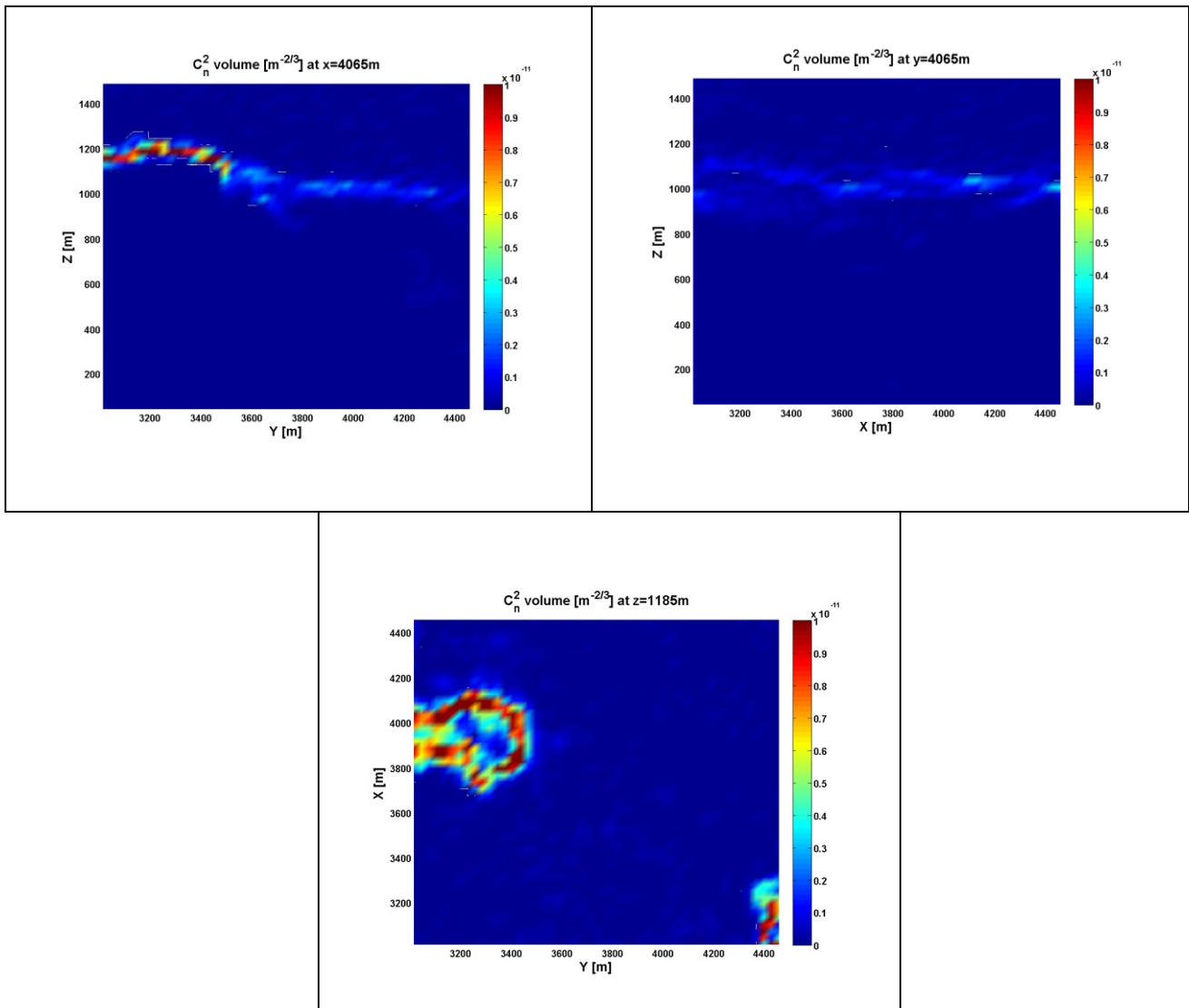


Figura 32:Variazioni della rifrattività nei tre piani spaziali

Le perturbazioni più intense raggiungono valori superiori a $10^{-11} m^{-2/3}$ che è indice di forte turbolenza, alla quota di circa 1100m che indica quindi il nostro strato di turbolenza. L'ultima figura è stata capovolta per meglio identificare la regione nel piano orizzontale affetta da perturbazioni e si può notare che anche in questo piano ci sono forti variazioni di C_n^2 rendendolo non omogeneo.

3.3 Dati orbitali

Per lo studio della propagazione in atmosfera del segnale occorrono i dati riguardanti la visibilità del satellite LEO in termini di angolo di elevazione espresso in gradi [°] e azimuth espresso anch'esso in gradi al variare del tempo. ONERA ha fornito i seguenti dati orbitali che verranno utilizzati in questo modello sviluppati su un generatore di orbite da caratteristiche simili al satellite Metop-A, che si trova ad un'altitudine di 800km, poiché visibile dall'antenna situata a Louvain La Neuve, luogo in cui questo modello stato sviluppato.

L'evoluzione temporale dei dati di visibilità è rappresentata in figura:

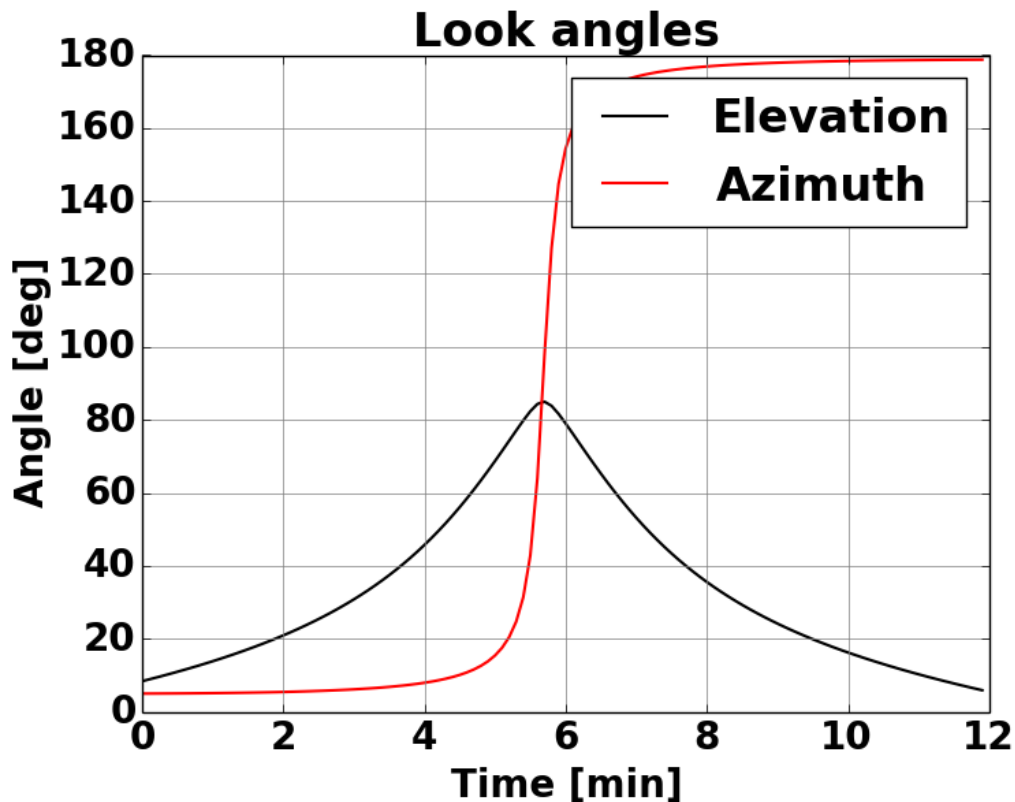


Figura 33: Evoluzione degli angoli di elevazione e azimuth nel tempo

La visibilità del satellite è di circa 12 minuti spazati regolarmente ogni 6 secondi. In questo arco di tempo l'azimuth passa dal valore di 0° coincidente con il semiasse positivo delle x (il nostro Nord) fino al valore di 180° muovendosi in senso antiorario come da convenzione. L'elevazione invece parte da un angolo di circa 10° rispetto al piano (x,y) fino a sfiorare i 90°.

3.4 Scenari per la generazione delle serie temporali

Dopo la discussione dei dati in ingresso per il modello spiegato nella seconda parte di questa tesi esso verrà applicato allo scopo di generare le serie temporali. Verranno mostrati tre scenari differenti di utilizzo del modello:

- il primo scenario prenderà in considerazione l'atmosfera descritta finora che verrà mantenuta invariabile durante tutto il passaggio del satellite. Questa è una grossa approssimazione in quanto i dati atmosferici soprattutto a causa del vento variano significativamente nell'arco temporale di visibilità del satellite
- il secondo scenario calcolerà le serie temporali variando i dati atmosferici ogni 20 secondi durante il passaggio del satellite misurando se il modello è adatto ad un caso più realistico del precedente
- l'ultimo scenario utilizzerà un collegamento Terra-Satellite fisso in termini di azimuth e elevazione facendo scorrere tutti i campioni atmosferici forniti da ILS in maniera simile ad un collegamento satellitare geostazionario

I dati comuni ai tre metodi saranno ora illustrati:

- le caratteristiche del segnale e dell'antenna ricevente sono :
 - frequenza della portante $f_c=26$ GHz, tipica della banda Ka, a cui corrisponde una lunghezza d'onda $\lambda=0,01$ m
 - la dimensione geometrica dell'antenna ricevente $D_g=1,2$ m
 - l'efficacia dell'antenna $\eta=0,7$
- le dimensioni usate per individuare le regioni dello spettro sono:
 - dimensione della scala interna $l_0=0,01$ m
 - dimensione della scala interna $L_0=100$ m

- l'altezza dello strato della turbolenza e il suo spessore possono essere ricavati dalla visualizzazione dei profili verticali della C_n^2 , i dati sono comuni ma non uguali a tutti i campioni atmosferici. Dalla figura sottostante si ricava che la quota dello strato turbolento è di 1100m con spessore pari a 350m. Si noti una piccola anomalia di estrema turbolenza comune a tutti i campioni atmosferici ed eliminata ai fini di questo lavoro in quanto ritenuta un errore sistematico

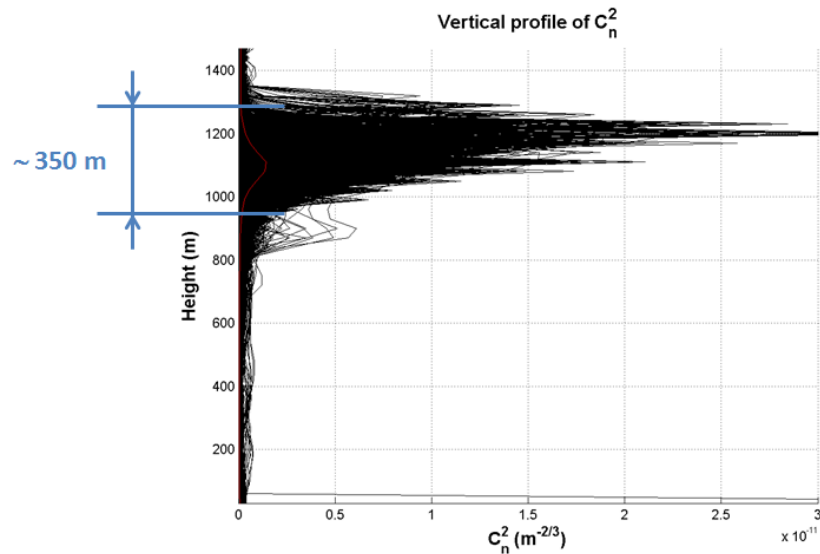


Figura 34: Profilo verticale di C_n^2

Dallo schema sottostante si può intuire che le dimensioni ridotte del volume LES non permettono la visualizzazione di collegamenti Terra-Satellite per angoli di elevazioni bassi, inferiori a circa 35° poiché questa traiettoria raggiungerà lo strato turbolento al di fuori del volume LES stesso.

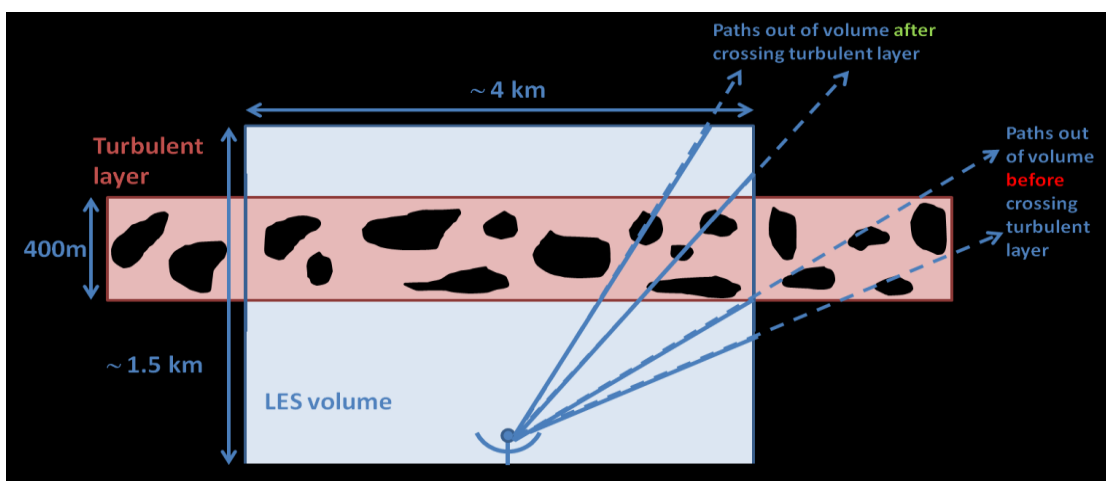


Figura 35: Modellizzazione del volume LES

3.4.1 Primo Scenario

In questo primo scenario, come in quello successivo, si procederà all'interpolazione dei valori di C_n^2 lungo le traiettorie del collegamento Terra-Satellite ai diversi angoli di visibilità attraverso una interpolazione lineare.

In seguito verranno calcolate le velocità trasversali del satellite, del vento e la loro interazione; non essendoci un vento medio ed essendo le componenti del vento locale poco significative, un vento medio di intensità nelle tre componenti spaziali pari a (5,5,0) m/s viene aggiunto per rendere il modello più reale. Ottenuta la velocità trasversale totale si completerà il calcolo della frequenza di Fresnel, verranno calcolate le due varianze, log-ampiezza e fluttuazione di fase, per ottenere i rispettivi valori asintotici dello spettro di potenza per costruire il filtro tempo variante. Infine un rumore bianco Gaussiano a potenza nulla verrà inserito nel filtro tempo variante per ottenere in uscita le serie temporali. La frequenza di campionamento del segnale in ingresso è $f_s=10\text{Hz}$ sufficientemente alta per un effettivo funzionamento del sistema.

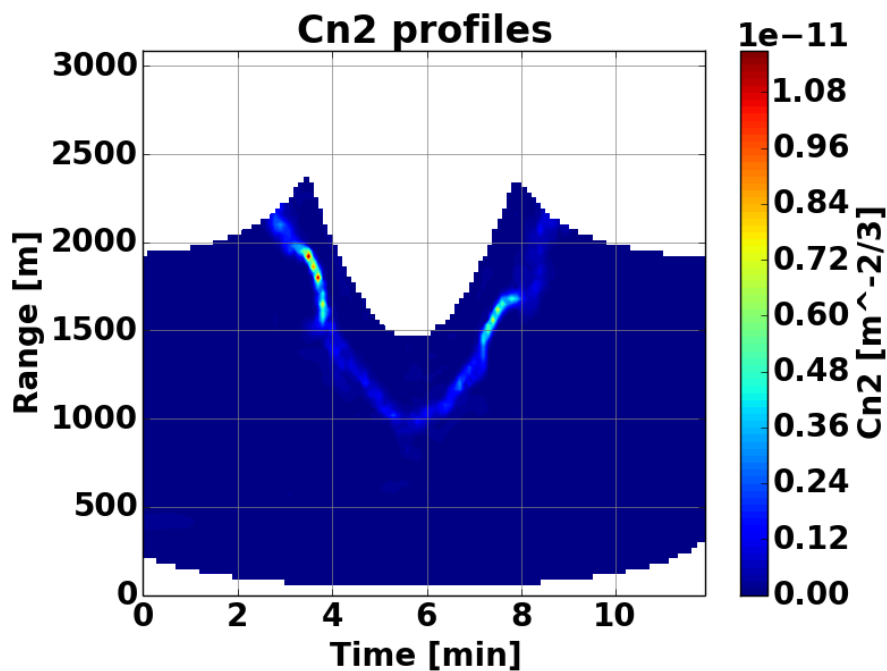


Figura 36: Scenario1 - Profili di C_n^2

I valori più alti della costante di struttura di questo campione dell'atmosfera si incontrano a basse elevazioni all'interno dello strato turbolento raggiungendo picchi dell'ordine di 10^{-11} . Durante la traiettoria i valori esterni a questo strato risultano insignificanti difatti appaiono quasi nulli (colore blu) a confronto con l'intensità delle zone turbolenti. Si può anche notare che all'incirca prima dei tre minuti e dopo i nove minuti la traiettoria ha angoli di elevazione troppo bassi per raggiungere la quota di turbolenza.

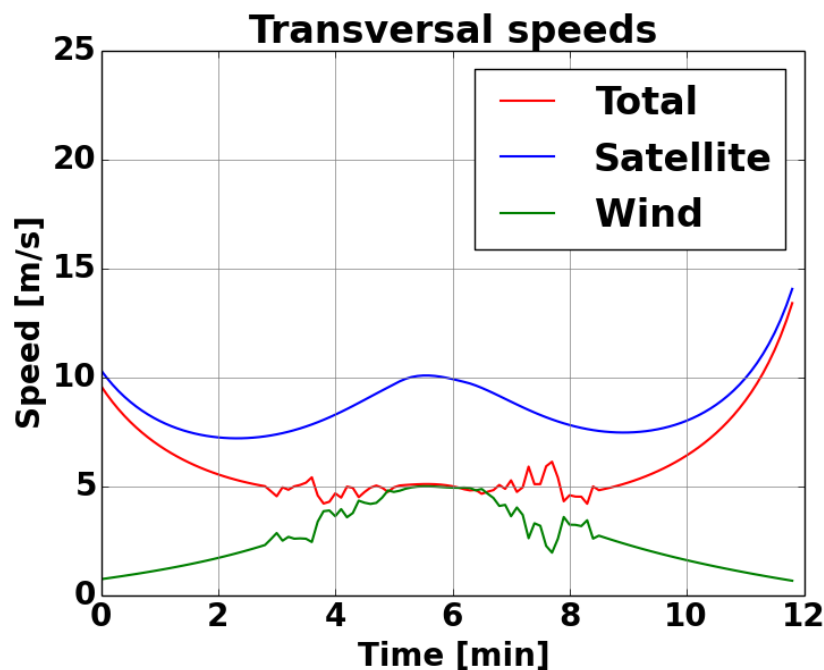


Figura 37: Scenario 1 - Velocità trasversali

I risultati delle velocità sono quelli attesi dal modello, il satellite ha un picco di velocità ad elevazioni più alte assumendo una velocità di circa 10m/s, il valore più alto di circa 15m/s è tuttavia raggiunto agli estremi dove le distanze tra la stazione a Terra e la quota turbolenta sono maggiori. Si nota quindi che questo metodo di calcolo non tiene conto dell'effettivo raggiungimento dello strato turbolento all'interno del volume LES, la velocità trasversale è indifferente alla dimensione dell'atmosfera considerata. Il vento fittizio si comporta da ostacolo alla velocità del satellite riducendo la velocità trasversa totale invece che incrementarla, ciò è dovuto all'opportuna scelta del vento medio.

Le piccole oscillazioni che compaiono quando ci si trova all'interno del volume atmosferico considerato sono dovute alle componenti locali del vento casuali che aumentano o diminuiscono la velocità trasversale del vento di qualche m/s al massimo. La figura seguente mostra queste componenti isolandole dal vento medio.

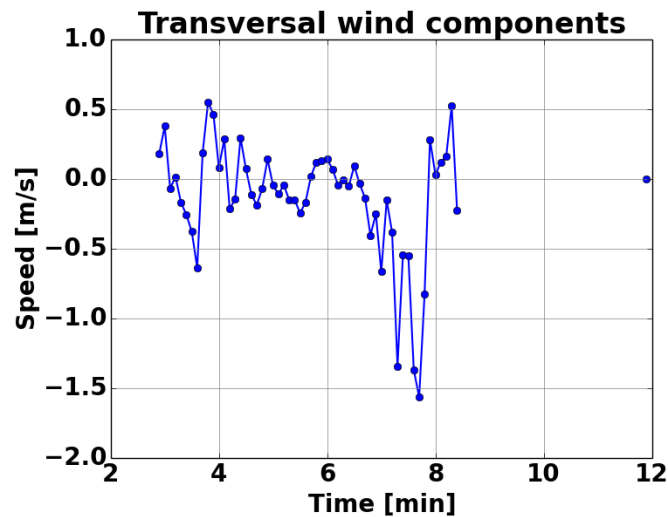


Figura 38: Scenario 1 - Componenti trasversali del vento locale

La figura non inizia al tempo $t=0$ poiché ci si trova in una zona dove non si raggiunge la quota di turbolenza all'interno del volume e che quindi rende impossibile conoscere le componenti locali in quei punti.

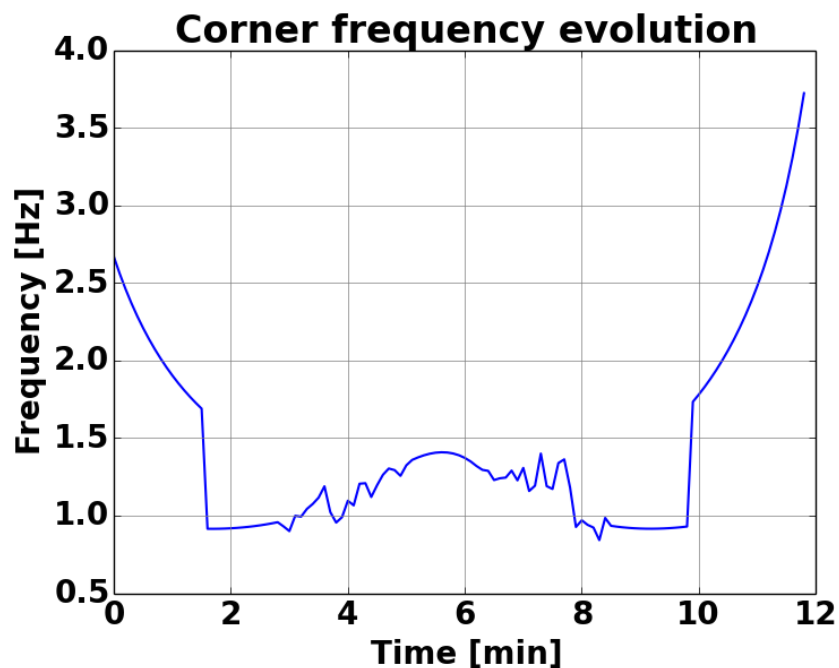


Figura 39: Scenario 1 - Evoluzione della frequenza di cut-off

La frequenza di cut-off o la frequenza di Fresnel a meno di un fattore moltiplicativo assume valori molto alti al di fuori della zona interna al volume fino ad un rapido decremento dopo il quale si attiene ai valori aspettati nell'intorno dell'unità di Hertz con dei picchi fino a 1,4Hz. Ci si aspetterebbe che seguisse fedelmente la forma d'onda della velocità trasversa totale in quanto sono direttamente proporzionali ma è anche vero che questa frequenza è inversamente proporzionale alla radice della lunghezza di strato turbolento attraversato. La figura di questa:

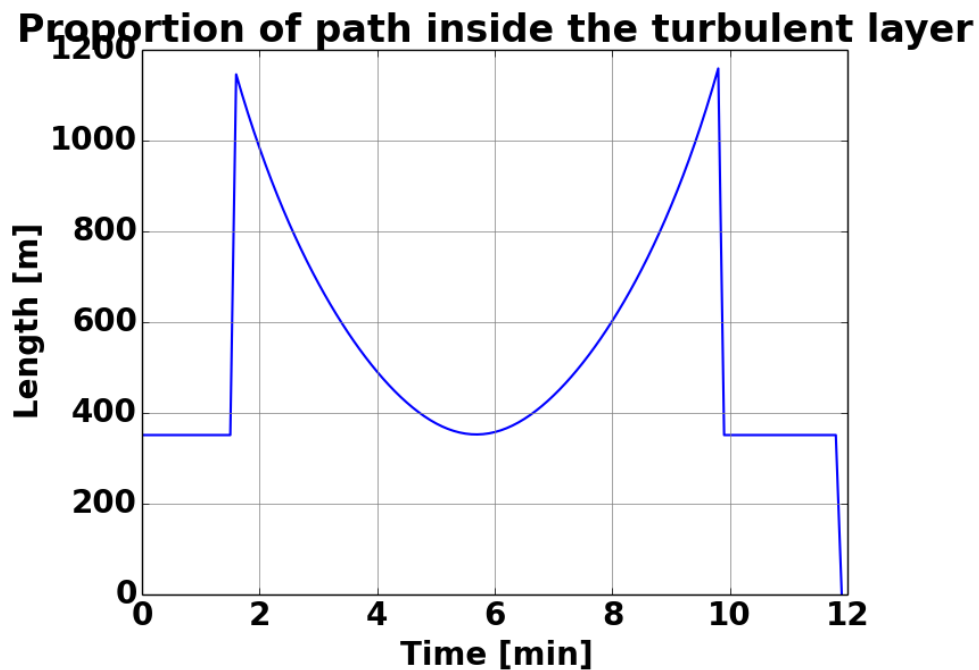


Figura 40: Scenario 1 - Proporzione del collegamento all'interno dello strato turbolento

In questo modello la lunghezza di tratta di attraversamento dello strato turbolento è uguale allo spessore fin quando non viene calcolata all'effettivo attraversamento dello strato all'interno del volume. Quindi al di fuori del volume LES la frequenza di Fresnel segue la forma della variazione della velocità trasversa totale ameno di un semplice fattore di scala, successivamente con la variazione della porzione della lunghezza di tratta si ha una modifica alla forma assumendo valori più consoni alla frequenza di Fresnel, usando i veri valori di lunghezza essi sarebbero così elevati da attenuare la forma della frequenza.. Ovviamente avendo a disposizione un campione atmosferico di dimensioni maggiori gli effetti esterni alla dimensione usata nella LES si avrebbe una forma migliore della frequenza di Fresnel, tuttavia i risultati all'interno del volume sono rapportabili ad altri studi sulla frequenza di Fresnel rendendo comunque questo modello valido. Inoltre i valori esterni non intaccano il filtro in quanto in quei punti anche gli asintoti sono nulli essendo nulle le varianze.

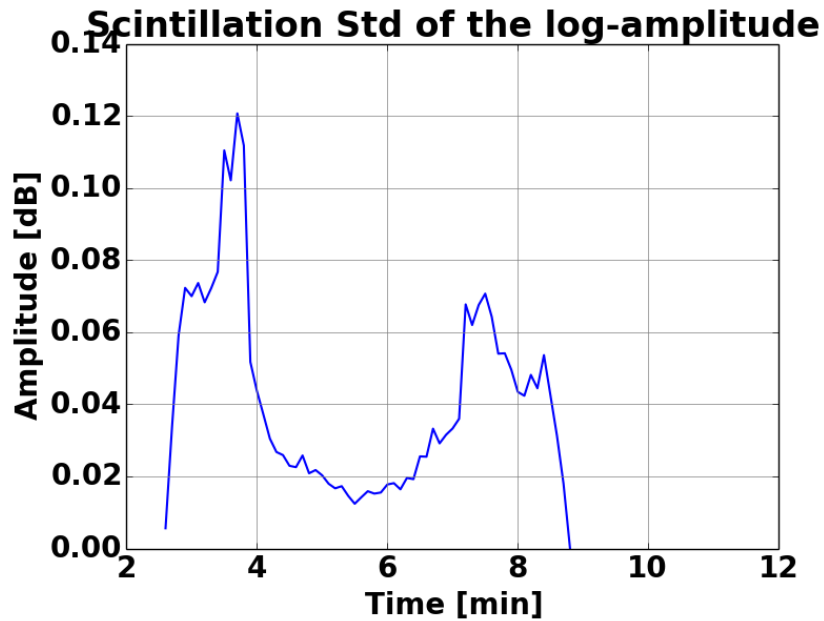


Figura 41: Scenario 1 - Varianza della log-ampiezza

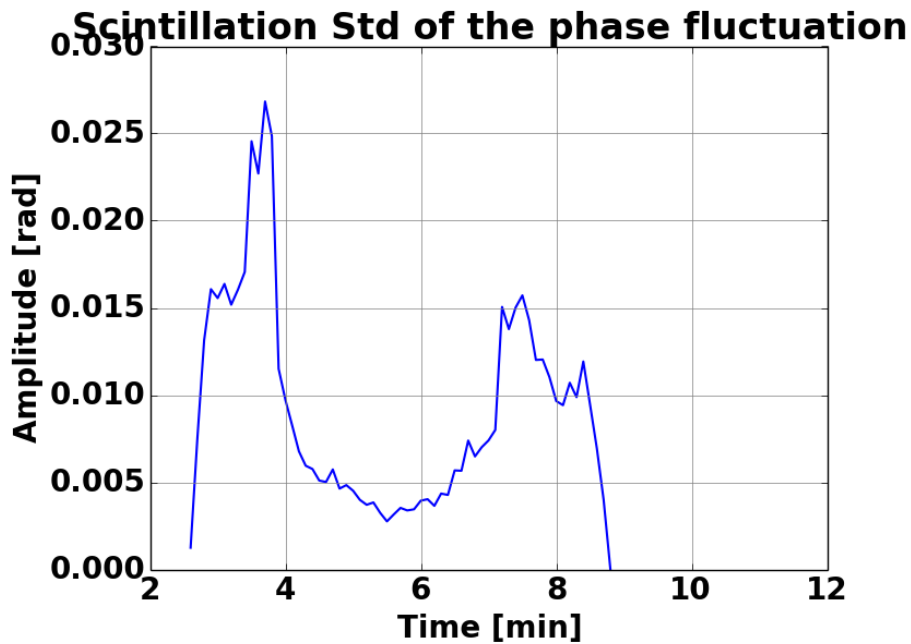


Figura 42: Scenario 1 - Varianza della fluttuazione di fase

Le varianze hanno forma identica poiché differiscono solo da un fattore moltiplicativo. Come accennato sono nulle al di fuori del volume del raggiungimento dello strato turbolento. La forma dipende principalmente dalla lunghezza di attraversamento dello strato turbolento tuttavia i valori sono strettamente legati alla C_n^2 infatti il primo picco è in corrispondenza dei valori più alti di turbolenza. I valori della varianza della log-ampiezza risultano essere bassi e questo è coerente con la teoria della bassa dispersione, infatti si hanno valori dei picchi poco superiori allo 0,01dB.

Scintillation spectrum of the log-amplitude

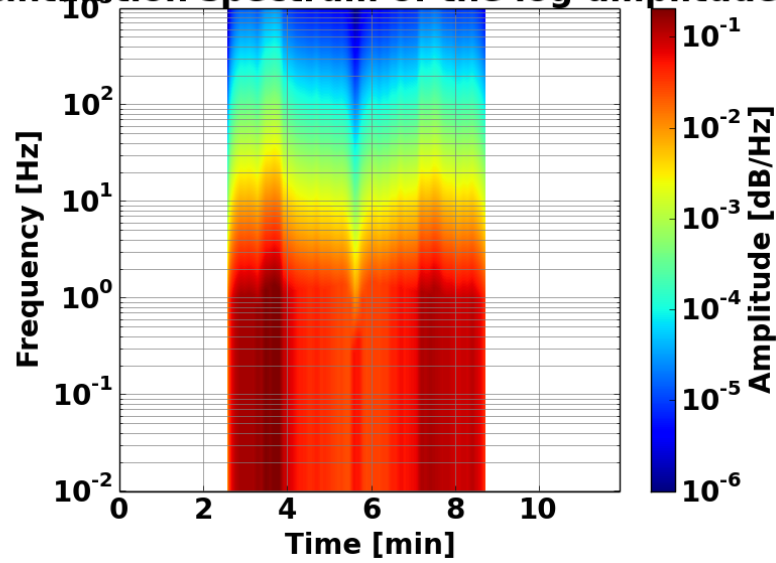


Figura 43:Scenario 1 - Filtro in tempo ed in frequenza dello spettro della log-ampiezza

Scintillation spectrum of the phase fluctuation

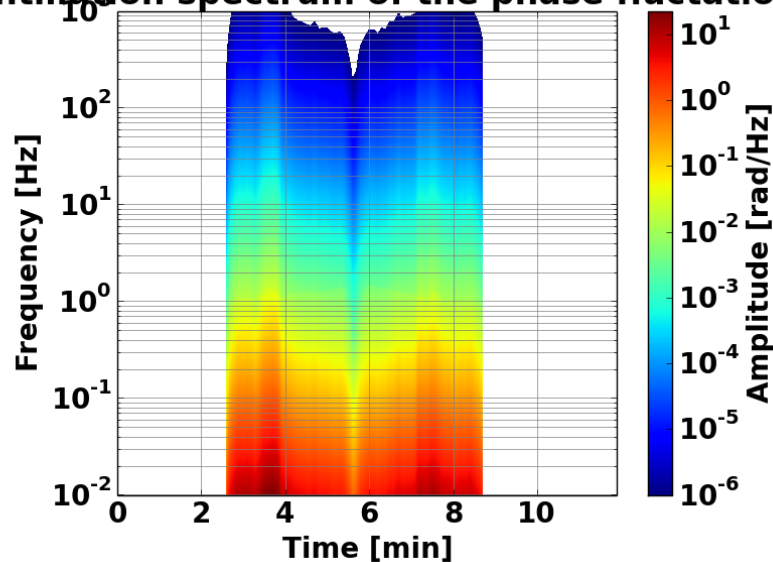


Figura 44:Scenario 1 - Filtro in tempo ed in frequenza dello spettro della fluttuazione di fase

I filtri assumono la stessa forma della varianza infatti hanno il valore massimo dell'asintoto a bassa frequenza con valori paragonabili all'unità è situato in corrispondenza dei picchi della varianza e il minimo nella zona di massimo angolo di elevazione quando lo strato turbolento da attraversare è più tenue. Similmente si comporta lo spettro della fluttuazione della fase.

Scintillation time serie of the log-amplitude

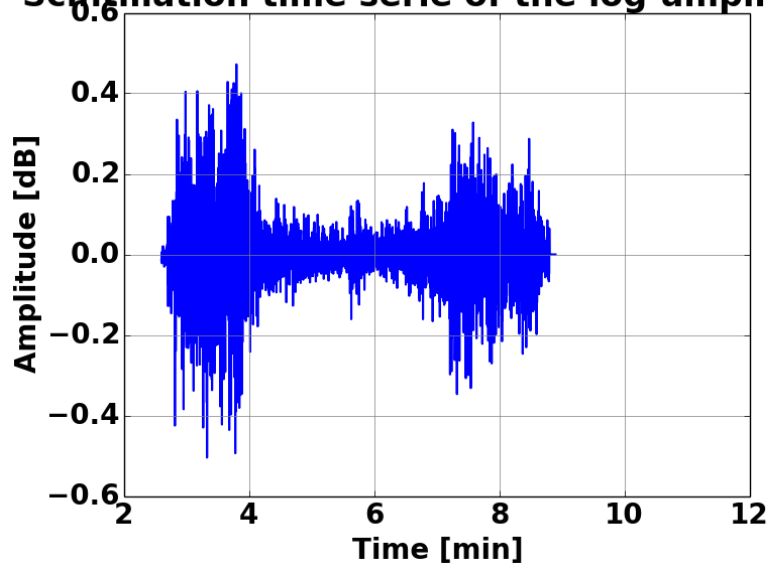


Figura 45:Scenario 1 - Serie temporale della log ampiezza

Scintillation time serie of the phase fluctuation

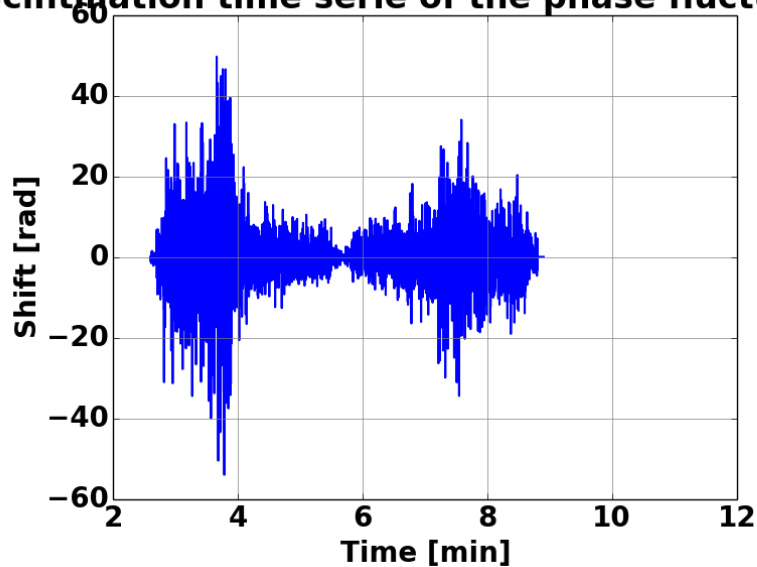


Figura 46:Scenario 1 - Serie temporale della fluttuazione della fase

Le serie temporali hanno un'evoluzione strettamente dipendente dalla forma della varianza. A basse elevazioni le scintillazioni della log-ampiezza assumono i valori più alti in corrispondenza dei picchi della varianza della log-ampiezza ovvero dove il filtro ha più guadagno fino ad una estensione piccolo di circa 0,8dB. Viceversa ad angoli di elevazione più alti raggiungono il minimo ovvero a valori di 0,2 dB. Commenti simili possono essere fatti per le fluttuazioni di fase.

3.4.2 Secondo scenario

In questo scenario la l'atmosfera cambierà ogni 20s, i campioni forniti da ISL coprono circa un'ora ma la ridotta visibilità del satellite non permette l'utilizzo di tutti. Usando gli stessi parametri dello scenario 1, ovvero l'introduzione di un vento medio di intensità delle componenti pari a (5,5,0)m/s e la stessa frequenza di campionamento $f_s=10\text{Hz}$, noteremo le differenze rispetto al primo scenario. Considerando che le variazioni delle velocità trasversali saranno pressoché identiche a meno di piccole fluttuazioni dovute alle componenti locali del vento anche la frequenza di Fresnel rimarrà invariata. Ci concentreremo quindi sul vero cambiamento tra i campioni atmosferici ovvero le variazioni della costante di struttura dell'indice di rifrazione.

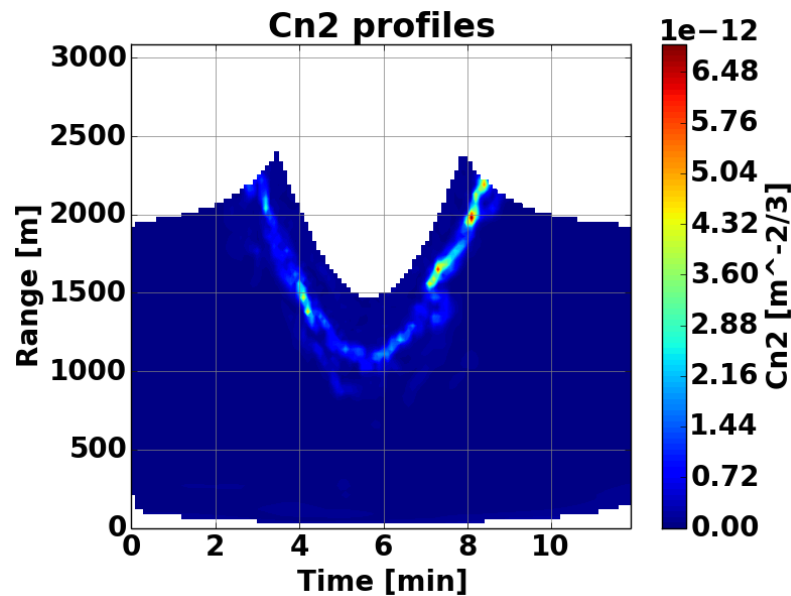


Figura 47:Scenario 2 - Profili di Cn2

Notiamo che rispetto al caso precedente le intensità della turbolenza sono calate di valore di quasi la metà. Tuttavia rimangono più elevate nelle zone dove l'angolo di elevazione è più basso. Si può dedurre che piuttosto che un forte valore di variazione dell'indice di rifrazione sia più l'accumulo di esse a generare forte turbolenza.

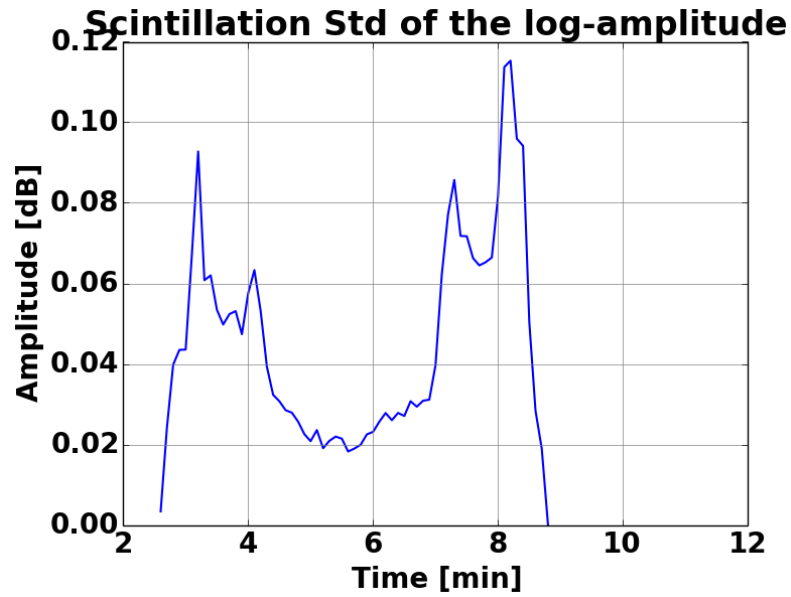


Figura 48:Scenario 2 - Varianza della log-ampiezza

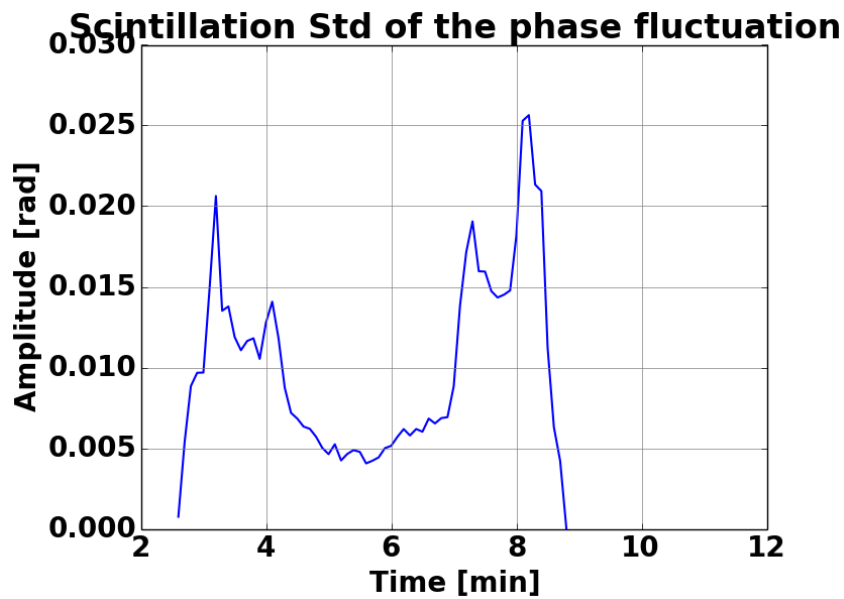


Figura 49:Scenario 2 - Varianza della fluttuazione di fase

La varianza della log-ampiezza in questo scenario assume valori comparabili con la varianza dello scenario 1 nonostante i valori della costante di struttura siano differenti. Ovviamente il picco maggiore è in corrispondenza della zona con più alta turbolenza come illustrato nella figura precedente. Si può però assumere che il fattore principale nel calcolo della varianza sia la porzione di strato turbolento attraversato.

Scintillation spectrum of the log-amplitude

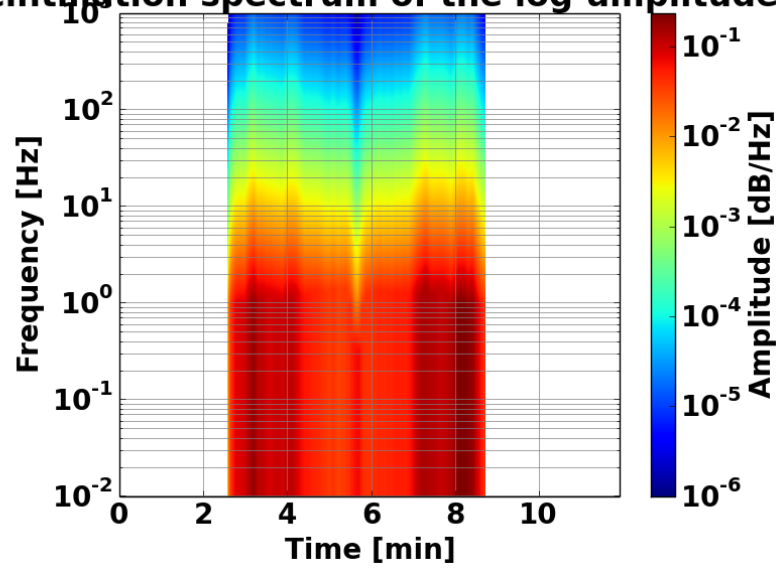


Figura 50:Scenario 2 - Filtro in tempo ed in frequenza dello spettro della log-ampiezza

Scintillation spectrum of the phase fluctuation

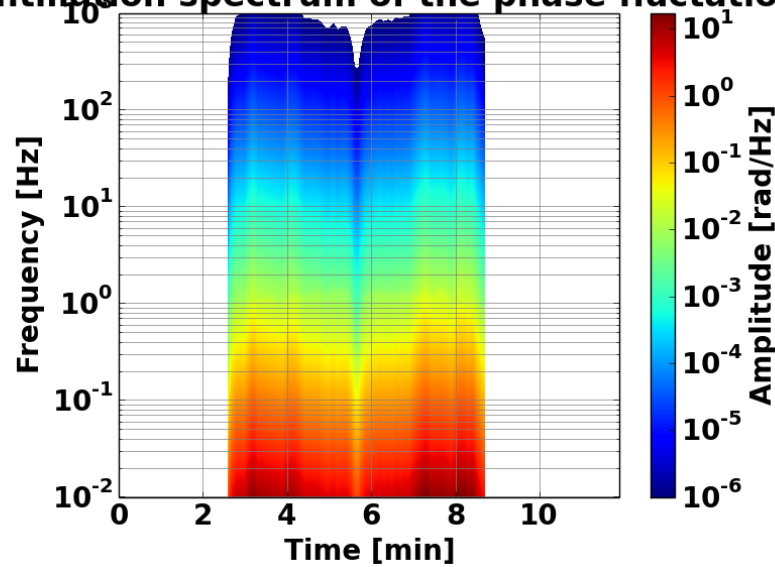


Figura 51:Scenario 2 - Filtro in tempo ed in frequenza dello spettro della fluttuazione di fase

I filtri non risultano essere molto modificati rispetto a quelli del primo scenario, le ampiezze degli asintoti ovviamente dipendono dalla varianza e risultano pressoché simili dimostrando che la varianza è il fattore principale nel calcolo degli asintoti dei filtri. Le piccole modifiche rispetto al caso precedente tuttavia sono più da imputare alle leggere variazioni della frequenza di Fresnel dovute alle velocità locali del vento. Rimane quindi un parametro estremamente importante nel calcolo dello spettro di potenza.

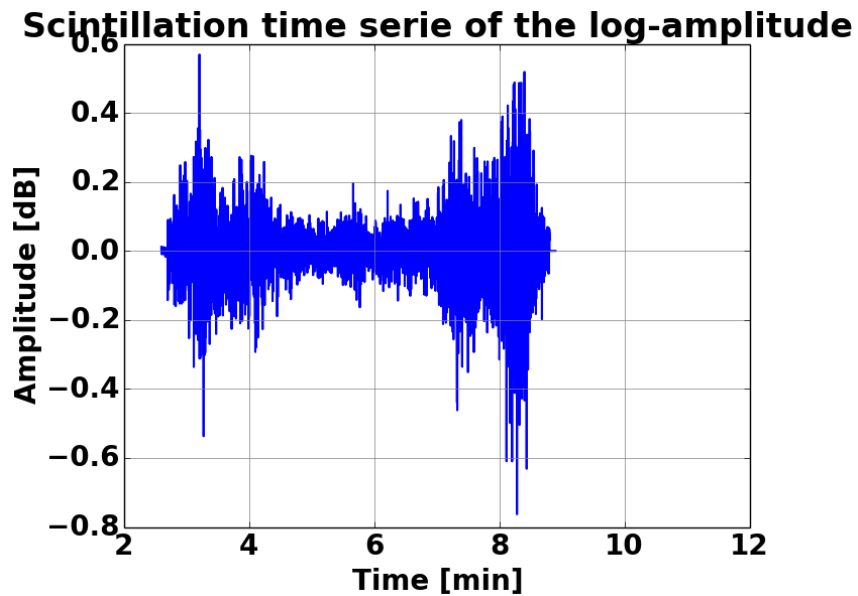


Figura 52:Scenario 2 - Serie temporale della log ampiezza

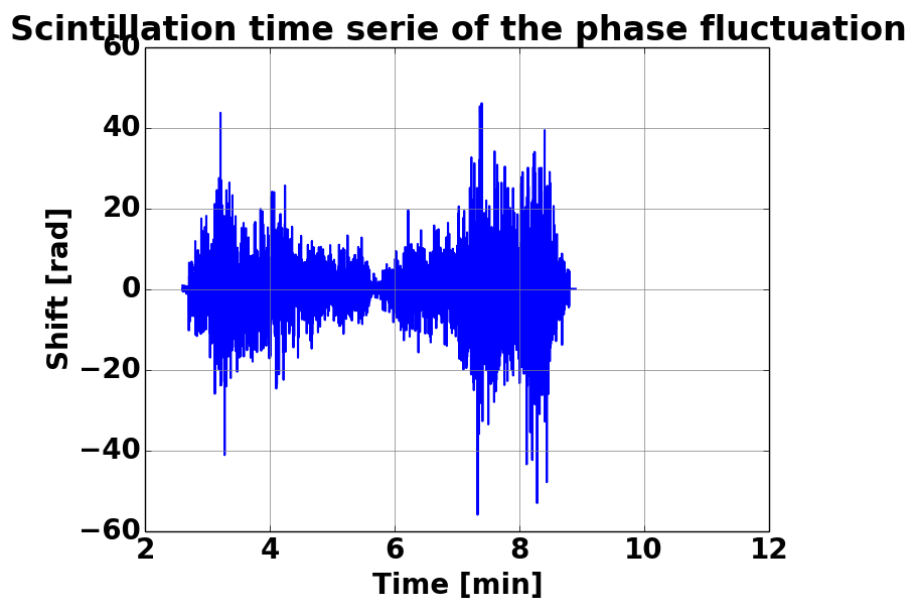


Figura 53:Scenario 2 - Serie temporale della fluttuazione di fase

Le serie temporali delle scintillazioni continuano a seguire la forma del grafico della reciproche varianze. In questo scenario abbiamo ancora alti valori di picco-picco alle elevazioni più basse, tuttavia qui i valori di escursione risultano essere maggiori rispetto al primo scenario fino ad un massimo di 0,12dB. Ovviamente molto dipende anche dal segnale in ingresso che è casuale e quindi differente da quello del primo scenario.

3.4.3 Terzo scenario

Questo scenario differisce completamente da quelli precedenti in quanto si tenterà di applicare questo modello pensato per il caso di satelliti LEO ad un classico caso di satelliti GEO. Utilizzando un diagramma polare di tutte le scintillazioni a tutti gli angoli di visibilità (sia in elevazione che in azimuth) per tutti i campioni atmosferici verranno individuati quattro punti dove si hanno valori di varianza maggiori in cui si sperimenterà questo modello al fine di ottenere le serie temporali. Le variazioni della costane di struttura dell'indice di rifrazione saranno dovute all'utilizzo di tutti i campioni atmosferici che coprono una durata totale di circa 35minuti intervallati ogni 20s.

In mancanza sia della velocità del satellite che quella di un vento medio viene introdotto un vento trasversale costante di intensità pari a 10 m/s .Utilizzandolo per il calcolo della frequenza di Fresnel si otterrà lo spettro di potenza necessario per il calcolo delle serie temporali. Ricavando una quantità di dati notevolmente superiore ai casi precedenti la frequenza di campionamento del segnale viene ridotta a $f_s=1\text{Hz}$.

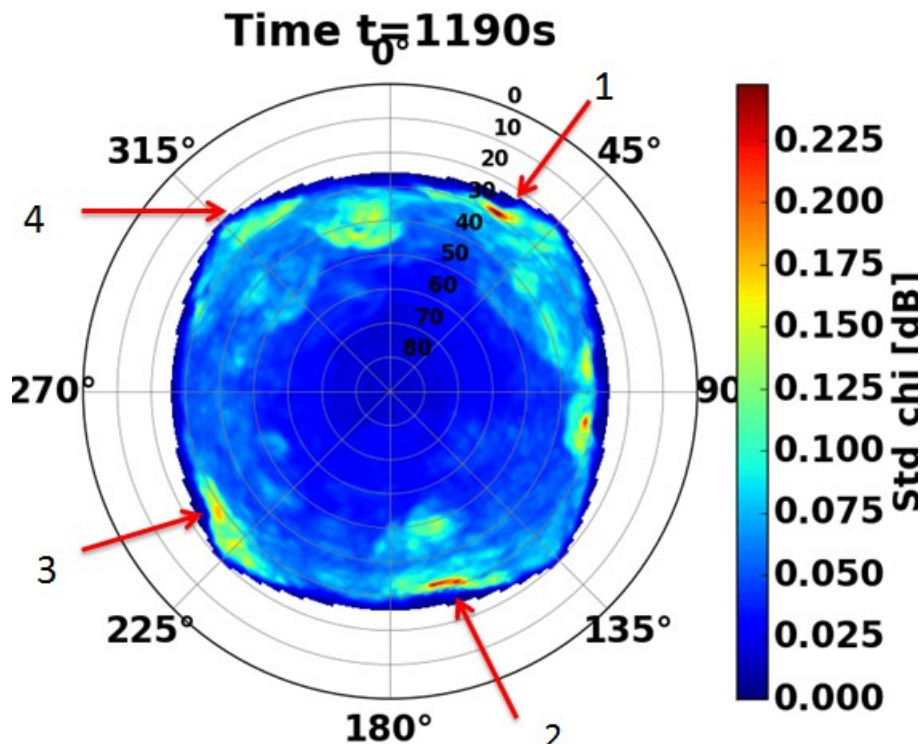


Figura 54:Diagramma polare della varianza della log-ampiezza

In questo diagramma polare i meridiani indicano gli azimuth e i paralleli gli angoli di elevazione. I quattro punti scelti sono:

1) Azimuth=30° Elevazione=30°

2) Azimuth=150° Elevazione=30°

3) Azimuth=240° Elevazione=30°

4) Azimuth=315° Elevazione=25°

Ovviamente i valori più alti di varianza si riscontrano per angoli di elevazione più bassi dove lo strato turbolento ha maggiore spessore.

In questo scenario saranno presentati solo i risultati della log-ampiezza considerando che la fluttuazione di fase ha lo stesso comportamento.

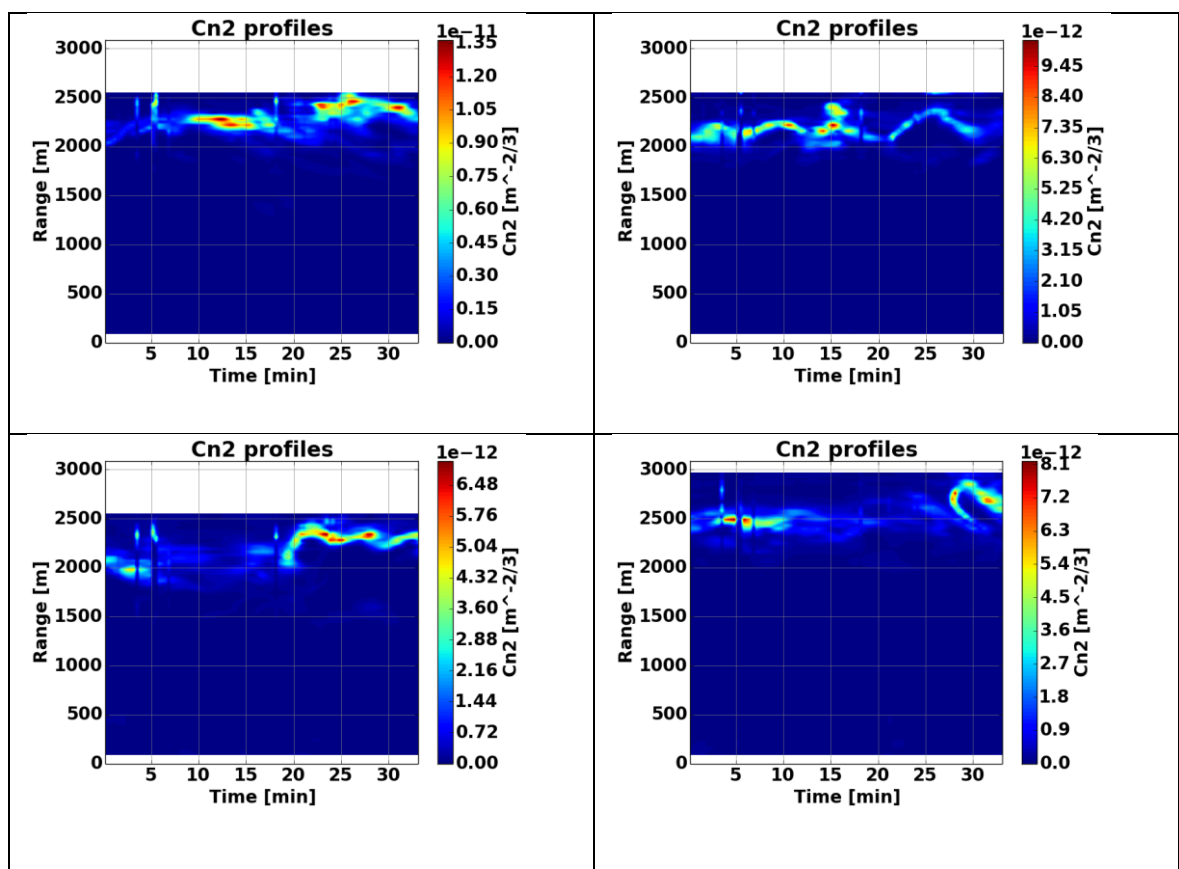


Figura 55: Scenario 3 - Profili di Cn2

Nella parte in alto a sinistra sono visualizzati i risultati del primo punto, in alto a destra quelli del secondo punto, in basso a sinistra quelli del terzo e in basso a destra quelli del quarto. Tutti i profili hanno alti valori di costante di struttura poiché sono stati scelti a seconda della varianza della log ampiezza che in questo scenario, avendo tutti la stessa lunghezza di tratta di propagazione all'interno dello strato turbolento, dipendo unicamente dalla variazione di C_n^2 , tranne nel caso del quarto punto che ha un angolo di elevazione inferiore e quindi più lunghezza disponibile. Questi grafici dimostrano anche che la variazione di C_n^2 nel tempo è estremamente veloce e di difficile predizione.

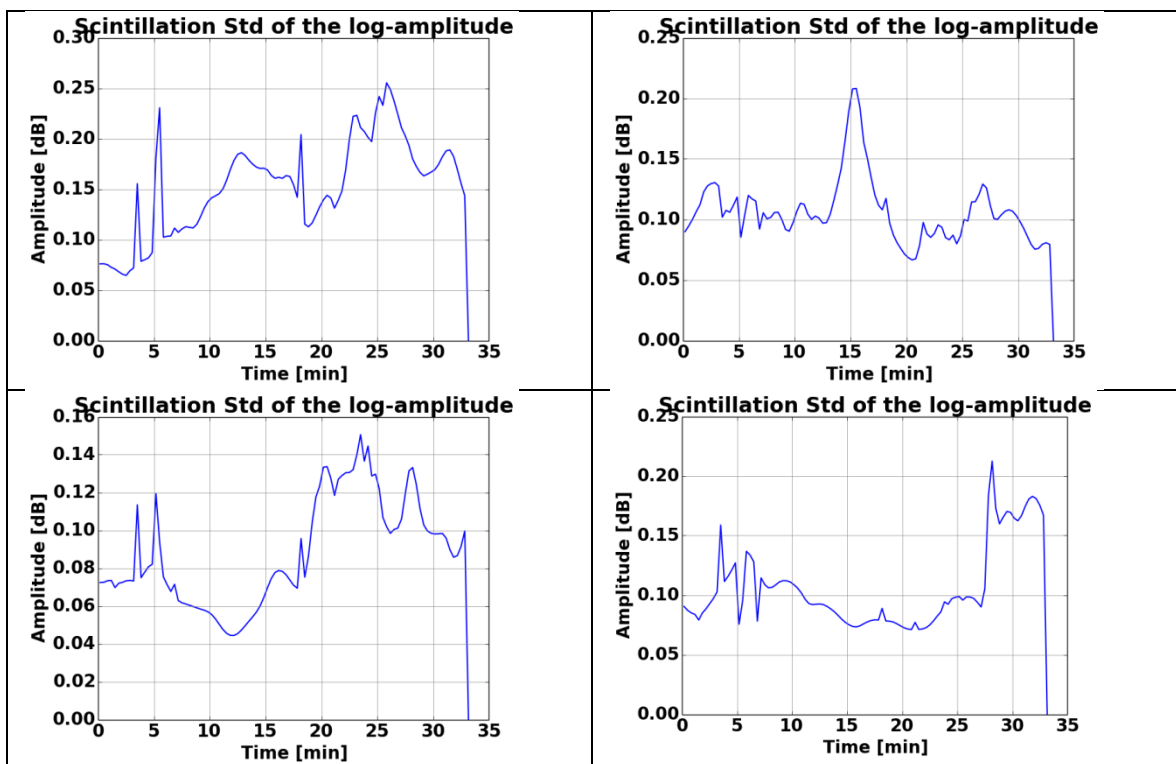


Figura 56: Scenario 3 – Varianza della log-ampiezza

I valori della varianza della log-ampiezza risultano essere abbastanza alti e si mantengono per la maggior parte del tempo al di sopra dello 0,1dB. Il picco più alto si riscontra nel primo punto in cui raggiunge il massimo di circa 0,25 dB.

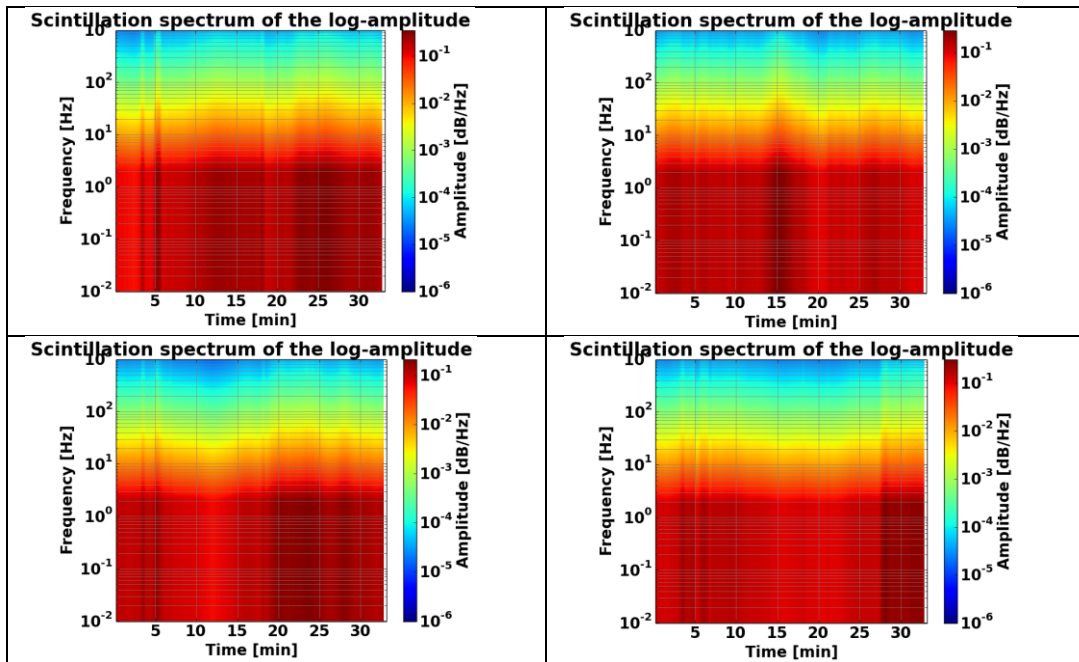


Figura 57: Scenario 3 – Varianza della log-ampiezza

I filtri risultano essere molto simili tra loro ed avendo la stessa frequenza di Fresnel risultano diversi solo in base all'intensità del loro valore asintotico a bassa frequenza.

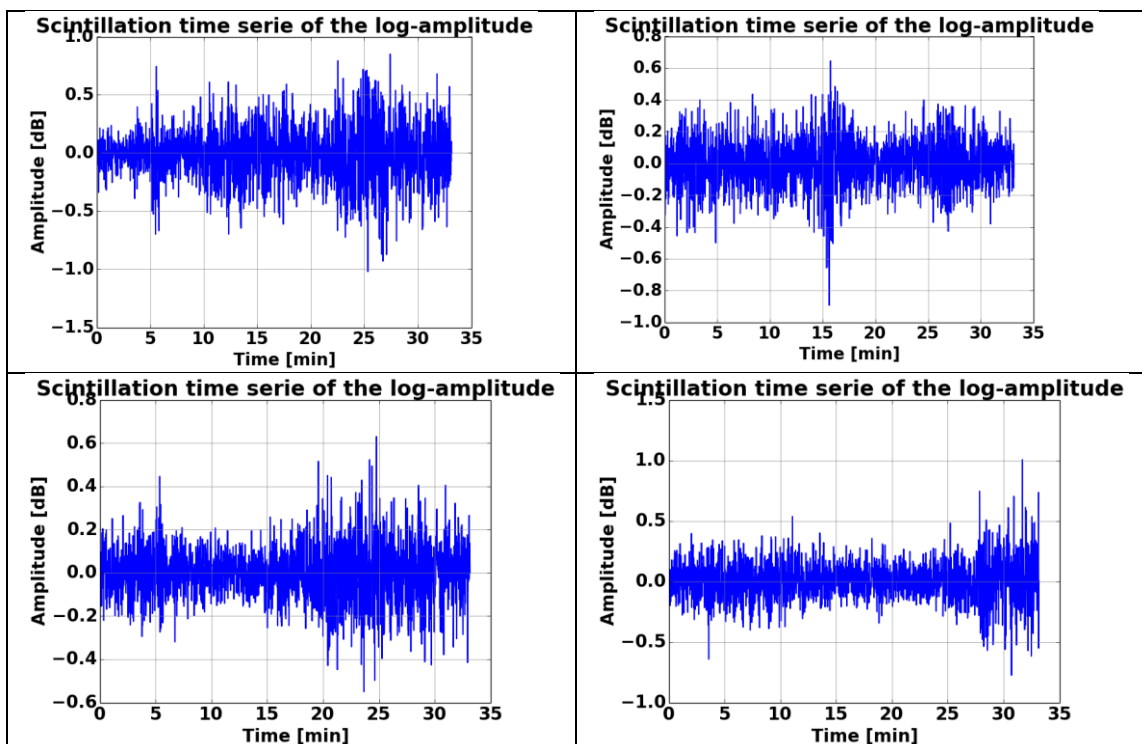


Figura 58: Scenario 3 – Serie temporale della log ampiezza

Anche le serie temporali mantengono la stessa forma delle corrispettive varianze con parecchie oscillazioni e valori di picco-picco elevati fino ad un massimo di 2dB.

Conclusioni

Il modello descritto è risultato funzionale per lo studio delle scintillazioni, ha proposto nuovi metodi per il calcolo delle varianze della log-ampiezza e della fluttuazione di fase, il metodo per la generazione delle serie temporali sfruttando il filtro di potenza che evolve nel tempo e le relazioni che legano i vari fattori che lo compongono. Inoltre è stata dimostrata l'importanza della relazione che deve sussistere tra la velocità del satellite LEO e la velocità del vento in atmosfera allo scopo di ottenere un fattore di estrema utilità quale la frequenza di Fresnel. I risultati ottenuti si sono dimostrati ragionevoli anche se su una scala molto ridotta. La LES è stata fondamentale per lo sviluppo di questo modello vista la difficoltà di trovare dati reali necessari per il confronto della validità di questo modello anche perché le dimensioni ridotte hanno influito enormemente su questa possibilità oltre al fatto di generare effetti indesiderati.

Il primo passo per migliorare questo studio dovrebbe essere la possibilità di incrementare le dimensioni dell'ambiente di simulazione introducendo anche un elemento molto importante come la velocità media del vento e non solo le sue componenti locali.

Inoltre sebbene non sia stata descritta in questo lavoro la tecnica dei Phase Screen potrebbe essere integrata portando al miglioramento delle prestazioni del modello.

Infine data la quantità di dati che coprono al massimo 35 minuti è impossibile ottenere una statistica reale per un confronto ragionevole con gli altri studi in questo campo.

Tuttavia questo modello è stato implementato a dati ottenuti da ONERA attraverso la WRF (Weather Research forecasting) che è un simulatore di atmosfera capace di riprodurre il comportamento del tempo atmosferico globale per poi focalizzarlo su un luogo ed un periodo. Scegliendo la data del 2/7/90 su Louvain La Neuve dove misure dirette della scintillazione erano già state effettuate è stato possibile un primo confronto tra il modello e dei dati

reali. I dati reali erano stati ottenuti per due frequenze (12,5 Ghz e 30 Ghz) usando un angolo di elevazione di circa $27,5^\circ$ ma con azimuth non definito. Il modello è stato applicato usando diversi tipi di angoli di elevazione e calcolando la CCDF (complementary cumulative distribution function) sulle serie temporali è stato possibile fare un confronto:

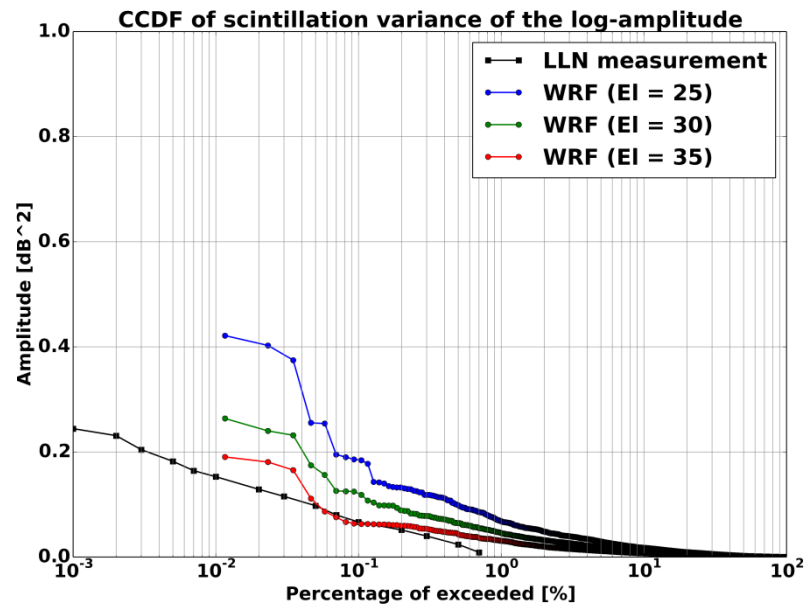


Figura 59: CCDF per frequenza pari a 12 GHz

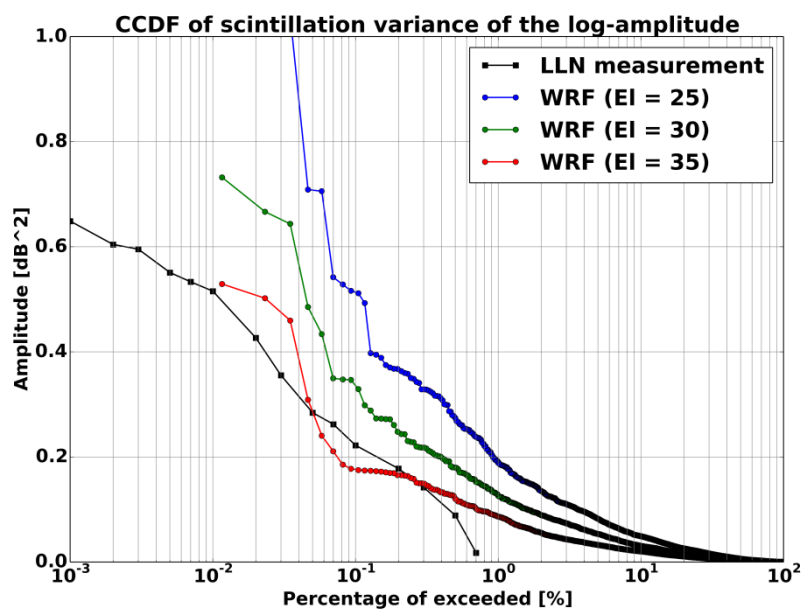


Figura 60: CCDF per frequenza pari a 30 GHz

I risultati ottenuti dal modello sembrano essere coerenti con quelli misurati direttamente facendo ben sperare per la sua validità.

Riferimenti bibliografici

V.I Tatarskii, “The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation”, TT-68-50464, U.S. Dept. of commerce, Springfield, VA 1971

L. C. Andrews, R. L. Phillips, C. Y. Hopen, M. A. AlHabash, “Theory of optical scintillation,” *J. Opt. Soc. Am. A* 16,pp.1417–1429,1999

E. Vilar and J. Haddon, “Measurement and Modeling of Scintillation Intensity to Estimate Turbulence Parameters in an Earth-Space Path,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-32, no. 4, 1984.

W.Liu, “Simulation of rain attenuation and scintillation on KA-Bande Earth-LEO links”,2006

D. C. Livingston, *The Physics of Microwave Propagation*, Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1970.

Wheeler, A.D., "Electromagnetic scintillation. Part I: Geometrical Optics", Cambridge University Press, 2003.

Wheeler, A.D., "Electromagnetic scintillation. Part II. Weak scattering", Cambridge University Press, 2003.

A.Ishimaru, “Wave propagation and scattering in random media”, Vol.2 Academic Press, New York, 1978.

Th. von Karman, “Progress in the statistical theory of turbulence” *Proc. Nat. Academy of Science, U.S.*, 34, pp. 530–539. , 1948

S.M Rytov, “Diffraction of light by ultrasonic waves”, *Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Seriya Fizicheskaya (Bulletin of the Academy of Science of the USSR, Physical Series)* pp.223-259, 1937.

W.Liu, D.G.Michelson, “Effect of turbulence layer height and satellite altitude on tropospheric scintillation on Ka-band Earth-LEO satellite links. ” *IEEE*,2009.

Yu. N. Barabanenkov, Yu. A. Kravtsov, S. M. Rytov, V. I. Tatarskii, "Status of the Theory of Propagation of Waves in a Randomly Inhomogeneous Medium," *Uspekhi Fizicheskikh Nauk (Soviet Physics–Uspekhi)*, 5, pp. 551–580, 1971

R.L.Fante, "Electromagnetic beam propagation in turbulent media", *IEEE proc.*, 63, p1669, 1975

Fabbro V., Feral L., "Comparison of 2D and 3D Electromagnetic approaches to Predict Tropospheric Turbulence Effects in Clear Sky Condition", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, in press, pp 4398-4407, 2012.

W.A. Coles, J.P. Filice, R.G. Frehlich, M. Yadlowsky, "Simulation of wave propagation in three- dimensional random media", *App. Opt.* (34)12 pp 2098-2099, 1995

J.M. Martin, S.M. Flatté, "Simulation of point-source scintillation through three-dimensional random media", *J. Opt. Soc. Am. A* 7(5), pp.838-847, 1990

J.M. Martin, S.M. Flatté, G.Wang "Irradiance variance of optical waves through atmospheric turbulence by numerical simulation and comparison with experiment", *J. Opt. Soc. Am. A* 11, pp. 2363-2370, 1993

D.L. Knepp, "Multiple phase screen calculation of the temporal behaviour of stochastic waves", *IEEE* 71(6), pp.722-737, 1983

"Propagation data and prediction methods required for the design of Earth-space telecommunication systems." ITU-R P.618-10,10/2009.

S.Cheinet, A.P.Siebesma, "*Variability of local structure parameters in the convective boundary layer.*" *Journal of the Atmospheric Sciences*, volume 66, pp 1002-1017,2009

C.Grimault, "A multiple phase screen technique for electromagnetic wave propagation through random ionospheric irregularities", *Radio Science* 33(3), pp.595-605, 1998

