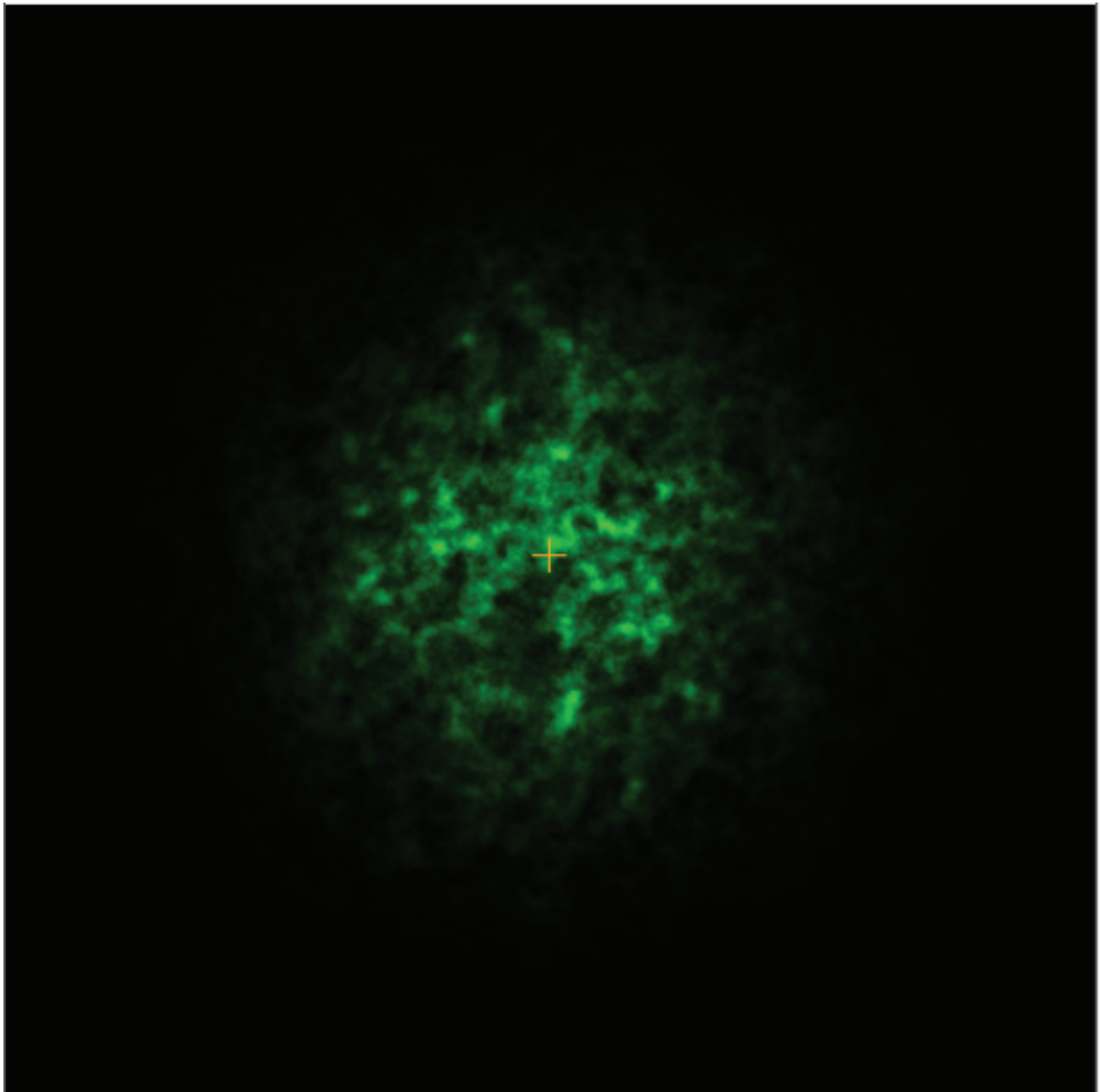


OVE GUSTAFSSON



Ove Gustafsson

Effekten av optisk turbulens längs sneda banor

Titel	Effekten av optisk turbulens längs sneda banor
Title	The effect of optical turbulence along the slant paths
Rapportnr/Report no	FOI-R--4074--SE
Månad/Month	Mars/March
Utgivningsår/Year	2015
Antal sidor/Pages	43 p
ISSN	1650-1942
Kund/Customer	FMV
Forskningsområde	7. Sensorer och signaturanpassning
FoT-område	Sensorer och signaturanpassning
Projektnr/Project no	E54220
Godkänd av/Approved by	Martin Rantzer
Ansvarig avdelning	Sensorer och TK System

Detta verk är skyddat enligt lagen (1960:729) om upphovsrätt till litterära och konstnärliga verk. All form av kopiering, översättning eller bearbetning utan medgivande är förbjuden.

This work is protected under the Act on Copyright in Literary and Artistic Works (SFS 1960:729). Any form of reproduction, translation or modification without permission is prohibited.

Sammanfattning

Rapporten sammanfattar en studie av optisk turbulens som funktion av höjd och dess inverkan på laserstrålars utbredning längs sneda banor, specifikt med avseende på lasersäkerhet.

Arbetet är genomfört på uppdrag av FMV enligt FMV's beställning 380301-LB871360, "Turbulenseffekter för sneda banor". I arbetet ingår att analysera och sammanställa relevant litteratur för bedömning av turbulensens inverkan på laserstrålar längs sneda banor, samla information och kortfattat beskriva relevanta modeller av strukturparametern för brytningsindex C_n^2 , samt samla information om och kortfattat beskriva modeller för beräkning av turbulensinverkan på riskbedömningen och riskområdet för laserstrålning.

Strukturparametern är den enskilt viktigaste parametern i beskrivning av turbulensens inverkan på utbredning av elektromagnetisk strålning. Rapporten diskuterar vikten av optisk turbulens samt redovisar de vanligaste modeller för C_n^2 som funktion av höjden samt ett antal metoder att mäta C_n^2 . Vidare genomförs några beräkningar för en laserpekare från hög höjd och långt avstånd ner till mål på marken med en ny utbredningsmodell WONAT, implementerad i s.k. CUDA teknologi.

Sannolikheten för att skadetröskeln överskrids beräknas utifrån samma exempel med en laserutpekare och sned bana på långt avstånd men med mer traditionell beräkningsmetodik. Sannolikheten för att maximalt tillåten exponering (MTE) överskrids ges som funktion av avstånd i jämförelse med NOHD för tre antagna nivåer på turbulens. Det använda exemplet visar på att det finns en 8 % risk för att MTE överskrids på ett avstånd som är 1 km längre än NOHD vid en turbulensnivå av $2 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ nära marken.

Nyckelord: Atmosfärsturbulens, strukturfunktion för brytningsindex, optisk turbulens, C_n^2 , laser, lidar.

Summary

This report summarizes a study of optical turbulence as a function of altitude and its effect on laser propagation along slant paths, specifically with regard to laser safety.

The work is conducted on behalf of the FMV in accordance with FMV's order 380301-LB871360, "Turbulenseffekter för sneda banor". The work includes analyzing and summarizing relevant literature for assessment of the turbulence effect on the laser beams along the slant paths, collecting information and briefly describing relevant models of the structure parameter of the refractive index C_n^2 , and gathering information about and briefly describing models for calculation of turbulence effects on risk assessment and risk area for laser radiation.

Structure function of refractive index is the single most important parameter in the description of turbulence effects on the propagation of electromagnetic radiation. The report discusses the importance of optical turbulence and reports the most common models for C_n^2 as function of height and a number of methods of measuring C_n^2 . Furthermore, calculations are carried out with a new propagation model, WONAT, implemented with so-called CUDA technology for a laser pointer from a high altitude and long distance down to a target at the ground.

The probability of laser damage is calculated based on the example of a designator laser and slant path at long distance but with more traditional computing method. The probability of exceeding the maximum permissible exposure level (MPE) is given as a function of distance in comparison with NOHD for three adopted levels of turbulence. The used example shows that there is an 8% risk of exceeding the MPE at a distance 1 km beyond the NOHD due to turbulence level of $2 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ at ground height.

Keywords: Atmosphere Turbulence, structure function of the refractive index, optical turbulence, CN2, laser, lidar.

Innehållsförteckning

1	Inledning	7
2	Optisk turbulens	9
3	Turbulens som funktion av höjden	11
3.1	Modeller av strukturfunktionen, C_n^2	11
3.2	Inre- och yttre skallängdernas variation med höjden	21
3.3	Mätningar av optiska turbulensen C_n^2 som funktion av höjden	22
4	Utbredning längs sneda banor	26
4.1	Exempel beräkningar med WONAT	27
5	Lasersäkerhet	32
6	Diskussion och slutsats	36
7	Referenser	38
	Appendix A	43

1 Inledning

Optisk turbulens orsakas av att slumpmässiga temperatur-, luftfuktighets- och tryckvariationer i atmosfären ger upphov till slumpmässiga täthetsvariationer som i sin tur leder till variationer i luftens brytningsindex. Den optiska turbulensen försämrar prestanda hos både laserbaserade och bildalstrande optiska system, exempelvis avståndsmätare, laserutpekare, lasersystem för kommunikation, varnare, kameror som använder visuella och infraröda våglängder m.m.

I denna rapport sammanfattas arbetet med att studera effekten av optisk turbulens längs sneda banor. I sammanhanget avser sneda banor att exempelvis laserutbredningen sker längs ett lutande plan från en plats till en annan. I arbetet ingår att analysera och sammanställa relevant litteratur för bedömning av turbulensens inverkan på laserstrålar längs sneda banor, samla information och kortfattat beskriva relevanta modeller av strukturparametern för brytningsindex samt samla information om och kortfattat beskriva modeller för beräkning av turbulensinverkan på riskbedömningen och riskområdet för laserstrålning. Arbetet är genomfört på uppdrag av FMV enligt FMV's beställning 380301-LB871360, "Turbulenseffekter för sneda banor".

Variationer i brytningsindex inverkar på optiska system genom att försämma prestanda hos elektro-optiska instrument, påverka laserstrålars utbredning och reducera kvaliteten hos kamerabilder etc. Exempelvis ger turbulens försämrade vinkelupplösningen och genererar ett tidsvarierande brus i bildgenererande system. Även laserstrålar påverkas av atmosfärsturbulens bland annat genom slumpmässig variation av riktningen på laserstrålen, breddning av laserstrålen, fasfluktuationer och dessutom fås temporal (scintillation) och spatial (stråluppbrytning) intensitetsfluktuation. Den enskilt viktigaste parametern när det gäller att beskriva turbulensens påverkan på strålutbredningen för både lasrar och andra optiska system är strukturfunktionen för brytningsindex, C_n^2 . En bild av atmosfärens turbulens är virvelrörelser som efterhand och kontinuerligt bryts upp från stora virvlar till mindre och mindre virvlar. Denna uppbrytning pågår tills virvelrörelserna blir så små att de under inverkan av den kinematiska viskositeten upplöses och den turbulenta rörelseenergin övergår till värmerörelse. Dessa virvlars storlek kan beskrivas med en slags skallängder, inre skallängden, l_o , respektive den yttre skallängden, L_o . Dessa skallängder, men framförallt den inre skallängden, l_o , hos spektret av turbulenta virvlar, är viktiga i beskrivningen av turbulens. Denna rapport koncentreras dock framförallt på C_n^2 .

Variationer i luftens brytningsindex är beroende av temperatur, tryck och luftfuktighet (egentligen luftens gasers sammansättning). Vind är inte i sig själv källa till optisk turbulens men är en viktig faktor för att skapa blandningen av atmosfärsegenskaper som temperatur, tryck och luftfuktighet. Dessa faktorer diskuteras mera ingående i texter som exempelvis [1] och [2].

De miljöeffekter som påverkar C_n^2 kan sammanfattas i en lista nedan

1. Solinstrålning, beroende av tid på dygnet och årstid. C_n^2 är som lägst vid soluppgång och solnedgång, när lufttemperaturen är nära marktemperaturen. När marktemperaturen är högre än lufttemperaturen genereras mera turbulens. Det är låg turbulens även vid klart väder under natten då marktemperaturen sjunker på grund av utstrålning. Om luftens temperatur är högre än markens skapas en inversion (lufttemperaturen ökar med höjden) som innebär att lägre luftmassor inte kommer att lyftas.
2. Molntäckning. Då moln minskar solinstrålningen och uppvärmningen av marken under dagen och dämpar utstrålningen från marken under natten kommer turbulensstyrkan att dämpas under dagen och öka under natten.
3. Meteorologiska förhållanden som temperatur, luftfuktighet, lufttryck och vind. När det blåser måttligt kommer blandningen av luften minska temperatur- och fuktighetsgradinterna vilket ger lägre turbulens. Stark vind kan ge andra effekter.

4. Breddgrad. Solinstrålningen minskar med högre breddgrader och därmed minskade temperaturgradienter vilket generellt ger lägre värden på C_n^2 .
5. Höjd över marken. Turbulensen är som störst vid marken och minskar med höjden. Variationen som funktion av höjden kommer att kommenteras längre ner i rapporten.
6. Markförhållanden som exempelvis ytornas absorptions och reflektionsegenskaper, värmelagringsförmåga etc. Markegenskapen påverkar luftens temperatur och fuktighet. Skrovligheten vid marken som exempelvis byggnader och förekomsten av växlighet inverkar också på turbulensnivån.

Markegenskaperna påverkar exempelvis genom att vegetation behåller fukt i marken som påverkar hur snabb och kraftig soluppvärmningen blir (öken, sand eller skog etc.). Anläggningar som byggnader, parkeringsplatser, vägar etc. kommer att påverka blandningen som uppkommer på grund av vinden men även hur solen värmer upp ytorna. Större skrovlighet ger ökad turbulens.

Listan visar att optiska turbulensen är starkt påverkad av lokala förhållanden. Modeller av turbulens är därför också lokala vilket gör att dessa kan vara tämligen adekvata under vissa förhållanden och på vissa platser medan de för andra platser är helt missvisande.

Strukturfunktionen för brytningsindex, C_n^2 , antogs från början vara en konstant och kallas därför ibland för strukturparameter eller strukturkonstant för brytningsindex. Utvecklingen av modeller för turbulens visade dock att den inte är en konstant.

Rapporten innehåller i nästa kapitel ett kort allmänt hållet stycke om turbulensens inverkan på utbredning av elektromagnetisk strålning. I tredje kapitlet beskrivs modeller för strukturfunktionen för brytningsindex som funktion av höjden. I fjärde kapitlet presenteras exempelberäkningar för att visa på laserutbredning genom turbulent atmosfär för sneda banor. Det femte kapitlet behandlar turbulensens effekter på lasersäkerhetsfrågor, speciellt för sneda banor. Slutligen kommer diskussion och slutsatser, referenser samt i appendix en lista på förkortningar.

2 Optisk turbulens

Optisk turbulens genereras av fluktuationer (variationer) hos atmosfärens brytningsindex. Dessa fluktuationer orsakas i sin tur av fluktuationer i atmosfärens temperatur och luftfuktighet, enligt ovan. I gränsskiktet, i Sverige, varierar strukturfunktionen för brytningsindex, C_n^2 , mellan ungefär 10^{-17} och $10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$, se exempelvis Wallis [3]. Det har dock uppmätts betydligt högre värden vid enstaka tillfällen, med värden mellan 10^{-10} och $10^{-9} \text{ m}^{-2/3}$. Framförallt vid påtvingade luft rörelser som exempelvis i jetplymer, se Sjöqvist m.fl. [4].

I förenklad mening är strukturfunktionen, C_n^2 , ett mått på statistiska medelvärden på differensen hos brytningsindex i kvadrat mellan två punkter som befinner sig på ett avstånd, r_{12} , från varandra, dividerat med avståndet upphöjt med $2/3$, vilket skrivs som,

$$C_n^2(r_{12}) = \langle (n_1 - n_2)^2 \rangle / r_{12}^{2/3} \quad (1)$$

där vinkelparentesen betyder ensemblemedelvärdet. Uttrycket är empiriskt och gäller inom vissa begränsade avstånd och för begränsade storleksvärden på turbulensvirvlarna, speciellt den nedre gränsen för turbulens virvlar den s.k. inreskallängden, l_o . I atmosfären sträcker sig värdet på virvelstorlekarna från inre skallängden, l_o , på några millimeter till en yttre skallängd, L_o , vars storlek är från någon meter till hundratalet meter.

I bilden av virveluppbrytning är l_o den minsta virvelstorleken som påverkar optiska strålgången vilket gör att l_o mostvarar övre brytfrekvensen hos det spatiala virvelspektrat. På motsvarande sätt anger L_o , den nedre brytfrekvensen för de största virvelstrukturerna. Speciellt den inre skallängden, l_o , hos spektret av turbulenta virvlar och i viss mån även den yttre skallängden, L_o , är viktiga i beskrivningen av turbulens.

Huvudelen av de teorier som behandlar optisk utbredning genom turbulent atmosfär utgår från spatial-temporala spektra för mikrometeorologiska parametrar som temperatur eller vindhastighet. Historiskt utvecklade Kolmogorov och samtidigt men oberoende även Obukhov ett spatialt spektrum för temperaturen som kan skrivas

$$\Phi_T(\kappa) = 0,00330 C_T^2 \kappa^{11/3} \quad (2)$$

Detta spektrum kallas för Kolmogorov spektrum och gäller för skalära vågtalet, κ , inom området mellan inre och yttre skallängden. Konstanten och beroendet av strukturfunktionen för temperaturfluktuationer C_T^2 är en idé som Tatarski bidrog med enligt [5]. Spektra av denna typ skapades senare utifrån vindhastigheten. Då metoden att beskriva variationen i temperatur och vindhastighet har överförs till brytningsindex har även spatiala spektra för brytningsindex, $\Phi_n(\kappa)$, tagits fram, som följaktligen använder strukturfunktionen för brytningsindex, C_n^2 . Spatiala spektra för brytningsindex kallas för Kolmogorovs effektspektra. Utifrån Kolmogorov spektrat har nya varianter av spektra med andra begränsningar tagits fram.

Exempel på från Kolmogorov spektret utvecklade spektra är Tatarskii, von Kármán, exponential spektra eller modifierade atmosfärs spektra. Alla dessa har kvar komponenten $0,00330 C_n^2$ som en del. Det finns dessutom icke-Kolmogorov spektra som också är funktion av C_n^2 , se som exempel Cui m.fl. [6]. Effektspektra kan alltså ofta skrivas som funktion av strukturfunktionen och kommer att ha samma eller liknande höjdberoende. Ska turbulensens inverkan på system som kan befinna sig på olika höjd eller vars strålgång passerar genom atmosfären på olika höjder beskrivas så bör även strukturfunktionens höjdberoende beskrivas.

Strukturfunktionen för brytningsindex, C_n^2 , är inte helt lätt att mäta upp direkt. En vanlig metod är att mäta strukturfunktionen för temperatur, C_T^2 , som är ett mått på temperaturfluktuationerna i atmosfären. Det är också vanligt att studera olika effekter på

optisk strålgång som exempelvis scintillation, strålvandring fasdistorsionen eller vinkel-fluktuationerna. Detta kan genomföras även för passiva system exempelvis genom att mäta spatiell korrelation hos scintillation, se t.ex. Renhorn m.fl. [7], eller genom att studera MTF funktionen. Kopeika [2] och Holst [8] beskriver inverkan av turbulens på MTF funktionen.

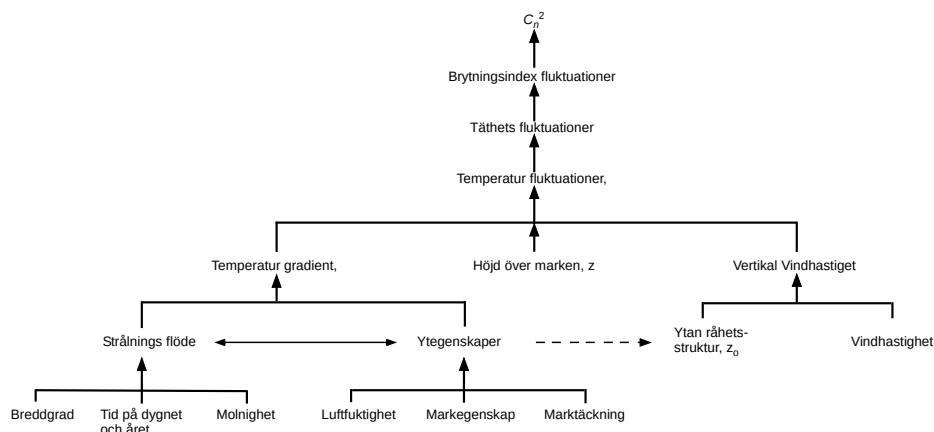
Sannolikhetstäthetsfunktionen (probability density function, pdf) för temporala intensitetsvariationer, dvs. scintillation, beskrivs ofta med lognormalfunktionen men detta har diskuterats ganska mycket under senare år, uppger exempelvis Zilberman et. al [9]. Detta då lognormalfunktionen mest används för att beskriva variansens storlek för svag turbulens. Flera har sökt efter andra typer av statistiska beskrivningar av variationen av scintillation. Men Zilberman et. al anser att lognormal modellen är en bra approximation för en analytisk beskrivning av sannolikheten för laserskador. Modellen underskattar visserligen signalförlusten (eng. fade) vid moderat eller kraftig turbulens men beskriver ganska väl statistiken för kraftig intensitet och antalet spikar med hög irradians.

Spridning från aerosol och småskalig turbulens ger strålbreddning och resulterar i ökad laserfläckstorlek vilket i sin tur påverkar lasersystemens effektivitet. Spridning av strålning mot aerosol tas med i atmosfärsdämpningen vid vissa beräkningar. Men då strålningen absorberas av aerosol inverkar detta inte alls på strålbreddningen och tas följaktligen inte med i beräkningarna.

3 Turbulens som funktion av höjden

Atmosfärens gränsskikt, också kallat planitära gränsskiktet, är det område där marken inverkar på atmosfärens egenskaper och samtidigt det område där atmosfärsturbulensen är signifikant. Inom gränsskiktet förändrar sig vindhastigheten, vindriktning, temperaturen och luftfuktigheten snabbt vilket leder till stark vertikal blandning av luften och turbulens. Under dagtid kan gränsskiktet nå upp till 1-2 km över marken beroende på solinstrålning och väder. Den nedersta delen av gränsskiktet kallas ytgränsskiktet och är endast några tiotals meter. Under dagtid värms marken upp av solen och det bildas ett blandskikt (konvektionsskikt) som ibland kan nå ända upp till eller över översta gränsskiktet. Dessa förhållanden kallas för instabila eller aktiva. Under exempelvis nattetid strålar marken ut värmen och kyls av, då bildas ibland stabila förhållanden. Den varmare mindre täta luften på högre nivåer hindras att sjunka ner av den tyngre kallare luften (högre densitet) nära marken och ger upphov till ett stabilt ytgränsskikt (kan även ske när marken eller vattenytan är kallare än luften under dagtid). Förhållanden med stabil atmosfär kallas även för passiva. När luften och marken har samma temperatur kallas förhållandena för neutrala.

Den optiska turbulensen varierar i gränsskiktet och är som starkast närmast marken. För svenska förhållanden kan värden på strukturfunktionen för brytningsindex C_n^2 kring $\sim 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ eller högre uppnås, se exempelvis Bergström m.fl. [10]. Turbulensen faller sedan med höjden över marken, i alla fall vid konvektiva väderförhållanden (kraftigt soluppvärmd mark och relativt vindstilla). Vid andra tillfällen med mera avkyld mark och kraftiga markvindar kan strukturen se helt annorlunda ut. Under våren och sommaren nås de högsta C_n^2 -värdena under dagen medan det under höst och vinter inte är så stor skillnad mellan dag och natt. I Figur 1 visas relationen mellan några viktiga variabler och parametrar som påverkar den optiska turbulensen, C_n^2 .



Figur 1. Strukturfunktionens relationer till väder- och miljö-parametrar.

3.1 Modeller av strukturfunktionen, C_n^2

Längs en horisontell sträcka nära marken (i ytgränsskiktet) kan C_n^2 under gynnsamma (homogena) förhållanden betraktas som konstant. Varieras höjden kommer dock C_n^2 ändras. Det finns ett antal modeller för höjdberoende strukturfunktion för brytningsindex, C_n^2 , varav några av de vanligaste nämns nedan.

Flera av modellerna har tagits fram för att beskriva turbulensen vid en specifik plats även om modellerna senare använts som typfall eller exempel i mer generella diskussioner.

Tarkarskimodeller

I en enkel modell varierar C_n^2 med höjden, z , upphöjt med en negativ exponent, enligt

$$C_n^2(z) = C_{no}^2 z^{-x} \quad (3)$$

där C_{no}^2 fastställs vid bestämd höjd eller med någon annan modell. Exponenten, x , är olika beroende på vilken atmosfärsförhållanden som skall modelleras. Hufnagel, [11] ger en modell där $x = 1$, C_{no}^2 är $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ samt att C_n^2 sätts till noll för höjden 20 km eller högre. Modellen skapades för astronomiska teleskop, placerade på hög höjd. Den utgår från antagandet att marknivån ligger under 2500 m.ö.h. men kräver även någon lägsta nivå för att turbulensen inte ska bli extremt kraftig.

Tatarski [12] föreslog två modeller för höjdberoende strukturfunktionen för brytningsindex, C_n^2 , för två olika atmosfärsförhållanden. Dessa bygger på Kolmogorovs similaritetsteori där turbulensen C_n^2 antas följa potentiella temperaturgradienten. För konvektiva atmosfärsförhållanden med måttlig vind ($v < 4 \text{ m/s}$), som ofta gäller under dagtid och vid solinstrålning är exponenten $x = 4/3$. Tatarski föreslog även en modell som skulle beskriva turbulensförhållanden nattetid med nära-neutrale förhållanden genom att sätta $x = 2/3$. Konstanterna C_{no}^2 i uttrycken är olika, där nära-neutrale förhållanden kan vara två storleksordningar lägre. Den av Tatarski föreslagna versionen av exponentuttryck för att extrapolera C_n^2 i vertikal profil från en diskret punkt nära marken har testats av flera, exempelvis [13, 14].

Fried [15] utgick från data som presenterats av Hufnagel m.fl.[16] och anger en annan modell för höjdberoende med ekvationen

$$C_n^2(z) = C_{no}^2 z^{-b} e^{-z/z_o} \quad (4)$$

Fried ger värdet för $b = 1/3$, $z_o = 3200 \text{ m}$ samt $C_{no}^2 = 4,22 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-1/3}$. När Frids parametervärden används kallas modellen kallas för Fried's modell. Titterton [17] och senare Brookner [18] accepterar modellen men anger nya värden på b , z_o och C_{no}^2 . Om z_o ges ett oändligt värde är modellen lika med Tatarski's modell. Modellen anses beskriva förhållanden för horisontella och sneda banor för nivåer som ligger under första inversionsskiktet. Det betyder att modellen under bra väder ska kunna beskriva C_n^2 i nästan hela troposfären. Vid väderfronter och andra typer av väder kan inversioner uppträda i stort sett vid vilken höjd som helst.

Brookner anger exempelvis $b = 2/3$ under soluppgång eller solnedgång medan vid sol och dag med klart väder så är $b = 5/6$, och under nattetid anges $b = 1$. Höjdvärdet sätts till $z_o = 320 \text{ m}$, medan C_{no}^2 varierar med tiden på dygnet men kan väljas att motsvarande vid 30 m höjd uppmätt värde på C_n^2 . Modellen anger även ett fast värde $C_{no}^2 = 3,6 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-1/3}$.

Kaimalmodeller

En annan höjdmodell ges av Walters [19] som relaterar C_n^2 till höjdberoendet hos atmosfärsiska gränsskiktet, modellen kallas för Walters-Kunkel's modell efter författarna (ibland även Kaimal/Walters-Kunkels modell). Det finns flera varianter av dessa modeller som är en förenkling av en similaritetsmodell framtagna av Kaimal m.fl. [20], Ett samlingsnamn för dessa är Kaimal modeller. Höjden på gränsskiktet varierar med årstid och väder men ligger vanligtvis kring under 1 km till över 2 km, lägre nivåer främst under vinter och högre värden på sommaren. I gränsskiktet minskar temperaturen med höjden upp till översta delen där temperaturen ökar med höjden i ett tunt skikt, det s.k. inversionsskiktet. Modellen skrivs som

$$\frac{C_n^2(z)}{C_{no}^2(z_o)} = \begin{cases} (z/z_o)^{-4/3} & z, z_o \leq 0,7z_i \\ (0,5z_i/z_o)^{-4/3} & 0,5z_i \leq z \leq 0,7z_i \\ 2,9(0,5z_i/z_o)^{-4/3}(z/z_i)^3 & 0,7z_i \leq z \leq z_i \end{cases} \quad (5)$$

där z_i är höjden till inversionslagret och z_0 är en referenshöjd. Värdet på C_{no}^2 kan exempelvis mätas men kan också bestämmas med andra modeller. Modellen anses beskriva turbulensförhållanden under dagtid, för svag vind och då konvektion dominerar atmosfärförhållanden. Kaimal modellerna anses modellera hela atmosfäriska gränsskiktet utom just det lägsta skiktet s.k. ytgränsskiktet, dvs. upp till några meter över marken.

Kukharets-Tsvangs modell (K-T) är en höjdmodell som sträcker sig över inversionsskiktet, se [1]. Modellen har ett gaussisk maximum på höjden något över inversionsskiktet $1,1z_i$ och ges av

$$\frac{C_n^2(z)}{C_{no}^2(z_0)} = \frac{0,046(z/z_i)^{-\frac{4}{3}} + 0,6 \cdot \exp\{-12[(z/z_i) - 1,1]^2\}}{0,046(z_0/z_i)^{-\frac{4}{3}}} \quad (6)$$

där z_i är höjden till inversionslagret och z_0 är en referenshöjd. Samma begränsningar gäller för K-T modellen som för W-K modellen.

Similaritetsmodeller

Kolmogorov och Obokhovs utvecklade var och en för sig under 1940-talet en teori för isotropiska hastighetsfält och utvecklade förutsägelser kring initiala-subavstånd (skallängder) och former för spektralanalys för flödes hastigheter samt strukturparametrar för hastigheten i flöden. Under 1950-talet fortsatte Obukhov och Corrsin, även dessa oberoende av varandra, utvecklingen av liknande spektra och strukturfunktioner för temperaturen vid konvektiv luftförelse, den så kallade similaritetsteorin, se exempelvis [21] för mer historik.

Similaritetsteorin utvecklades vidare av Wyngaard m.fl.[14] som ett försök att koppla strukturfunktionen för temperatur, C_T^2 , till metrologiska parametrar. Den termodynamisk relation mellan C_T^2 och C_n^2 kan skrivas som

$$C_n^2 = \left| \frac{\partial n}{\partial T} \right|^2 C_T^2 \quad (7)$$

där $\partial n / \partial T$ är en relation beroende av tryck och temperatur. Beroende på metoden att modellera brytningsindex kan dess derivata i förhållande till temperaturen och tryck skrivas på olika sätt, men för torr luft, dvs. adiabatisk hävning av luften, är

$$\frac{\partial n}{\partial T} = 78 \cdot 10^{-6} \frac{P}{T^2} \quad (8)$$

där P är lokala lufttrycket och T är temperaturen. Om trycket och temperaturen är kända som funktion av höjden kan derivatan bestämmas som funktion av höjden. En annan metod att bestämma $\partial n / \partial T$ är att interpolera i tabeller över standardatmosfärer. En enkel modell av brytningsindex som funktion av tryck och temperatur som ligger till grund för (8) ges för flera optiska våglängdsband av exempelvis Forand [22].

Relationen för $\partial n / \partial T$ där hänsyn tas även till luftfuktigheten innehåller termer för luftfuktigheten men även korrelationsterm mellan luftfuktighet och temperatur, för översikt se Gustafsson m.fl [23].

Similaritetsteorin bygger på att temperaturen ger en lyftkraft som skapar en rörelse i vertikal led. Den förutsäger att dissipationen (upplösningen) av turbulent energi, ϵ [cm^2/s^3] och hastigheten i utjämnning av temperaturvariationen pga. molekylrörelserna (molekylviskositet), N , kan beskriva strukturparametern för temperatur enligt

$$C_T^2 = 3,2N\epsilon^{-1/3} \quad (9)$$

Dessa parametrar har visat sig svåra att bestämma. Därför införs en dimensionslös stabilitetsparameter, som kallas Richardsontal, Ri , som är relationen mellan lyftgradienten (på grund av temperaturen) och flödesgradienten (hastighet). Beroende på vilken typ av flöden

som avses kan Richardson talet uttryckas på flera sätt. För konvektiva rörelser är det lämpligt att använda temperaturgradienten samt karaktäristisk vindhastighet. Stabilitetsparametern (Richardsontalet som inom aerodynamiken även kallas för Richardsons gradient) kan skrivas som

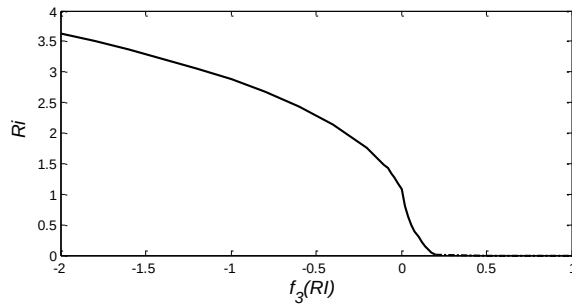
$$Ri = \frac{(g/\bar{T})(\partial\bar{\Theta}/\partial z)}{(\partial\bar{U}/\partial z)^2} \quad (10)$$

där g är tyngdaccelerationen, $\bar{T}$ är medeltemperaturen, $\partial\bar{\Theta}/\partial z$ är potentiella temperaturgradient och $\partial\bar{U}/\partial z$ är vindhastighets gradient. Nära marken kan den potentiella temperaturgradienten sätts lika med $\partial\bar{\Theta}/\partial z = \partial\bar{T}/\partial z - \gamma$, där γ är adiabatiska sjunkhastigheten dvs. $-9,8 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C/m}$. Ri erhåller negativa värden vid instabila atmosfärförhållanden (aktiva förhållanden) och positiva värden vid stabil atmosfär dvs. för passiva förhållanden

Similaritetsteorin predikterar att N och ε kan skrivas som en funktion enbart beroende av Ri . Wyngaard m.fl. [14] visade att strukturparametern för temperaturen C_T^2 då för förhållanden nära marken (ytlaget) kan skrivas som

$$C_T^2 = z^{4/3}(\partial\bar{\Theta}/\partial z)^2 f_3(Ri) \quad (11)$$

där $f_3(Ri)$ är dimensionlös funktion av stabilitetsparametern. Värdet hos $f_3(Ri)$ är tabellerade av Wyngaard m.fl. [14] som funktion av Ri , funktionen visas i Figur 2.



Figur 2. Dimensionslös parameter för turbulensstyrka som funktion av stabilitetsparametern Ri .

Den potentiella temperaturgradienten $\partial\bar{\Theta}/\partial z$ har ett temperaturberoende med höjden som varierar med väderförhållanden, tid på dygnet etc. och följer höjden enligt $z^{-4/3}$ samt $z^{-2/3}$.

Höjdberoendet hos C_T^2 är alltså kopplat till höjdberoendet hos Ri och $\partial\bar{\Theta}/\partial z$ vilket leder till att totala höjdberoendet är höjden upphöjt till $-4/3$. Detta anses viktigt eftersom det ger en teoretisk bas för modellen $z^{-4/3}$, se exempelvis Walles [3].

För aktiva (dvs. för instabila förhållanden) ger Hufnagel, [11], en enklare modell för höjdberoendet hos C_T^2 som kan skrivas som:

$$C_T^2(z) = \frac{2 \cdot 10^{-3} Q^{4/3} z^{-4/3}}{\left[1 + \frac{1.4 \cdot 10^3 u_*^3}{zQ}\right]^{2/3}} \quad (12)$$

Det uppåtriktade värmefflödet, Q , Wm^{-2} , är beroende av solinstrålning som träffar marken, vinden, markegenskaperna och den karaktäristiska friktionshastighet, u_* . Den karaktäristiska friktionshastigheten, u_* , är vanligtvis en storleksordning mindre än den lokala vindhastigheten. Friktionshastigheten kan approximeras med $u_* = 0,35 z \left|\frac{\partial U}{\partial z}\right|$, under förutsättning att medelvindens gradient minskar med höjden enligt $z \left|\frac{\partial U}{\partial z}\right| = \text{konstant}$ (åtminstone oberoende av höjden). I ekvation (12) syns det tidigare angivna höjdberoendet för låga vindhastigheter och högre höjder som funktion av $z^{-4/3}$ samt för lägre höjder och starkare vind som $z^{-2/3}$.

Värmeflödet, Q , från marken kan uppskattas från solens elevationsvinkel, ξ , har värdet 90° då solen står rakt ovanför.

$$Q = Q_0 \sin \xi - 50 \quad (13)$$

där Q_0 är beroende av markens egenskaper och mängden moln och deras täthet. Värdet på Q_0 varierar mellan ca $50 - 500 \text{ W/m}^2$ där det högre värdet gäller för torra ytor i klart väder och det lägre värdet för våta marker vid molntäckning, i referens [11] ges en enkel tabell.

Wyngaard m.fl. [14] samt [24] utvecklade uttrycket för C_T^2 höjdberoende genom att överföra höjdberoendet i $\partial \bar{\theta} / \partial z$ och Ri till endast en funktion, $g_3(z/L)$, som utvecklats tidigare av Businger m.fl. [25].

$$C_T^2 = T_*^2 z^{-2/3} g_3(z/L) \quad (14)$$

där funktionen, g_3 , se ekvation (15), har ett beroende av relationen mellan höjden och Obokhov-Monin längden, dvs. z/L .

$$\begin{cases} g_3(z/L) = 4,9[1 - 7(z/L)]^{-2/3}; & 0 \leq z/L \\ g_3(z/L) = 4,9[1 + 2,75(z/L)]; & 0 \leq z/L \end{cases} \quad (15)$$

Obokhov-Monin längden har inget höjd beroende i sig själv. Walles [3] utvecklar detta uttryck och tar fram ett höjdberoende för C_n^2 som kan skrivas,

$$C_n^2(z) = C_n^2(z_1) \left(\frac{z_1}{z} \right)^{2/3} \left\{ \frac{g_3(z/L)}{g_3(z_1/L)} \right\} \quad (16)$$

där z_1 är en referenshöjd nära marken. Utrycket gäller generellt men kan ytterligare reduceras för olika gränsfall till

$$C_n^2(z) = C_n^2(z_1) \left(\frac{z}{z_1} \right)^{-x} \quad (17)$$

där x antar värdet $2/3$ då $z \ll |L|$ alternativt $4/3$ under instabila förhållanden då $z \gg |L|$. Walles diskussion kring detta uttryck gällande instabila, neutrala och stabila atmosfärförhållanden har förts vidare och jämförts med mätningar som genomförts i Märsta området, se Bergström m.fl. [10]. Bergströms m.fl. mätningar som är de mest konsekvent genomförda turbulens mätningar som gjorts inom Sverige kommenteras mera längre ner i rapporten. Detta resulterade i en modell för höjdberoendet hos C_n^2 som följer (17) men är uppdelad i två höjdintervall och totalt gäller inom intervallet $1 - 10 \text{ m}$. Där x antar värden enligt

$$\begin{cases} x = [\log(3)]^{-1} \cdot \log \left(\frac{C_n^2(1 \text{ m})}{C_n^2(3 \text{ m})} \right); & 1 \text{ m} \leq x < 3 \text{ m} \\ x = [\log(10/3)]^{-1} \cdot \log \left(\frac{C_n^2(3 \text{ m})}{C_n^2(10 \text{ m})} \right); & 3 \text{ m} \leq x \leq 10 \text{ m} \end{cases} \quad (18)$$

där $C_n^2(1 \text{ m})$, $C_n^2(3 \text{ m})$ samt $C_n^2(10 \text{ m})$ avser uppmätt turbulensvärde på höjden 1 m , 3 m respektive 10 m . Denna modell beskriver hur turbulensen varierar mellan två nivåer togs fram i samband med en applikation som endast avsåg höjder upp till ca 10 m .

I Obokhovs arbete [26] (det finns flera tidigare arbeten av Kolmogorov och Obokhov på ryska i ämnet) finns det beskrivet som kallas för Obokhov-Monin similaritetsteori. Obokhov och Wyngaard m.fl. arbeten ligger i sin tur till grund för de s.k. bulk-modellerna, som på ett framgångsrikt sätt beskriver turbulensen, C_n^2 , höjdberoende nära havsytan, se exempelvis [27] [28] [23] [29]. De s.k. bulkmodellerna är mikrometeorologiska modeller beroende av den vertikala vindhastigheten, temperaturen och luftfuktigheten i ytlagret. Dessa atmosfärsmodeller är nära relaterade till optisk turbulens genom brytningsindex och dess variationer.

I bulkmodellerna genomförs en iterering av ett antal ekvationer som bestämmer mikrometeorologiska parametrar som är beroende av varandra. De inbördes beroende parametrarna gör att det inte går att skriva explicita relationer mellan indata och önskade utdata i modellerna. Exempel på övergripande beskrivning av en bulkmodell ges av bland annat Kunz [30], Fairall m.fl. [31], Kunkel m.fl. [32] eller Fredrikson m.fl. [28].

Bulkmodellerna bygger på att det finns en relation mellan C_n^2 och strukturfunktioner för temperatur, luftfuktighet samt en luftfuktighets-temperatur strukturfunktion enligt

$$C_n^2 = (79 \cdot 10^{-6} P/T^2)^2 (C_T^2 + A \cdot C_{TQ} + B \cdot C_Q^2) \quad (19)$$

Strukturfunktionerna för luftfuktighet, temperatur samt kombinationen kan enligt Monin-Obukhov similaritetsteori skrivas som funktioner av dimensionslösa skalningsfunktioner (som diskuterats tidigare) som är beroende av en universal dimensionslös höjdparameter, $\xi = z/L$, samt skalningsparametrar för luftfuktighet respektive temperatur (samt en kombinationsterm). Omvänt är också ξ beroende av skalningsparametrar för vind, temperatur och luftfuktighet samt höjd, von Karman konstanten, tyngdaccelerationen, virtuella potentiella temperaturen och Monin-Obukhov längden, L . Detta inbördes beroende gör att den omnämnda itereringsproceduren behöver genomföras.

De universella skalningsfunktionerna är olika för varje meteorologisk parameter som beskrivs. Alla meteorologiska parametrarna behövs för att bestämma den optiska turbulensen. Detaljerna lämnas åt den intresserade att studera i exempelvis ovan angivna referenser. Det viktiga är att C_n^2 kan beräknas för det atmosfärslager från vatten ytan upp till några tiotals meter med relativt god precision.

Empiriska modeller av C_n^2

Svårigheterna med att mäta eller beräkna de mikrometeorologiska parametrarna har gjort att ett antal empiriska modeller för C_n^2 har skapats. Här presenteras några av de vanligaste modellerna kortfattat. Några modeller är så kallade parametermodeller som utgår från meteorologiska parametrar som vind, temperatur etc. En av de första modellerna är Hufnagel [11] modellen som är avsedd att beskriva förhållanden mellan 3 och 24 km över havet.

$$C_n^2(z) = 8,2 \cdot 10^{-56} U^2 z^{10} e^{-z/z_{01}} + 2,7 \cdot 10^{-16} e^{-z/z_{02}} \quad (20)$$

Där z anges i meter över havet, $z_{01} = 1000$ m och $z_{02} = 1500$ m samt U definieras som rms vindhastigheten i ett intervall mellan 5 och 20 km över havet enligt

$$U^2 = \int_{5 \text{ km}}^{20 \text{ km}} V^2(h) dh \quad (21)$$

där $V(h)$ [m/s] är vindhastigheten. Att fastställa vinden på den höjden är inte helt enkelt och därför kan U sättas till 27 m/s i en fixerad modell. Modellen utvecklades ur data från mätningar gjorda inom medelhöga breddgrader.

En mycket spridd modell är Hufnagel-Valley modellen som har ytterligare parametrar jämfört med ekvation (20), men samma beteckningar,

$$C_n^2(z) = 8,2 \cdot 10^{-56} U^2 z^{10} e^{-z/z_{01}} + 2,7 \cdot 10^{-16} e^{-z/z_{02}} + A e^{-z/z_{03}} \quad (22)$$

där $z_{03} = 100$ m, samt A är en konstant. Konstanten A ges värdet $C_n^2(0)$ i vad som kallas Hufnagel-Valley Day model. En variant av denna modell kallas för Hufnagel-Valley-5/7 modellen ($HV_{5/7}$). I $HV_{5/7}$ modellen har parametrarna valts så att koherens längden blir 5 cm och fasvinkeln är 7 µrad (i förhållande plant infall, isoplanvinkeln) för en våglängd 0,5 µm. Denna modell fås om parametrarna sätts till $A = 1,7 \cdot 10^{-4}$ samt $U = 21$ m/s.

Hufnagel-Valley Night model skrivs

$$C_n^2(z) = 8,2 \cdot 10^{-56} U^2 z^{10} e^{-z/z_{01}} + 2,7 \cdot 10^{-16} e^{-z/z_{02}} + 1,9 \cdot 10^{-15} e^{-z/z_{03}} \quad (23)$$

En variant av Hufnagel-Valley modell som ges av Andrews m.fl. [33] kallad HAP modellen (för Hufnagel/Andrews/Phillips) har anpassats för att simulera eller jämföra med mätningar för speciella platser.

$$C_n^2(z) = M \left[0,00594 \left(\frac{U}{27} \right)^2 \left(\frac{z+z_s}{10^5} \right)^{10} e^{-\frac{z+z_s}{z_{01}}} + 2,7 \cdot 10^{-16} e^{-\frac{z+z_s}{z_{02}}} \right] + C_n^2(z_0) \left(\frac{z_0}{z} \right)^p, \quad z > z_0 \quad (24)$$

där z_s är markens höjd över havet, z är höjden över marken på platsen, $C_n^2(z_0)$ är mätvärdet vid z_0 , samt z_{01} och z_{02} följer ekvationen (20). M är medelvärde för en slumpmässig bakgrundsturbulens parameter för höjder över 1 km (random background turbulence parameter). Värdet på M antas ligga mellan 2,4 och 2,7 under eftermiddagen då det råder stark turbulens $C_n^2(z_0)$ är av storleksordningen $10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$. Vid solnedgången är M värdet mellan 0,88 och 1,42 då C_n^2 fortfarande är relativt högt, omkring $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$.

Eftersom turbulensen är kopplad till solinstrålningen som inte följer klocktiden utan snarare solen upp- och nergång refereras några modeller till en normerad soltid, th . I HAP, se [34] modellen är exponenten p beroende av normerad sol enligt

$$p = \begin{cases} -0,11(12 - th)^2 + 0,11(12 - th) - 6,22, & 0,75 < th < 3,5 \\ 1,45 - 0,11(12 - th)^2, & 3,5 < th < 8,5 \\ -0,048th^2 + 0,68th - 1,06, & 8,5 < th < 11,25 \end{cases} \quad (25)$$

där temporal tiden, th , är en normaliserad dygnsrytm som definieras enligt

$$th = (t - t_{rise}) \frac{12}{(t_{set} - t_{rise})}. \quad (26)$$

där t är lokal tid samt t_{rise} och t_{set} avser tiden för solens uppgång och nergång.

Greenwoods modell, se exempelvis [35], är en modell av C_n^2 som anpassats för astronomiska instrument på höga bergstoppar och skrivs som

$$C_n^2(z) = [2,2 \cdot 10^{-13} (z + 10)^{-1,3} + 4,3 \cdot 10^{-17}] e^{-z/z_{02}} \quad (27)$$

Det finns empiriska modeller som skapats utifrån analyserade mätkampanjer. Det betyder att modellen bygger på medelvärden från olika mätningar. Exempel på en sådan är SCL modellen (akronym för submarine laser communications studies) utvecklad av Miller m.fl. [36] vid Amos observatoriet på Maui, Hawaii. SLC-modellen finns i två versioner och består av styckvis anpassade funktioner från marknivå till 20 km höjd. Modellen bygger dock på mätdata från ballongmätningar som startade från hög höjd, från toppen av Mt Haleakala, Maui. I höjdivervallet mellan 110 m och 1500 m bygger modellen på data från andra platser. Det finns en SLC-modell för dagen och en för natten, dessa beskrivs i Tabell 1 nedan.

SLC-modellen ger optisk turbulens för subtropisk atmosfär med maritim aerosol samt med en hög tropopaus som antas ligga på ca 17 km höjd. Modellen är färgad av platsen varifrån mätdata har samlats.

Tabell 1. SLC-modeller, z i meter.

SLC-Daytime modell	
$z \leq 18,5 \text{ m}$	$1,70 \cdot 10^{-15} [\text{m}^{-2/3}]$
$18,5 < z \leq 240 \text{ m}$	$3,13 \cdot 10^{-13} z^{-1} [\text{m}^{-2/3}]$

$240 < z \leq 880$ m	$1,30 \cdot 10^{-15} [\text{m}^{-2/3}]$
$880 < z \leq 7200$ m	$8,87 \cdot 10^{-7} z^{-3} [\text{m}^{-2/3}]$
$7200 < z \leq 20000$ m	$2,0 \cdot 10^{-16} z^{0,5} [\text{m}^{-2/3}]$
SLC-Nighttime modell	
$z \leq 18,5$ m	$8,40 \cdot 10^{-15} [\text{m}^{-2/3}]$
$18,5 < z \leq 110$ m	$2,87 \cdot 10^{-12} z^{-2} [\text{m}^{-2/3}]$
$110 < z \leq 1500$ m	$2,5 \cdot 10^{-16} [\text{m}^{-2/3}]$
$1500 < z \leq 7200$ m	$8,87 \cdot 10^{-7} z^{-3} [\text{m}^{-2/3}]$
$7200 < z \leq 20000$ m	$2,0 \cdot 10^{-16} z^{0,5} [\text{m}^{-2/3}]$

I [1, 37] beskrivs en empirisk modell som tagits fram av Air Force Geophysics Laboratory baserat på data från berget Amos, modellen kallas AFLG AMOS Model of Optical Turbulence eller AFLG AMOS Night Model. Modellen ges i ekvationerna (28) och (29) medan parametrarna presenteras i Tabell 2. När parametrarna i ekvationerna (28) och (29) ges i km, som i tabellerna nedan, kommer C_n^2 få värdet i $\text{m}^{-2/3}$.

Tabell 2. Modellen gör skillnad på om den beskriver optiska turbulensen under eller över gränsskiktshöjden.

Under gränsskiktshöjden, definierad som upp till och med 5,2 km, används modellen:

$$\ln(C_n^2) = A + B \cdot z + C \cdot z^2 \quad (28)$$

Medan över gränsskiktshöjden, här över 5,2 km, används en extra gaussisk term enligt

$$\ln(C_n^2) = A + B \cdot z + C \cdot z^2 + D e^{-0,5 \cdot \{(z-E)/F\}^2} \quad (29)$$

När parametrarna i ekvationerna (28) och (29) ges i km, som i tabellerna nedan, kommer C_n^2 få värdet i $\text{m}^{-2/3}$.

Tabell 2. Parametrar för natt modellen AFLG AMOS Night Model för $C_n^2(z)$ (ekvation (28) och (29)) där z ges i km.

Höjdintervall [km]	Modell
$3,052 < z \leq 5,2$	$A=-12,412, B=-0,4713, C=-0,0906$
$5,2 < z \leq 30$	$A=-17,1273, B=-0,0301, C=-0,0010, D=0,5061, E=15,0866, F=3,2977$

Modellen har stora skillnader mot SLC modellen men skapar likartade värden för exempelvis koherenslängden. Modellen är liksom SLC modellen också begränsad till geografiskt område och höjd.

Good m.fl. [38] presenterar flera varianter av AFLG AMOS Model of Optical Turbulence som gäller nattetid, soluppgången samt för dagen enligt ekvationerna ovan men med andra parametervärden, se Tabell 3 - Tabell 5. Observera att det är andra gränser i dessa modeller.

Tabell 3. AFLG AMOS Model för $C_n^2(z)$ vid soluppgången, parametrar för ekvation (28) och (29) där z ges i km.

Höjdintervall [km]	Modell
$z \leq 5,78$	$A=-14,0245, B=-0,4809, C=-0,0144$
$5,78 < z$	$A=-16,7545, B=0,0259, C=-0,0022, D=-0,6693, E=7,0330, F=2,8558$

Tabell 4. AFLG AMOS Model för $C_n^2(z)$ för dagtid, parametrar för ekvation (28) och (29) där z ges i km.

Höjdintervall [km]	Modell
$z \leq 3,54$	$A=0,0482, B=-2,3416, C=-0,7211$
$3,54 < z \leq 5,1$	$A=-17,4778, B=0,0320, C=-0,0078, D=1,5066, E=4,4603, F=0,0968$
$5,1 \leq z$	$A=-16,5589, B=-0,1424, C=0,0030, D=1,5694, E=16,6300, F=4,8757$

Air Force Geophysics Laboratory har dessutom utvecklat en modell som bygger på mätningar genomförda i New Mexikos öken under sommaren. Modellen kallas för AFLG CLEAR I Night Model och ges i Tabell 5. Även denna modell är skapad för den speciella trakten men används i ett något vidare sammanhang.

Tabell 5. Modellen AFLG CLEAR I Night Model för $C_n^2(z)$, parametrar för ekvation (28) och (29) där z ges i km.

Höjdintervall [km]	Modell
$1,23 < z \leq 2,13$	$A=-10,7025, B=-4,3507, C=0,8141$
$2,13 < z \leq 10,34$	$A=-16,2897, B=0,0335, C=-0,0134$
$10,34 < z \leq 30$	$A=-17,0577, B=-0,0449, C=-0,0005, D=0,6181, E=15,5617, F=3,4666$

Parametermodeller

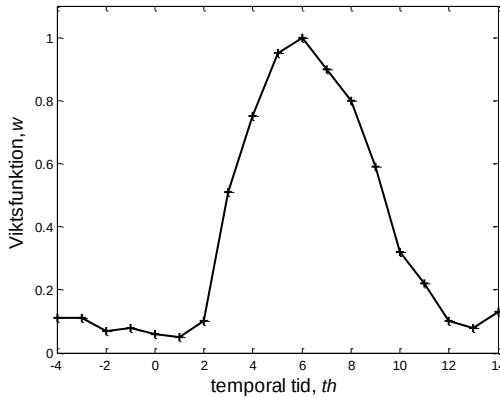
Det finns ett antal parametermodeller som bygger på att C_n^2 är mer eller mindre kopplade till olika väder- och temporal-parametrar, se exempelvis Sadot m.fl. [39] eller Kopeika [2]. En parametermodell för C_n^2 ges av

$$C_n^2 = 3,8 \cdot 10^{-14} w + 2 \cdot 10^{-15} T + 2,8 \cdot 10^{-15} (RH) + 2,9 \cdot 10^{-17} (RH)^2 - 1,1 \cdot 10^{-19} (RH)^3 - 2,5 \cdot 10^{-15} (WS) - 1,2 \cdot 10^{-15} (WS)^2 - 8,5 \cdot 10^{-17} (WS)^3 - 5,3 \cdot 10^{-13} \quad (30)$$

där w är temporal viktsfunktionen, T (K) är temperaturen, WS (m/s) är vindhastigheten och RH (%) relativa luftfuktigheten. Modellen är anpassad för att ge C_n^2 värdet på 15 m över marken och anpassning till andra höjder görs med tidigare nämnda höjdberoende modeller.

I dessa modeller definieras en temporal viktsfunktion (eng. temporal hour weight) som är beroende av normaliserad soltid. Den normaliserade soltiden, normaliserad i förhållande till solens upp- och nedgång, är given av ekvation (26). Den temporal viktsfunktionen ges i en tabell av Kopeika [2] och visad i Figur 3. Soluppgången sker vid temporal tid 0, mitt på dagen är $th = 6$ samt solnedgången sker vid 12. Modellen för viktsfunktionen bygger på mätningar.

Modellen anses beskriva förhållanden inom temperaturområdet $9^\circ\text{C} - 35^\circ\text{C}$, luftfuktigheten $14 - 92\%$ samt vindhastigheten $0 - 10$ m/s. Utanför detta område är modellens extrapoleringar inte giltiga.



Figur 3. Temporal viktfunction för parameter version för C_n^2 .

Kopeika [2] ger ytterligare en variant av parameterfunktion för C_n^2 som även tar hänsyn till solinstrålningen och aerosoler i atmosfären. Även denna modell är tänkt att beräkna C_n^2 för höjden 15 m över marken. Modellen anses ha högre noggrannhet och ge en bättre beskrivning speciellt på natten men även på dagtid då det finns mycket aerosol i atmosfären.

Det har visat sig att C_n^2 kan öka markant på mycket höga höjder, dvs. 10 – 25 km vilket anses sammanfalla med aerosolskikt [39]. En teori säger att det beror på att aerosolskiktet absorberar mer solstrålning vilket gör att temperaturen ökar och ger mer turbulens. Modellen beräknar mängden aerosoler som funktion av väderparametrar och representerar aerosolmängden med det totala tvärsnittet för aerosol, TSCA, enligt

$$\begin{aligned} TSCA = & 9,69 \cdot 10^{-4}(RH) - 2,75 \cdot 10^{-5}(RH)^2 + 4,86 \cdot 10^{-7}(RH)^3 \\ & - 4,48 \cdot 10^{-9}(RH)^4 + 1,66 \cdot 10^{-1}(RH)^5 - 6,26 \cdot 10^{-3} \ln(RH) \\ & - 1,34 \cdot 10^{-5}(SF)^4 + 7,30 \cdot 10^{-3} \end{aligned} \quad (31)$$

där SF (kWm^{-2}) står för solinflödet och övriga parametrar är samma som i ekvation (30). TSCA används i modellen för C_n^2 , enligt

$$\begin{aligned} C_n^2 = & 5,9 \cdot 10^{-15} w + 1,6 \cdot 10^{-15} T - 3,7 \cdot 10^{-15}(RH) + 6,7 \cdot 10^{-17}(RH)^2 \\ & - 3,9 \cdot 10^{-19}(RH)^3 - 3,7 \cdot 10^{-15}(WS) + 1,3 \cdot 10^{-15}(WS)^2 \\ & - 8,2 \cdot 10^{-17}(WS)^3 + 2,8 \cdot 10^{-14}(SF) - 1,8 \cdot 10^{-14}(TSCA) \\ & + 1,4 \cdot 10^{-14}(TSCA)^2 - 3,9 \cdot 10^{-13} \end{aligned} \quad (32)$$

där parametrarna är samma som i ekvation (30) och (31). C_n^2 modellen anses vara mer generell och har en bättre noggrannhet än modellen i ekvation (30). Dessutom anses modellen generellt beskriva nattförhållanden bättre och ta bättre hänsyn till situationer med mycket aerosoler.

Jakobsson [40] föreslår att atmosfären kan modelleras som om den består av ett antal enskilda lager. För dessa lager kan fäsen för varje lager adderas till slutlig vågfront med hjälp av viktsfunktioner för varje lager. Kvadratsumman av dessa viktsfunktioner sätts lika med ett. Dessutom anger Jakobsson att mätningar vid Mauna Kea visar att endast två lager bidrar med 80 % av den spektrala energin.

Det första försöket att beräkna C_n^2 med numeriska väderprognosmetoder genomfördes av Bougeault m.fl. [41]. Målsättningen med beräkningarna var att skapa en metod för att fastställa lämplig plats för placering av ett astronomiskt teleskop. Beräkningarna genomfördes för en plats i Pyrenéerna, som visserligen inte var lämplig för utplacering av astronomiskt teleskop men där det genomfördes en stor metrologisk mät och simuleringskampanj, PERIDOT, av Météo-France (franska motsvarigheten till SMHI). Resultatet jämfördes genom att en teleskop parameter ε som på engelska kallas "seeing"

mättes. Där $\varepsilon = 0,98\lambda/r_0$ och motsvarar stjärnans storlek (FWHM) efter en lång exponering, λ är våglängden och r_0 är Fried-diametern, även kallad Fried-parametern. För vertikala sträckor (astronomi fallet) skrivs Fried-parametern

$$r_0 = \left(0,423 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \int_0^\infty C_n^2(z) dz \right)^{-3/5} \quad (33)$$

Resultatet från de första försöken visade att det behövdes högre spatiell upplösning i de numeriska meteorologiska simuleringsmodellerna. Högre upplösning kräver att den s.k. hydrologiska approximationen inte längre gäller vilket gör att mesoskaliga modeller behöver användas, se [42]. Den första genomförda simuleringen för att beräkna C_n^2 med numeriska meteorologiska prognosmodeller som använde mesoskaliga modeller med avsikt att testa placeringen av astronomiskt teleskop genomfördes av Masciadri m.fl. [43, 44]. Dessa skapade ett beräkningspaket som kallades Astro-Meso-NH modellen och som användes för att beräkna optiska turbulensen vid Cerro Paranal i Chile.

3.2 Inre- och yttre skallängdernas variation med höjden

Effektspektrat för brytningsindexfluktuationerna, $\Phi_n(\kappa)$ (eng. ”spatial power density of refractive index fluctuations”), kan inom vissa begränsade spatiala vågtalsområden, κ , relateras till olika funktioner för strukturfunktionen, C_n^2 . De vanligaste modellerna för $\Phi_n(\kappa)$ är Kolmogorov, Tatarskii, vonKármán och modifierat spektrum modellen. Det spatiala vågtalet, κ , begränsas olika för de olika $\Phi_n(\kappa)$ modellerna. Exempelvis ger Andrews m.fl. [45] för Kolmogorov spektrat gränserna $1/L_0 \ll \kappa \ll 1/l_0$ där den övre gränsen för κ ges av inre-skallängden, l_0 , medan den undre gränsen bestäms av den yttre skallängden, L_0 . Gränserna finns för att reducera området inom vilket man skall beräkna $\Phi_n(\kappa)$. Det finns även andra sätt att betrakta gränserna, exempelvis använder Roggemann m.fl. [46] $2\pi/L_0 \ll \kappa \ll 2\pi/l_0$, dock verkar värdet på l_0 och L_0 inte variera.

Både den inre skallängden, l_0 , och den yttreskallängden, L_0 , kan variera med höjden, även om det inte ofta har behandlats. Fried [15] ger approximativa uttryck för dessa parametrar baserade på publicerade data.

$$l_0 = (10^{-9}z)^{1/3}, l_0 \gtrsim 2 \text{ mm} \quad (34)$$

och

$$L_0(z) = (4z)^{1/2} \quad (35)$$

där z , l_0 och L_0 är uttryckta i meter.

Värdet på den yttre-skallängden, L_0 begränsas dock av exempelvis [45] till att ligga mellan 5 och 190 m. Baserat på anpassning till mätningar med SCIDAR, se nästa kapitel, har ett uttryck som begränsar värdet på den yttre-skallängden till under 5 m tagits fram

$$L_0(z) = \frac{a}{1 + \left(\frac{z-b}{2500} \right)^2} \quad (36)$$

där a är 4 eller 5 m samt b är 8500 m respektive 7500 m. Variationen i modell berodde på var mätningarna genomfördes.

Kulikova m.fl. [47] föreslår en optisk metodik för att bestämma både de inre- och yttre-längdskalorna vid turbulens genom att använda fasen hos en laserstråle mätt med en Schack-Hartmann-sensor. Metoden går ut på att analysera sekvensen av normaliserade

korrelationsfunktioner hos Zernikekoefficienter. Metoden möjliggör ett uteslutande av C_n^2 från analysen och har tillämpats för att uppskatta de yttre och inre skallängder hos turbulens som induceras i vattenceller. Det tycks dock som om metoden gäller under förutsättning att det är homogen turbulens och därmed inte kan hantera variation med höjden.

Hill och Clifford visade att l_o kan beskrivas som en funktion av kinematisk viskositet, ν , (m^2/s) och dissipations (upplösnings) hastigheten för kinetisk turbulent energi, ϵ , (m^2/s^3), enligt:

$$l_o = 7,4 \nu^{3/4} \epsilon^{-1/4} \quad (37)$$

En modell som beskriver ϵ som kan användas tillsammans med kinematisk viskositet (för luft) för att beräkna l_o ges av Thiermann och Kohnle [48]. Det är en similaritetsmodell liknande bulkmodellerna som förutom ϵ även genererar C_T^2 .

3.3 Mätningar av optiska turbulensen C_n^2 som funktion av höjden

Det finns ett stort antal mätningar av optisk turbulens som funktion av höjden, speciellt har man inom astronomin genomfört mätningar av olika slag. Översikt över moderna mätmetoder för optisk turbulens presenteras av t.ex. Eaton [49] och Barthelmie m.fl. [50].

Tidigt genomfördes exempelvis ballongmätningar upp till relativt höga, höjder om tiotals km. Dessa genomfördes ofta som in situ-mätningar med meteorologiska instrument som exempelvis värmetrådsanemometrar.

Inom astronomin mäts C_n^2 genom totala atmosfären genom att studera differentiella bildrörelsen hos en stjärna. Det är en passiv metod där starka stjärnors skenbara rörelser som uppkommer på grund av turbulensen i luften används. Till dessa mätningar används stjärnor med lämplig magnitud och inom det synfält (vinkelområde av stjärnhimlen) som önskas studeras, som ljuskällor. Metoden kallas för DIMM som står för Differential Image Motion Monitoring, se exempelvis Sarazin m.fl. [51] eller [52]. Den senare referensen ger en översikt över flera astronomiska metoder att bestämma C_n^2 som funktion av höjden, totala atmosfärens optiska turbulens. DIMM ger medelvärde av strukturfunktionen $\bar{C}_n^2$ integrerat längs hela sträckan med en viktfunction som överviktur turbulens nära mottagaren,

$$\bar{C}_n^2 = \int_0^S C_n^2 (1 - s/S)^{5/3} ds \quad (38)$$

För att uppskatta turbulensen i riktningar som inte innehöll lämpliga stjärnkandidater skapade s.k. laser guides stars, där kraftiga lasrar exiterade natrium-atomer på mycket hög höjd som relaxerade och sände ut ljus mitt i det visuella våglängdsspektret, de s.k. natrium-dubbletterna användes som konstgjorda fixstjärnor. Mätningarna av distorsionen av naturliga eller konstgjorda fixstjärnor används i astronomiska teleskop för att beräkna den momentana fasstörningen och kompensera denna med hjälp av adaptiv optik. Som biprodukt ger dessa mätmetoder den totala turbulensstörningen för ljus som passerar hela atmosfären.

Även nära marken genomförs mätningar in situ-mätningar med sensorer placerade i master. Dessa mätningar genomförs ofta som långtidsförsök med anemometrar, ibland med ultraljudsanemometrar. Denna typ av mätningar har genomförts vid olika typer av platser både i inlandet och i kustområden. Exempel på mätningar genomförda i Sverige av Bergström och Högström m.fl. [10] vid Uppsala Universitet behandlas något mer nedan.

Intresset för vindhastigheter och turbulensförhållanden för höjder som ligger närmast över de lägsta skikten har under senare år drivits av vindkraftsindustrins önskemål att övervaka kraftiga vindbyar och turbulensförhållanden upp till ca 200 m. Övervakning av vindbyar och perioder av hög turbulens ger möjlighet för att optimera driften av kraftverken samt för optimering av vindkraftsverkens konstruktion liksom hållfasthetsparametrar för vingarna

eller verkshöjd. Informationen om vindbyarna kan behöva genereras lokalt nära enskilda vindkraftverk eller parker av vindkraftverk. Intresset för optimering av driften gör att vinden och turbulensen mäts på relativt korta avstånd för enskilda kraftverk, för att ge varningar inom ett antal sekunder till någon minut. För vindkraftsparker eller grupper av parker kan längre förvarningstid krävas vilket gör att lokala prognoser kan vara alternativ. Den flödesturbulens som man i dessa fall är intresserad av kan kopplas till den variationen hos brytningsindex som ger upphov till optisk turbulens, det kan dock kräva ytterligare mätparametrar.

I en översiktsartikel beskriver Barthelmie m.fl. [50] en jämförelse mellan olika metoder att bestämma vindfältet samt turbulensen för höjder upp till 200 m med hjälp av master utrustade med sensorer, förankrade ballongsonder (eng. tethersonder), lidar och UAV'er. Artikeln är skriven utifrån intresset för turbulenseffekter vid vindkraftsstationer.

Uppsala universitet genomförde turbulensmätningar i Marsta ca 10 km norr om Uppsala under åren 1969 – 1971, se Bergström m.fl. [10] och Smedman m.fl. [53]. Mätningar genomfördes för de lägsta skikten närmast marken, dvs. på höjderna 1 m, 3 m respektive 10 m. Vid studien bestämdes strukturparametern för temperaturen, C_T^2 , som räknades om till C_n^2 med användning av lufttemperaturen, lufttrycket och Bowen förhållandet. Strukturparametern för temperatur bestämdes ur derivatan av potentiella temperaturen med hjälp av en empirisk funktion som bygger på Richardson talet, Ri enligt metoden av Wyngaard m.fl. [14]. Den vertikala temperaturprofilen och vindgradienten behövs för att bestämma Ri . Bowen förhållandet bestämdes med en metod som DeHeer-Amissah givit, se [54]. Mätningarna genomfördes i ett jordbruksområde med gräs och örter som marktäckning omkring mätmasten med skog, skogsdungar och någon bebyggelse (by) på längre avstånd.

Resultatet från mätningarna visade att typiska värden för C_n^2 mellan $10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ och $10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$ vid 1 m-nivån, mellan $10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ och $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ för 3 m nivå och $10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$ och $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ för 10 m – nivå. C_n^2 minskade som funktion av höjden. Medelvärde av C_n^2 följde många gånger logaritmen av höjden medan medianvärdet ofta har en större gradient för intervallet 3-10 m än för 1-3 m.

SCIDAR

I SCIntillation Detection And Ranging (SCIDAR) tekniken analyseras scintillationsmönstret från dubbelstjärnor. Exempelvis beskriver Klückers m.fl. [55] tekniken för bestämning av vertikal profil av C_n^2 och ger exempel på mätningar. Både vindprofilen och turbulensprofilen kan mätas upp med hjälp av SCIDAR-tekniken upp till höga höjder men tekniken har en begränsning för lägre höjder.

Tekniken bygger på att vågfronten som når ett astronomiskt teleskop kan projiceras på en matrisdetektor. Ett antal av dessa bilder används sedan i en autokorrelationsprocess varefter en inversion sker för att bestämma höjden av de luftlager som genererar turbulensstörningen. Genom att använda tillräckligt många bilder kan en profil av C_n^2 för atmosfären bestämmas. Exemplet som Klückers m.fl. ger bygger på det astronomiska teleskopet Jacobus Kapteyn Telescope (JKT) på La Palma med 1 m apertur diameter. Begränsningen är framförallt att det behövs en binärstjärna eller två objekt vars spatiella uppdelning är liten. Dessutom klarar metoden endast att bestämma turbulensprofilen från relativt hög höjd och uppåt, exemplet avser höjden 4 km – 20 km. Det finns vidareutvecklingar av metoden som gör det möjligt att mäta något lägre höjder.

Lidar

En svårighet med att mäta C_n^2 med lidar-teknik är att utbredningen av laserstrålningen upp till någon bestämd höjd vanligen beskrivs bäst med planvågsutbredning medan den tillbakapridda strålningen oftast beter sig som en sfärisk våg. Flera av de tekniker som finns bygger på att planvågsutbredningen inte behöver tas med i beskrivningen utan att lasern genererar en strålkälla på önskad höjd.

Mätmetoder som använder lidar för att mäta optiska turbulensen som funktion av höjden har utvecklats. Dessa metoder har inte använts i någon stor utsträckning, eventuellt kan det ha

att göra med den tekniska svårigheten och det begränsade behovet av den typen av mätningar.

En av de tidigaste lidarmetoderna föreslogs av Bele'kii m.fl. [56], vars metod för att bestämma C_n^2 byggde på bakåtspridningen från aerosoler. I metoden görs mätning av störningen på den turbulensberoende rumsliga koherensen hos de från aerosoler bakåtspridda ljusvågorna. Dock tycks som att de första mätningarna av C_n^2 med lidar genomfördes av Balin m.fl. [57] långt senare.

Beland m.fl. föreslog en metod att med två synkrona lidarsystem vars sändares synfält inte korsas detektera varandras laserpulser, dvs. så att detektorernas synfält får korsande lober. Metoden kallades för Crossed path techniques, se Beland and Krause-Polstorff [58].

En metod att med lidar bestämma en höjdprofil för optisk turbulens, C_n^2 , med hjälp av en kombination av metoden att studera differentiella bildrörelsen av en naturlig stjärna och genereringen av artificiell ljuspunkt med hjälp av pulsad laser samt grindad avbildning beskrivs av Belen'kii m.fl. [59], Gatland [60] och Gimmestad m.fl. [61]. Metoden kallas för DIM lidar och är en förkortning för Differential Image Motion light detection and ranging. DIM lidar bygger på att en aperturmask appliceras på teleskop så en ljuskälla (punktkälla) projiceras på detektorn längs två olika optiska vägar genom teleskopet, den ena optiska vägen förflyttas med optisk kil så att två bilder bildas på bilddetektorn. Den pulsade lasern synkroniseras på ett sådant sätt att den artificiella ljuskällan (guide star) kan flyttas till olika höjder för att bestämma C_n^2 som funktion av höjden. Teorin för att anpassa DIMM metoden från plan vågfront (stjärnljus från mycket långt avstånd) till en ljuskälla på ändligt avstånd med sfärisk vågfront gjordes av Belen'kii m.fl. Både i Belen'kii m. fl. [59, 62] och Sarazin m.fl. [51] ges variansen [radianer²] hos differentiella bildförflyttningen (av ljuskällan) som funktion av strukturfunktionen $\bar{C}_n^2$ enligt

$$\sigma_{DIM}^2 = f(d/D)D^{-1/3}\bar{C}_n^2 \quad (39)$$

där D är sub-aperturdiametern (m), d är avståndet mellan sub-aperturerna och $f(d/D)$ är en funktion som är beroende av aperturdiametrarna, våglängden samt Frieds koherensdiameter.

Zilberman m.fl. [63] föreslår en metod att med lidar bestämma vertikala profilen för optisk turbulens, C_n^2 , som liknar DIM lidar metoden. Lidar instrument använder pulsad laserstrålning och med hjälp av grindad avbildning kan bakåtspritt ljus från ett visst avsnitt längs laserstrålen väljas ut. Genom att använda den från lidarn bakåtspridda strålningen som en virtuell monokromatisk ljuskälla, som kan placeras på godtycklig höjd från lasern, kan metoder att studera denna ljuskälla användas för att bestämma atmosfärsturbulensen. Detta görs genom att studera bildförflyttningen av laserpunkten som är kopplad till variationen i infallsvinkel mot en apertur, α , (eng. angle-of-arrival). Kvadraten på medelavvikelsen av infallsvinkeln $\langle\alpha^2\rangle$ fås ur förskjutningen av bilden av den virtuella strålningskällan $\langle\sigma^2\rangle$, då $\sigma = f\alpha$ där f är optikens fokallängd.

Zilberman m. fl. [63] föreslår dessutom genom att använda uttryck för kopplingen mellan variationen i infallsvinkel mot en apertur och turbulens en metod för att mäta, C_n^2 på olika höjd. Variationen av infallsvinkeln kan för en sfärisk våg beskrivas enligt [2].

$$\langle\alpha^2\rangle = 2.914D^{-1/3} \int_0^L C_n^2(z) (z/L)^{5/3} dz \quad (40)$$

Där L är sträckan, D är aperturdiametern och uttrycket är härlett under förutsättning att villkoret $(\lambda L)^{1/2} < D < L_o$ är uppfyllt. Här är λ våglängden samt L_o den yttre skallängden för turbulensen.

Lidarsystemet mäter upp variationen av infallsvinkeln från en strålningskälla på höjden z_i . Det gör att infallsvinkeln är beroende av hela atmosfärens inverkan från marken till höjden z_i tillbaka till marknivån. Genom att byta ut den centrala delen i integranden i ekvation (40) till en viktsfunktion för hela sträckan kan $\langle\alpha^2\rangle$ bestämmas för önskad höjd.

$$\alpha^2(z_i) = \int_0^{z_i} C_n^2(h) \cdot W(z_i, h) dh \quad (41)$$

I rapporten ges ett förslag på uttryck för viktsfunktionen $W(Z_i, h)$ där hänsyn tas till utbredning både på vägen upp och ner. Rapporten ger förslaget

$$W(Z_i, h) = 2.914 D^{-1/3} \left[\left(\frac{h}{z_i} \right)^{5/3} + \left(1 - \frac{h}{z_i} \right)^{5/3} \right] \quad (42)$$

Om C_n^2 antas vara konstant i intervallet $[z_j, z_{j+1}]$ så kan ekvationen (41) skivas om som en summa av integraler över respektive avståndsluckor.

$$\alpha^2(z_i) = \sum_{j=1}^i C_n^2(z_j) \cdot \int_{z_{j-1}}^{z_j} W(z_i, h) dh \quad (43)$$

Detta uttryck skrivs sedan om i matrisform varefter de funnit en inversionsmetod för att bestämma C_n^2 som funktion av höjden på hela sträckan upp till aktuell höjd.

Zilberman m. fl. [63] genomförde dessutom mätningar där ca 100 bilder av laserfläcken från en Nd:YAG laser från varje höjd användes för att bestämma variationen i strålningens infallsvinkel. Mätningarna genomfördes nattetid för att minimera bruset. Mätningar gjorda vid minst sju tillfällen finns presenterade i rapporten.

En viktig slutsats från Zilberman m. fl. är att det vid många tillfällen finns en lager struktur för optisk turbulens, där C_n^2 inte är kontinuerligt avtagande med höjden. En annan slutsats är att inversionsmetoden visar resultat som ligger i närheten av de modellprofiler som finns förutom lagerstrukturen, som kan avvika kraftigt mot de mera kända modellprofilerna för C_n^2 . En fördel med denna typ av mätning är att C_n^2 mäts direkt, istället för att som t.ex. vid ballonmätningar beräknas ur uppmätta värden på strukturparametern för temperaturen, C_T^2 . Lagerstrukturerna hos C_n^2 finns i tjocklekar på mellan 20-200 m. De kraftigaste lagren hittades vid mätningarna i den lägre delen av tropopausen och i den nedre delen av troposfären (under 5 km).

I en senare studie av Zilberman m. fl. [64] genomfördes lidarexperiment där spektrala parametrar hos aerosol fluktuationerna användes. I undersökningen studeras normaliserade effektspektra för intensitetsfluktuationerna från aerosol-bakåtspridningen. Metoden kräver dock att vindfältet och aerosol fälten modelleras som funktion av höjden, då en algoritm för att ta bort gradienter används tillsammans med filtreringen av data.

Banakh m. fl. [65-67] har studerat möjligheten att mäta C_n^2 som funktion av avstånd med hjälp av scintillationen från bakåtspridningen med lidar. Bland annat föreslås en metod att bestämma zoner med kraftig turbulens framför flygplan s.k. CAT (clear air turbulence). Huruvida metoden skulle vara möjlig att använda för svagare turbulensfält är oklart.

En metod att detektera områden med högre turbulensnivåer, främst som ett led i att öka flygsäkerheten använder hyperspektrala bilder av himlen, se Lane m.fl. [68]. Metoden bygger på att det i hyperspektrala bilder, efter att maskat bort moln, går att skilja områden med högre variationer av temperatur och fuktighet som i sin tur indikerar högre turbulens. Ett av de krav som användes var förändring i radians inom områdena $903,02 \text{ cm}^{-1}$ samt $916,30 \text{ cm}^{-1}$. Metoden ger dock inte på nuvarande stadium värdet på turbulensen utan endast förekomsten av hög turbulens.

4 Utbredning längs sneda banor

Huvudsyftet med denna rapport är att undersöka variationen av turbulensen som funktion av höjden och då speciellt för gränsskiktet. Utbredning av strålning längs sneda banor påverkas naturligtvis av beskrivningen av den optiska turbulensen och då speciellt när det finns ett höjdberoende. Därför tas utbredning upp en aning men i stort sett endast utifrån några enkla simuleringar som genomförts med tidigare i texten beskrivna turbulensmodeller. Det har däremot inte funnits någon ambition att i denna studie lista, beskriva eller gå igenom olika utbredningsmodeller.

Det går att dela upp utbredningsmodeller, för att beskriva transmission genom en atmosfär med slumpmässiga variationer i brytningsindex, dvs. med turbulenta egenskaper, i tre typer. Det kan vara ett utbrett turbulent medium med homogena brytningsindex variationer längs hela sträckan, typiskt är horisontella sträckor över mark med homogen eller likartade beskaffenhet eller över vatten. Alternativt kan turbulensen i utbredningssträcka beskrivas som korta sträckor, tunnare skivor, av turbulent media. Typiskt exempel på detta är astronomiska instrument där sträckan inom jordatmosfären är turbulent. Den tredje beskrivningen av en atmosfär med varierande turbulens består av ett antal tunna skivor utspridda eller lokaliserade till vissa delar av sträckan som beskriver atmosfär turbulensen för respektive delsträcka, kallas fasskärmmodell (eng. phase screen).

Modeller för utbredning genom atmosfären med homogen turbulens där konstanta värden för C_n^2 kan användas finns beskrivna i flera böcker, se exempelvis [1, 2, 12, 45, 69, 70] därför kommer dessa inte behandlas vidare i denna text. Det är naturligtvis så att homogen turbulens kan simuleras med fasskärmar också. Under förutsättning av att det är svag turbulens skulle det i princip räcka med en fasskärm i en sådan beräkning. Det finns exempelvis i böckerna [45, 46, 69] avsnitt som behandlar sneda banor, för utbredning från sändare neråt mot marken liksom från marken och uppåt. Den typen av beskrivningar används senare i lasersäkerhetsberäkningar.

Utbredningen av laserstrålar eller andra typer av elektromagnetiska vågor kan beräknas med hjälp av Fourieranalys, speciellt med diffraktionsteori. För optiska våglängder används beteckningen Fourieroptik (FO). En bra beskrivning av metoder för Fourieroptik ges av Goodman [71], andra texter är [70, 72]. FO kan användas för att exempelvis beskriva diffraktion, bildhantering, utbredning, optisk datahantering och holografi. Det är vanligt att beskriva inverkan av turbulens längs en utbredningssträcka med ett antal fasskärmar. Enkelt beskrivet är det en lokalisering av turbulensens inverkan längs en delsträcka till ett tunt skikt. Inverkan på utbredningen sker sedan stegvis mellan fasskärmarna, vilket ibland kallas för 'split step'-metod. Utbredningsmodeller som bygger på metoden att använda fasskärmar är också ett stort och område som har behandlats flertal gånger, se [46] och dess referenser.

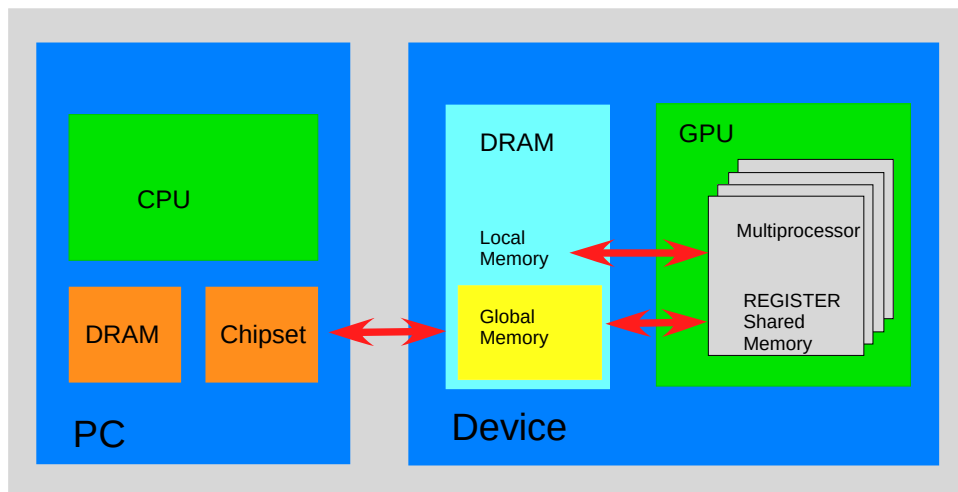
Ingen sådan modell har tagits fram inom detta arbete men däremot har en betaversion av det kommersiella programmet WONAT (Wave Optics Numerical Analysis Toolbox Software), från Optonicus, använts för att genomföra beräkningar av optisk utbredning genom turbulent atmosfär med fasskärmar. Detta genomfördes dels för att undersöka svårigheterna med att genomföra beräkningar med systemet samt för att testa snabbhet och funktion. WONAT är en s.k. CUDA (acronym för Compute Unified Device Architecture) implementation som innebär att de beräkningar som behöver genomföras flyttas till grafikkortet. Grafikkort är konstruerad för att hantera beräkningar av bilder, dvs. matriser med data. Detta har den fördelen att relativt stora och specialiserade beräkningar kan genomföras med högre hastighet än om dessa genomförts med kärnorna i den vanliga processorn. En nackdel är att beräkningarna endast kan genomföras med s.k. enkel precision, dvs. antalet värdesiffror i beräkningarna är inte så stort. Den begränsningen behöver inte vara avgörande om beräkningsmetodiken genomförs på ett för begränsad precision avpassat sätt.

4.1 Exempel beräkningar med WONAT

Programmet WONAT (Wave Optics Numerical Analysis Toolbox Software) använder parallell beräkningsmetodik vilket innebär att programmet delar upp beräkningarna i ett antal processer som hanteras samtidigt. I detta fall genomförs ett antal optiska utbredningsberäkningar i fasrummet genom Fourieroptik (FO). FO bygger på Huygens princip den där optiska vågen betraktas som en överlagring av expanderande sfäriska vågor som strålar ut från ett stort antal punkter vid utgångsaperturen och kan beskrivas med Green-funktion till detektoraperturen (eller en tänkt apertur vid målet), en beskrivning finns i [71]. Vågorna betraktas som naturliga former av själva överföringsmediet.

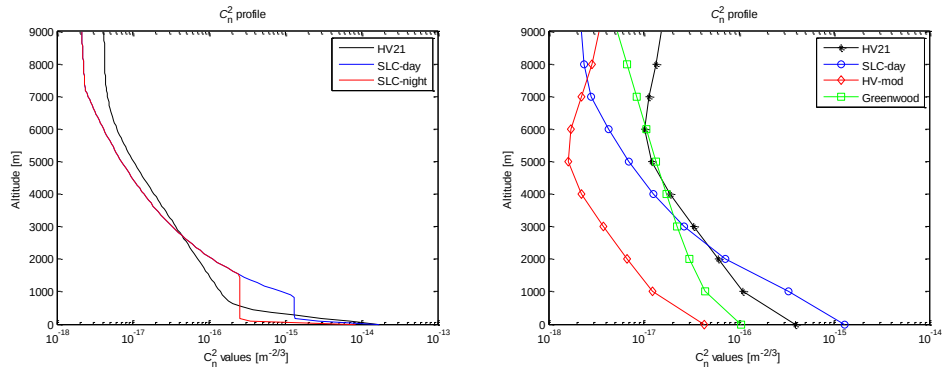
WONAT's utbredningsmodell använder en split-step metod och flera turbulensspektra kan väljas som Kolmogorov, Tatarsky, von Karman, och Andrews modeller. Användaren kan ange geometrin hos laseruppställningen (sändarens höjd och mottagare alternativt målets höjd) med utbredningsvolym (längd eller utbredningsavstånd, bredd/höjd, antal fas skärmar och storleken på absorption), turbulens informationen (spektralmodell, inre skalan, och yttre skalan), och C_n^2 -profil information (modell och turbulensnivå vid marken eller på bestämd höjd).

Principskissen för hur programmet hantera data mellan dator och grafik kort i CUDA beräkningarna visas i Figur 4. Implementeringen som innebär att de beräkningar som behöver genomföras flyttas till grafikkortet som är konstruerat för att hantera beräkningar av matrisdata parallellt, som vid bildbehandling. Arkitekturen för att hantera beräkningar på grafikkortet är utvecklad av grafikkortstillverkaren NVIDIA.



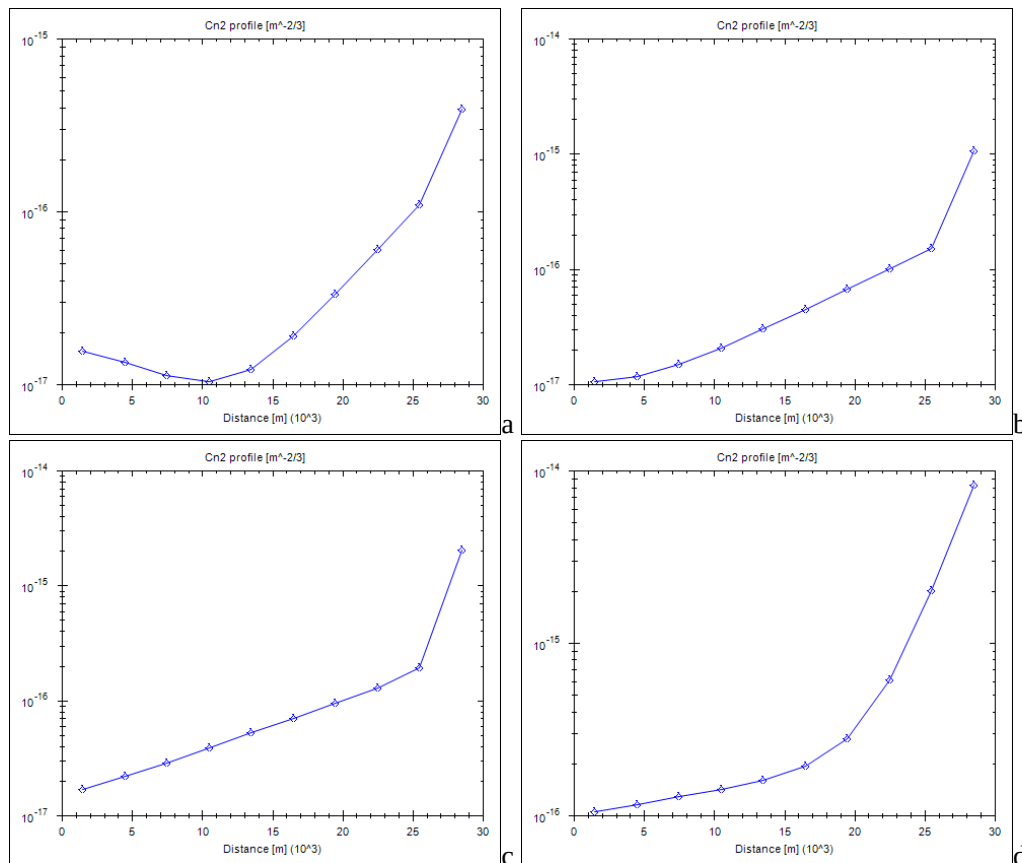
Figur 4. Principskiss över datahanteringen mellan dator och grafikkort.

Då turbulensberäkningar som innebär utbredning genom olika höjdintervall skall genomföras behövs modeller för C_n^2 -profiler. Det finns minst fyra färdiga modeller samt en modell med konstant C_n^2 . De ingående modellerna är Hufnagel - Valley modellen (HV-Mod samt en variant som kallas HV21), se ekvation (21), SLC-day and night modellerna (se tabell 1) och Greenwoodmodellen. Då programmet använder fasskärmar i sin beräkning skall antalet fasskärmar anges. Det angivna antalet fasskärmar som används fördelas ut på lika många delsträckor längs utbredningssträckan. Varje delsträcka har alltså en fasskärm som beskriver inverkan av turbulensen längs den delsträckan. Modellen beräknar turbulensen utifrån mittpositionen vilket gör att C_n^2 -profilerna deformeras. Exempel på detta visas i Figur 5 där till vänster modellerna beskrivna tidigare i detta dokument visas samt till höger visas den implementering som sker i och med valet av hur fasskärmar fördelas. I praktiken kommer detta endast att ha mindre betydelse, eventuellt med undantag för nästan horisontella utbredningssträckor på relativt låg höjd (under 1000 m).



Figur 5. C_n^2 -profiler t.v. enligt modellerna i ekvation (21) och tabell 1. Till höger C_n^2 -profiler som har hämtats från WONAT programmet.

I ett exempel används utgångsdata från ett flygfall med Laser Designator Pod (LDP) systemet som började belysningen från 30 km avstånd mot mål på marken, se Gustafsson m.fl. [73]. Flygplanet bärande LDP:n flög på konstant höjd mot målet som belystes. Utgångshöjden varierades mellan fyra olika nivåer, dessa var ungefär 9000 m, 6000 m 4500 m samt 1500 m. Simuleringar av utgångsläget med WONAT skulle resultera i olika C_n^2 -profiler som funktion av avstånd, vilket visas, i Figur 6 för exemplet Hufnagel-Valley profilmodell (HV21) med $C_{n0}^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$.

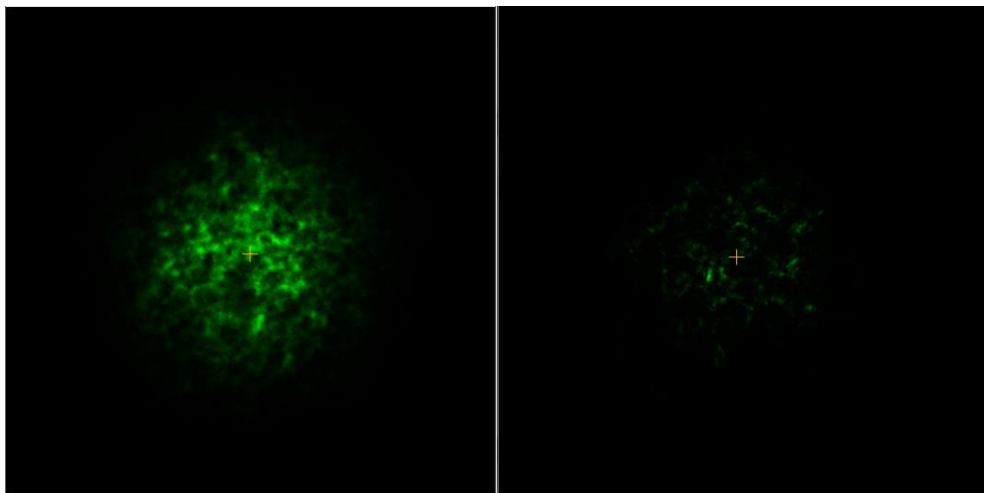


Figur 6. C_n^2 modell av typen Hufnagel-Valley profile model (HV21), med olika utgångshöjder 9000 m (a), 6000 m (b), 4500 m (c) samt 1500 m (d).

I Figur 6 är x-axeln avståndet från sändaren och inte höjden (inte heller avståndet till målet). Det betyder att för flyghöjden 9000 m är den första fasskärmen (räknat från vänster) på

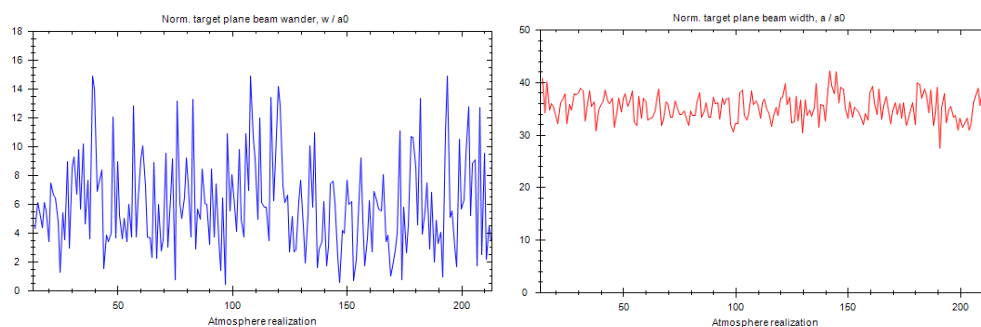
höjden 8550 m på ett avstånd 28500 m från målet, nästa fasskärm är på höjden 7650 m samt avståndet 25500 m från målet osv.

Simuleringen av laserstrålen där HV21 och Kolmogorov spektra används visar laser fläcken för två olika flyghöjder, 9000 m respektive 1500 m, i Figur 7. Vid flyghöjd 9000 m kommer laserstrålen utbredas mycket kortare sträck med kraftigare turbulens än i flygfallet med 1500 m flyghöjd.

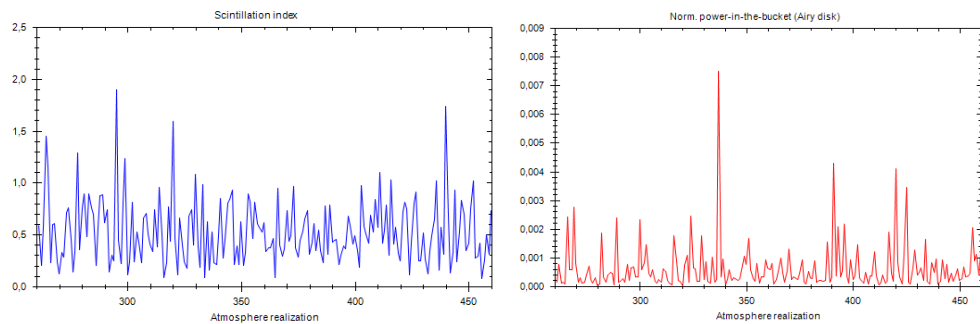


Figur 7. Laserfläcken vid målet för fallen flyghöjd 9000 m till vänster samt flyghöjd 1500 m till höger, avstånd 30 km. Skärmarna motsvarar dimensionen 2,7 x 2,7 m.

I Figur 8 visas strålvandringen samt strålstorleken vid målet som funktion av ca 200 Monte-Carlo simuleringar med kollimerad stråle. Skalorna i bilderna är normaliserade mot utgångsstrålens storlek. Ett uppskattat värde på strålvandringen är ca $5-6 \times a_0 \approx 0,13-0,15$ m medan strålstorleken är ca 0,9 m, utan turbulens är laserstrålen 0,81 m. Strålvandringen är relativt liten i medeltal men varierar kraftigt mellan enskilda pulser upp till ca 0,38 m. Strålvandringen är dock betydligt mindre än laserstrålens bredd vid målet.



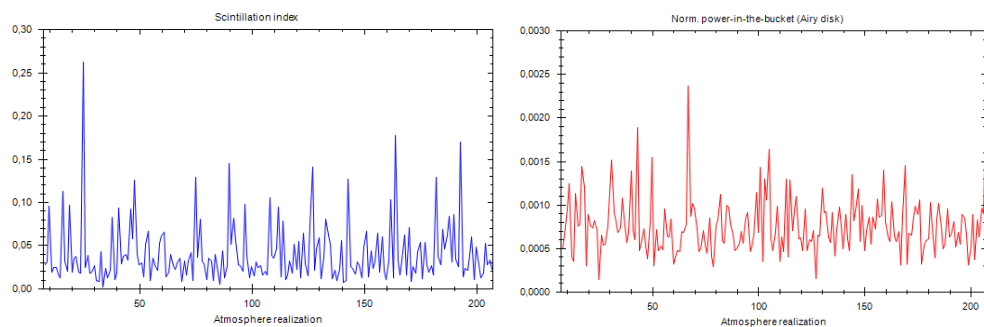
Figur 8. Strålvandring (t.v.) och strålvvidden (t.h.) skalad utifrån laserstrålens begynnelsestorlek (radie $a_0 = 2,5$ cm) för flygfall 1500 m flyghöjd, Kolmogorovspektra samt HV21 turbulensprofil.



Figur 9. Scintillations index samt power-in-bucket för samma simulering som visas i Figur 8.

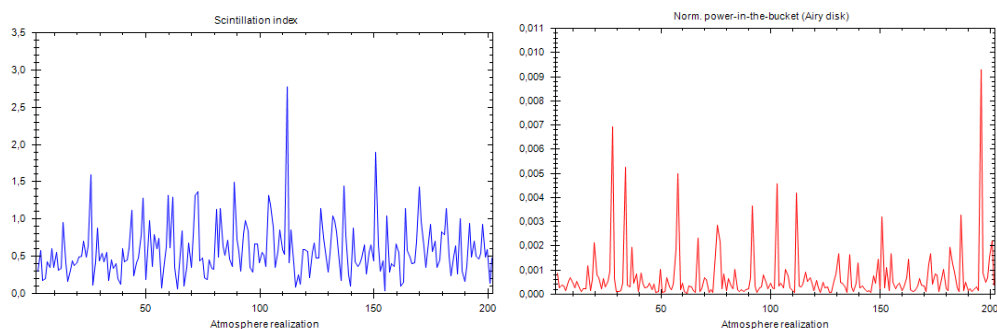
I Figur 9 visas scintillations index, beräknad för samma laserexempel och samma flyghöjd, fortfarande längs 30 km sträcka, samt lasereffekten inom en apertur (eng. power in the bucket, PIB) som motsvarande en Airy skiva dvs. inom divergensen ($1,22 \lambda/d \approx 0,026$ mrad, hel vinkel). Scintillations index varierar men medeltalet är ca 0,5.

Figur 10 visar som jämförelse samma beräkning genomförd för fallet då sändaren är på höjden 9000 m. Den mindre turbulensinverkan är tydlig då scintillations index är betydligt lägre än i förra fallet. Variationen i PIB är inte heller så stor som i Figur 9.



Figur 10. Scintillations index samt power-in-bucket för liknande simulering som visas i Figur 8 men med flyghöjden är 9000 m.

I Figur 11 syns att varken scintillationsindex eller PIB förändras markant genom att välja ett annat spatial spektrum, Von Karman, där även inre- och yttreskallängden skall definieras.



Figur 11. Scintillations index samt power-in-bucket för fall med flyghöjden är 1500 m, Von Karman spektra med antagande om att L_o är 4,5 m och l_o 0,002 m, HV21 turbulensmodell.

Då målsättningen med arbetet inte var att genomföra turbulensberäkningar utan endast att testa metoden för att genomföra utbredningsberäkningar för sneda banor har inte arbetet för att beräkna exempelvis sannolikheten att laserintensiteten överskrider någon säkerhetsmarginal fullföljts. Dock visar beräkningarna att scintillationsindex vid vissa simuleringar

är nära mättad, speciellt för de lägre flygbanorna. De visar också att det finns en stor variation i hur stor effekt som samlas inom Airy-disken, se PIB signalen.

WONAT använder ett bibliotek som är avpassat för att användas med ett speciellt GUI men som också kan användas av MATLAB miljön och även med C++ eller C program inom Microsoft Visual Studio utvecklingsmiljö. I beräkningarna gjorda ovan har i huvudsak WONAT GUI använts. Även om själva beräkningarna genomförs på samma sätt i de olika miljöerna så finns det bättre möjligheter att använda resultaten i fortsatta analyser utifrån ett MATLAB gränssnitt. Tyvärr var inte hjälpfunktionerna eller instruktionerna för systemet färdigutvecklade.

Flygprov som genomfördes med LDP, se Gustafsson m.fl. [73], då irradiansmätningar samt video-filmning av laserfläcken skedde vid en fast måltavla, visade att laserfläcken vandrade samt bröts upp i speckelmönster. Videofilmningen, som inte analyserades speciellt i rapporten då datahanteringen från filmningen inte digitaliserades på ett användbart sätt, visade att laserfläcken kan uppskattas till cirka dubbelt så stor i jämförelsen med simuleringarna. Den diskrepansen är inte så förvånande då effekten av sändarens vibrationer (jitter) inte ingick i simuleringen och dessutom genomfördes inte mätning av optiska turbulensen på marknivå. De värden på C_{no}^2 som användes vid simuleringarna är inte förankrade i några försöksdata.

Det genomfördes ca 200 simuleringar per exempel ovan med tio fasskärmar längs en 30 km sträcka för en beräkningsvolym vars tvärsnitt bestod av 800×800 celler. Fördelen med CUDA beräkningarna är att grafikkortet klarar av dessa beräkningar med några Hz, vilket betydde att hela beräkningen tog ca 1,5 minut.

5 Lasersäkerhet

Studier av riskfylld exponering av laser strålning inriktas ibland mot studier kring tillfällig exponering, begränsad till 0,1 - 0,25 s exponering, alternativt mot utvidgad exponering som handlar om 5-10 s (eller mer) exponering. Dessa tidsintervall är bestämda mer av människors beteende än av fysiologiska fakta. Det är också oberoende av om det är kontinuerlig laserstrålning (cw) eller serier av laserpulser. Atmosfärsturbulens kan i detta sammanhang ha både positiva och negativa konsekvenser då det kan ske exempelvis strålbreddning men då det även kan ske uppdelning av laserstrålar och lokalisering av strålningen i vissa områden.

I den vanliga belysningssituationen med laser som kan skrivas som

$$I(z) = \frac{P}{A(z)} = \frac{4P}{\pi(d_0^2 + (z\theta)^2)} \quad (44)$$

där laserstrålens diametern är $d(z) = (d_0^2 + (z\theta)^2)^{1/2}$. Ofta antas en gaussisk strålprofil där strålbredden räknas till den diameter då strålens intensitet sjunkit till 1/e av maximala intensiteten, (FW(1/e)M).

Laserriskavståndet (eng. nominal ocular hazard distance, *NOHD*) definieras som det avstånd då laserstrålens intensitet sjunkit till ett värde som kallas för maximal tillåten exponering, *MTE* (eng. *MPE*), vars värde kan återfinnas i standarder för laserskydd [74, 75] och i arbetarskyddsstyrelsens regler[76]. Avståndet då intensiteten i laserstrålen sjunkit till *MTE* nivån, då $I(z) = I(\text{NOHD}) = \text{MTE}$ är alltså

$$\text{NOHD} = \frac{1}{\theta} \left(\frac{4P_0}{\pi \cdot \text{MTE}} - d_0^2 \right)^{1/2} \quad (45)$$

En laserstråle som propagerar genom en tillräckligt stark turbulent atmosfär kan utsättas för storskalig inhomogenitet som bryter strålgången på ett sätt som leder till att strålen vandrar runt den strålgången som en stråle följt i vakuum, detta fenomen kallas strålvandring. Vid kraftigare turbulens kan strålen brytas upp i mindre delstrålar som i sig kan leda till att irradiansen under korta tider och på mindre områden kan överskrida irradiansen som en stråle opåverkad av turbulens skulle ge.

Konsekvensen av detta innebär att visserligen kan irradiansen kortvarigt överskrida den ideala irradiansen för stråltvåningen i vakuum, men endast för enstaka laserpulser. Den turbulensinducerade högre irradiansen kommer inte att ge högre irradians för en serie av konsekutiva pulser.

I tidigare standard för laserskydd, SS-EN 60825-1:2003, anges för en fasttillståndslaser ett exempel där uttrycket i ekvationen ovan kan modifieras med en faktor $k = 2,5$ enligt

$$\text{NOHD} = \frac{1}{\theta} \left(\frac{4kP_0}{\pi \cdot \text{MTE}_{\text{train}}} - d_0^2 \right)^{1/2} \quad (46)$$

Denna modifiering anges vara en korrigering i det fall modstrukturen för fasttillståndslasern är okänd, vilket kan resultera i lokala intensitetsmaxima i laserfläcken. Modifieringen anses gälla i fallet med pulståg då enstaka pulser, på grund av variationer i modstrukturen kan få betydligt mycket högre irradians. För pulståg ska *MTE* beräknas med följande uttryck:

$$\text{MTE}_{\text{train}} = \text{MTE}_{\text{singel}} / \sqrt[4]{N} = \text{MTE}_{\text{singel}} / \sqrt[4]{(f \cdot T)} \quad (47)$$

Där f är laserns pulsfrekvens samt T är tiden för hur länge någon är exponerad för strålning. Det finns strikta regler för hur T skall bestämmas och en vanlig tid för osynlig strålning är tio sekunder.

Genom att beräkna sannolikheten för att laserintensiteten överskrider en tröskelnivå för skada kan laserrisken uppskattas i en turbulent atmosfär. Zilberman m. fl. [9] genomför en sådan beräkning där han använder Churnside m. fl. [77] uttryck för sannolikheten för att överskrida tröskelnivåer tillsammans med Andrews m.fl. formalism för att beskriva irradiansen för en gaussisk stråle. Irradiansprofilen för en gaussisk laserstråle kan skrivas enligt Andrews m.fl. [45] som

$$I(r, L) = \frac{I_0}{\pi W^2} \exp(-r^2/W^2) \quad (48)$$

där $W=W(L)$ är strålradien på avståndet L , r är radiella koordinaten räknat från strålens centrum, ingen hänsyn tas till transmissionen. En laserstråle som propagerar längs en horisontell eller lutande sträcka ges av

$$W^2(L) = W_0^2(1 - L/F)^2 + (L/kW_0)^2 + 4(L/k\rho_0)^2 \quad (49)$$

där W_0 och F är strålradien och fasfrontens radie hos den gaussiska strålen vid sändaren, ρ_0 är strålens koherens diametern samt $k = 2\pi/\lambda$. Då $F = \infty$, $F > 0$ respektive $F < 0$ motsvarar det att strålen är kollimerad, konvergent respektive divergent. Den första termen i ekvationen avser breddningen på grund av ursprunglig fokusering, den andra termen beror på diffraktionen och den tredje termen är beroende av atmosfärsturbulensen. Spridningsvinkeln $1/k\rho_0$ motsvarar område inom vilket laserstrålen sprids.

Den normaliserade variansen för laserns irradiansfluktuation kallas för scintillationsindexet. I fallet att den mäts med en punktdetektor kan den definieras som

$$\sigma_I^2(r) = \langle (I(r) - \langle I(r) \rangle)^2 \rangle / \langle I(r) \rangle^2 = \sigma_S^2(r) / \langle I(r) \rangle^2 \quad (50)$$

där $\sigma_S^2(r)$ är den uppmätta variansen hos irradiansen och $\langle I(r) \rangle$ är medelvärde för irradiansen.

Zilberman m.fl. genomförde beräkningar för sannolikheten att skada ett öga genom att anta att log-amplitudvariansen i svag turbulens för sfärisk våg kan skrivas enligt

$$\sigma_X^2 = 0.124 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} \quad (51)$$

samt att log-irradiansen kan skrivas som $\sigma_o^2 = 4\sigma_X^2$.

Scintillationsindex för horisontell strålgång för sfärisk våg, svag turbulens kan då skrivas enligt

$$\sigma_I^2 = \exp \left[\frac{0.49\sigma_o^2}{(1+0.56\sigma_o^{12/5})^{7/6}} + \frac{0.51\sigma_o^2}{(1+0.69\sigma_o^{12/5})^{5/6}} \right] - 1 \quad (52)$$

Genom att beräkna medelirradiansen, $\langle I \rangle$, på optiska axeln samt bestämma log-normal fördelningsfunktion enligt

$$P(I) = \frac{1}{I\sigma\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{[\ln(I)+\mu]^2}{2\sigma^2} \right\} \quad (53)$$

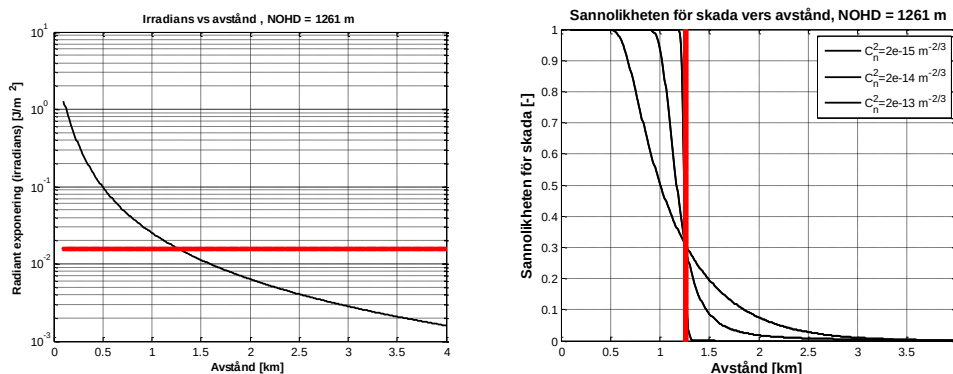
där $\mu = \ln(\langle I \rangle / \sqrt{1 + \sigma_I^2})$ samt $\sigma^2 = \ln(1 + \sigma_I^2)$.

Sannolikheten för att irradiansen skall överskrida MTE ges då på vanligt sätt enligt

$$PD = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left[\frac{\mu + \ln(MTE)}{\sigma\sqrt{2}} \right] \right\} \quad (54)$$

där $\operatorname{erf}(x)$ är felfunktionen. Här antas att MTE kan sättas som tröskelvärde för skada även om det riktiga är att skada inte uppkommer direkt när irradiansen överskrider detta värde.

I Figur 12 visas ett exempel på sannolikhetsberäkning för horisontell en sträcka med Nd:YAG laser med laser energi på 5 mJ, 50 ns pulsbredd, 20 Hz pulsfrekvens 0,5 mrad stråldivergens och en optisk apertur på 5 cm. Belysningstiden antogs i detta fall vara 5 sek och MTE för ett oskyddat öga blir då ca 16 mJ/m². Detta leder till att riskavståndet, *NOHD*, enligt standardmetoder beräknas till 1261 m. I figuren visas till vänster irradiansen som funktion av avstånd med *MTE* markerat som rött streck, tröskelnivå, för fallet utan turbulens. Till höger i samma figur visas sannolikheten för att irradiansen överskrider tröskelvärde som funktion av turbulensen.



Figur 12. Sannolikenheten för att irradiansen från 5 mJ Nd:YAG laser med pulsfrekvens 20 Hz, laserdivergens 0,5 mrad (se texten för övriga parametrar) kommer att överskrida *MTE* (16 mJ/m²) nivån som funktion av avståndet.

Beräkningen ovan visar sannolikheten för att irradiansen överskrider *MTE* som funktion av avståndet. Beräkningen är genomförd för horisontell lasersträcka med homogen atmosfär med C_n^2 lika med $2 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$, $2 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ samt $2 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$. Fortfarande vid 1,5 km avstånd är det ca 10 % risk att *MTE* överskrids i fallet då turbulensen är $2 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$.

I exemplet ovan som gavs av Zilberman m.fl. har man valt att använda relativt höga värden på C_n^2 vilket gör att valet av teori för svag turbulens kan ifrågasättas. I beräkningen approximerades även strålbredningen till att endast bero på laserdivergensen och inte även turbulensen.

Sned bana

För att studera effekten av sneda banor har Zilberman m.fl. metod anpassats till nedåtlutad sned bana. Utrycket för strålbana som lutar uppåt ser annorlunda ut och har inte tagits fram här. Dessutom har beräkningen anpassats till planvågutbredning till skillnad mot uttrycket ovan som gäller för sfärisk våg. Skillnaden mot horisontell utbredning är främst att uttrycken för strålbredningen på grund av turbulens, log-irradiansen och scintillationsindex är annorlunda. Samma spektra effekttäthet (Kolmogorov spektra) använd även i denna beräkning.

Den gaussiska strålbredningen som skall användas för att beräkna medelirradiansen kan, enligt Andrews m.fl. [45], skrivas som

$$W_{LT} = W \sqrt{1 + 4,35k^{7/6} L^{5/6} \Lambda^{5/6} \int_0^L C_n^2(z) (1 - z/L)^{5/3} dz} \quad (55)$$

där W är strålradien motsvarande utbredning utan atmosfärspåverkan, Λ är Fresneltalet vid mottagaren enligt Andrews m.fl. nomenklatur.

Scintillationsindex för en laserstråle som sänds neråt mot marken kommer enligt Andrews m.fl. [69] enligt planvågmodell att skrivas

$$\sigma_I^2 = \exp \left[\frac{0,49\sigma_0^2}{(1+1,11\sigma_1^{12/5})^{7/6}} + \frac{0,51\sigma_0^2}{(1+0,69\sigma_1^{12/5})^{5/6}} \right] - 1 \quad (56)$$

vilket är snarlik uttrycket för scintillation som ges i ekvation (45). Där Rytov variansen, σ_1 , eller med andra beteckningar log-irradiansen, ges av uttrycken

$$\sigma_1^2 = 2.25 \mu_1 k^{7/6} (Z_H - z_0)^{5/6} \sec^{11/6}(\zeta) \quad (57)$$

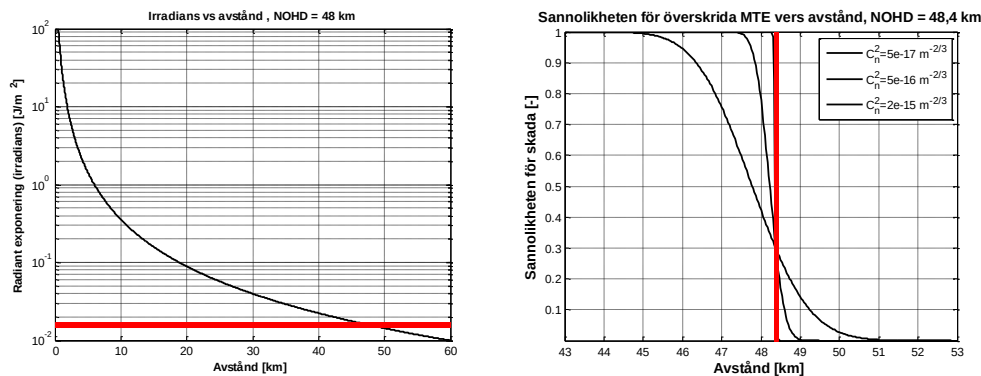
där Z_H är höjden för sändaren medan z_0 är höjden för mottagaren, ζ är zenitvinkeln (som i detta uttryck kan anta stora värden), $\sec(\zeta) = 1/\cos(\zeta)$ samt

$$\mu_1 = \int_0^L C_n^2(z) \left(\frac{z-z_0}{Z_H-z_0} \right)^{5/6} dz \quad (58)$$

Inverkan på Rytov-variansen avtar med avståndet från lasern och värdet beror därför främst på turbulensen på den högre höjden. Dessutom kan noteras att Rytovvariansen i huvudsak gäller för svag turbulens.

Metoden att beräkna sannolikheten för att irradiansen överskrider MTE värdet för sneda banor provades på en LDP-liknande laser. Belysningsfallet och lasern som togs som exempel beskrivs i [73] men består av en Nd:YAG laser med våglängden 1064 nm, laserpulsenergi 0,180 J, divergens 0,08 mrad, laserstrålens diameter är 2,5 cm (FW(1/e)), lasern pulsas med 11,5 Hz och den tänkta bestrålningstiden är 10 sek. MTE för detta fall är 0,05 J/m² för enkelpuls. Det ger att NOHD är 48,4 km för pulståg. Belysningsfallet innebär att sändaren antas befinna sig på 9 km höjd på ett avstånd av 30 km från målet.

I fallet användes Tartaski's modell som beskriver C_n^2 som funktion av höjden, med exponenten 4/3. Dessutom valdes begränsade värden på markturbulensen då beräkningen utgår från approximationen med svag turbulens.



Figur 13 Sannolikheten för att irradiansen från 180 mJ Nd:YAG laser med pulsfrekvens 11,5 Hz, laserdivergens 0,5 mrad (se texten för övriga parametrar) kommer att överskrida MTE (50 mJ/m² för enkelpuls) nivån som funktion av avståndet

I beräkningen antogs atmosfärmodellens markvärde för C_n^2 är lika med $5 \cdot 10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$, $5 \cdot 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ samt $2 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ på ca 10 m höjd. Resultatet att det finns en risk för att överskrida MTE ända upp till 50 km. Det är relativt mycket kortare förlängning av riskavståndet än vad exemplet för horisontell laser ovan visade. Detta är naturligtvis beroende av att nivåerna på den optiska turbulensen är mycket svagare. Hade större turbulensvärden använts är det risk att scintillationsindex hade mätts på dessa långa avstånd.

6 Diskussion och slutsats

Utvecklingen av teorier och modeller för utbredningen av elektromagnetiska vågor har pågått under lång tid och gjorde stora framsteg under och efter andra världskriget, till stor del beroende på utvecklingen inom radarområdet. En del av utvecklingen av teorier och modeller genomfördes under efterkrigstiden samtidigt i både öst- och västblocken utan kommunikation dem mellan. Teorier och modeller för atmosfärsturbulens och utbredning sammanfördes, till och med före utvecklingen av lasrar, med publicering på ryska arbeten före sextiotalet och översättningar som gavs ut i USA i början av sextiotalet, se [21, 78].

Optisk turbulens, C_n^2 , finns beskriven i ett stort antal rapporter, så väl för homogena turbulenssituationer som för varierande förhållanden. Det finns även ett stort antal rapporter som beskriver den vertikala C_n^2 -profilen. Dessa rapporter är både av teoretisk och experimentell karaktär varav några är omnämnda i denna rapport. Det har inte varit möjligt att täcka alla rapporter i ämnet men en målsättning var att samla och peka på ofta förekommande modeller som beskriver variationen av optisk turbulens med höjden.

Under de senare åren har FOI mätt och studerat optisk turbulens för horisontella sträckor men även för sneda banor, se exempelvis Sjöqvist m.fl. [79], Renhorn m.fl. [7, 80] och Steinvall m.fl. [81-83]. Det finns en stor erfarenhet inom FOI kring både mätning och simulering av optisk turbulens och utbredning av laserstrålar längs horisontella och delvis sneda banor.

Det finns en stor mängd beskrivningar av optisk turbulens som funktion av höjden. Många av dessa modeller är skapade för att tillgodose astronomers behov av modeller för teleskop platser, dvs. för platser på hög höjd över havet. Det finns även ett antal modeller som kan beskriva brytningsindex och även variationen av brytningsindex, dvs. optisk turbulens, nära marken speciellt över havsytter i de s.k. bulkmodellerna. Det tycks inte finnas så många modeller som beskriver optisk turbulens i gränsskiktet, dvs. från marken upp till ca 1000 - 1500 m inom ABL (Atmospheric Boundary Layer). Problematiken att hitta beskrivningar av optisk turbulens över mark och för områden med varierande träd och skogsklädd terräng, liksom för urbana miljöer, och att beskriva turbulens upp till gränsskiktshöjden skulle kunna lösas genom att använda meteorologiska beräkningsmodeller av mesoskalig typ, se [43, 44], exempelvis WRF (SAF-WRF) som används av FM meteorologer.

Beräkningsmetodiken för utbredning av strålning, framförallt för optisk och IR-strålning, genom turbulent atmosfär bygger på speciella lösningar. Det här rapporterade programpaketet WONAT är ett mera generellt syftande programpaket, men är i nuvarande betaversion för begränsat i tillgänglighet och möjlighet att anpassa för att fungera som sådant. WONAT kan säkert uppfylla behovet av generellt beräkningsprogram för utbredning om det fanns tillgång till källkod.

Det finns studier som pekar på att 2D-simulering av optisk vågutbredning i turbulent atmosfär, se Hyde et al. [84], som har fördelen att vara snabbare i jämförelse med 3D beräkningar, kan lösa behovet av simulering av utbredning med tillräcklig noggrannhet.

Genomförda beräkningar visar på att riskavståndet ökar i atmosfär med turbulens. Med ökad turbulensnivå ökar riskavståndet mer och mer även för relativt låga turbulensnivåer och sneda banor finns en ökning av avståndet. Ett första exempel visar på 10% risk för att MTE skall överskridas vid 17% längre avstånd än NOHD vid horisontell strålbana då turbulensnivån är $2 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$. Ett exempel för sned bana från 4500 m höjd visar att risk för skada för ett system med utpekarlaser (LDP) är 8% vid avståndet 1 km utanför NOHD när turbulensnivån nära marken är $2 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$.

Slutsatser

Atmosfärsturbulens ger en påtaglig risk för att MTE överskrids även utanför NOHD. Risken att överskrida MTE ökar med nivån för optisk turbulens. I rapporten har sådan beräkning genomförts.

Det finns behov av ett generellt program eller beräkningssystem för simulering av utbredning av optisk strålning i turbulent atmosfär, horisontellt, längs sneda banor och vertikalt.

Antalet modeller för att beskriva turbulens som funktion av höjden inom atmosfärens gränsskikt är begränsat, ofta skapade för andra än nordiska miljöer, beskriver mellannivåerna inom gränsskiktet samt är inte gjorda för att hantera träd, skogsbeklädnad eller urbana miljöer med hus och asfalterade planer.

7 Referenser

- [1] R. R. Beland, [Propagation through Atmospheric Optical Turbulence] SPIE Optical Engineering Press and Infrared Information Analysis - Center Bellingham, Washiington, USA, 2 (1993).
- [2] N. S. Kopeika, [A System Engineering Approach to Imaging] SPIE Optical Engineering Press, (1998).
- [3] S. Walles, [Studie av atmosfärisk turbulens i marknära skikt, steg 1. Optikdel] CelsiusTech Electronics, FMV beställning 27300-93-117-15-001, Järfälla, Stockholm (1995).
- [4] L. J. Sjöqvist, O. Gustafsson, and M. Henriksson, "Laser beam propagation in close vicinity to a down-scaled jet engine exhaust," Proceedings of SPIE, 5615, 137-148 (2004).
- [5] D. P. Greenwood, and D. O. Tarazano, "Proposed form for the atmospheric turbulence spatial spectrum at large scales," Journal of the Optical Society of America A, 25(6), 1349-1360 (2008).
- [6] L. Cui, B. Xue, S. Zheng *et al.*, "Atmospheric spectral model and theoretical expressions of irradiance scintillation index for optical wave propagating through moderate-to-strong non-Kolmogorov turbulence," Journal of the Optical Society of America A, 29(6), 1091-1098 (2012).
- [7] I. G. E. Renhorn, T. Svensson, and G. D. Boreman, "Experimental observation of spatial correlation of scintillations from an extended incoherent source," Optical Engineering, 52(2), 026001-026001 (2013).
- [8] G. C. Holst, [Electro-optical imaging system performace] SPIE optical Engineering Press, Bellingham, Washington, USA(2000).
- [9] A. Zilberman, E. Golbraikh, and N. S. Kopeika, [Atmospheric scintillations and laser safety] SPIE 8161, (2011).
- [10] H. Bergström, and U. Högström, [A statistical study of the structure parameter of temperature and of refractive index] Department of Meteorology, Uppsala University, Uppsala (1994).
- [11] R. E. Hufnagel, [Propagation through atmospheric turbulence] Environmental Research Institute of Michigan Infrared Information and Analysis Center, Washington, D.C., US 6(1978).
- [12] V. I. Tatarski, [Wave propagation in a turbulent medium] McGraw-Hill Book Company, Inc., New York (1961).
- [13] A. Tunick, N. Tikhonov, M. Vorontsov *et al.*, "Characterization of optical turbulence (Cn2) data measured at the ARL A _ LOT facility," Information Sciences(September), (2005).
- [14] J. C. Wyngaard, Y. Izumi, and S. J. Collins, "Behavior of the refractive-index-structure parameter near the ground," J. Opt. Soc. Am., 61(12), 1646-1650 (1971).
- [15] D. L. Fried, "Optical heterodyne detection of an atmospherically distorted signal wave front," Proceedings of the IEEE, 55(1), 57-77 (1967).
- [16] R. E. Hufnagel, and N. R. Stanley, "Modulation Transfer Function Associated with Image Transmission through Turbulent Media," Journal of the Optical Society of America, 54(1), 52-60 (1964).
- [17] P. J. Titterton, "Estimate of the Scale Height of the Atmospheric Refractive-Index Structure Constant," Journal of the Optical Society of America, 60(3), 417-418 (1970).
- [18] E. Brookner, "Improved Model for the Structure Constant Variations with Altitude," Applied Optics, 10(8), 1960-1962 (1971).

- [19] D. L. Walters, and K. E. Kunkel, "Atmospheric modulation transfer function for desert and mountain locations : the atmospheric effects on ro," 71(4), 397-405 (1981).
- [20] J. C. Kaimal, J. C. Wyngaard, D. A. Haugen *et al.*, "Turbulence Structure in the Convective Boundary Layer," Journal of the Atmospheric Sciences, 33(11), 2152-2169 (1976).
- [21] E. L. Andreas, "Preface to Selected papers on Turbulence in a refractive Medium," SPIE Milestone Series MS 25, xv - xxiv (1990).
- [22] J. L. Forand, "Method to estimate infrared and radio-frequency synergy," Optical Engineering, 46(12), 126001-126001-9 (2007).
- [23] K. O. S. Gustafsson, A. Hågård, E. Karlsson *et al.*, [Vågutbredningsanalys för elektrooptiska system] FOI, FOI-R--0513--SE, (2002).
- [24] J. C. Wyngaard, and O. R. Coté, "The Budgets of Turbulent Kinetic Energy and Temperature Variance in the Atmospheric Surface Layer," Journal of the Atmospheric Sciences, 28(2), 190-201 (1971).
- [25] J. A. Businger, and A. M. Yaglom, "Introduction to Obukhov's paper on 'turbulence in an atmosphere with a non-uniform temperature'," Boundary-Layer Meteorology, 2(1), 3-6 (1971).
- [26] A. M. Obukhov, "Turbulence in an atmosphere with a non-uniform temperature," Boundary-Layer Meteorology, 2(1), 7-29 (1971).
- [27] K. L. Davidson, T. M. Houlihan, C. W. Fairall *et al.*, "Observation of the temperature structure function parameter, C_T^2 , over the ocean," Boundary-Layer Meteorology, 15(4), 507-523 (1978).
- [28] P. A. Frederickson, K. L. Davidson, C. R. Zeisse *et al.*, "Estimating the Refractive Index Structure Parameter over the Ocean Using Bulk Methods," Journal of Applied Meteorology, 39(10), 1770-1783 (2000).
- [29] K. L. Davidson, G. E. Schacher, C. W. Fairall *et al.*, "Verification of the bulk method for calculating overwater optical turbulence," Applied Optics, 20(17), 2919-2924 (1981).
- [30] G. J. Kunz, [A bulk model to predict optical turbulence in the marine surface layer] TNO FEL-96-A053, Hague, The Netherlands (1996).
- [31] C. W. Fairall, K. L. Davidson, and G. E. Schacher, "Meteorological Models For Optical Properties In The Marine Atmospheric Boundary Layer," Optical Engineering, 21(5), 215847-215847- (1982).
- [32] K. Kunkel, and D. Walters, "Modeling the diurnal dependence of the optical refractive index structure parameter," Journal of Geophysical Research: Oceans (1978–2012), 88(C15), 10999-11004 (1983).
- [33] L. C. Andrews, R. L. Phillips, R. Crabbs *et al.*, "Atmospheric channel characterization for ORCA testing at NTTR," 7588, 758809-758809-12 (2010).
- [34] L. C. Andrews, R. L. Phillips, D. Wayne *et al.*, "Creating a C_n^2 profile as a function of altitude using scintillation measurements along a slant path." 8238, 82380F-82380F-12.
- [35] R. Barrios, and F. Dios, [Wireless optical communications through the turbulent atmosphere: a review] INTECH Open Access Publisher, (2012).
- [36] M. Miller, and P. Zieske, [Turbulence environmental characterization] RADC-TR-79-131, ADA072379, Rome Air Development Center, (1976).
- [37] R. Beland, J. Brown, R. Good *et al.*, "Optical turbulence characterization of AMOS, 1985," US Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom AFB, Mass, (1988).
- [38] R. E. Good, R. R. Beland, M. E. A. *et al.*, "Atmospheric models of optical turbulence," Modeling of the Atmosphere SPIE 928, (1988).

- [39] D. Sadot, and N. S. Kopeika, "Forecasting optical turbulence strength on the basis of macroscale meteorology and aerosols: models and validation," *Optical Engineering*, 31(2), 200-212 (1992).
- [40] H. Jakobsson, "Simulations of time series of atmospherically distorted wave fronts," *Applied Optics*, 35(09), 1561-1565 (1996).
- [41] P. Bougeault, C. De Hui, B. Fleury *et al.*, "Investigation of seeing by means of an atmospheric mesoscale numerical simulation," *Applied Optics*, 34(18), 3481-3488 (1995).
- [42] S. Hagelin, [Optical turbulence characterization for ground-based astronomy] Uppsala university, Uppsala (2010).
- [43] E. Masciadri, J. Vernin, and P. Bougeault, "3D mapping of optical turbulence using an atmospheric numerical model. II. First results at Cerro Paranal," *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 137, 203-216 (1999).
- [44] E. Masciadri, J. Vernin, and P. Bougeault, "3D mapping of optical turbulence using an atmospheric numerical model. I. A useful tool for the ground-based astronomy," *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 137, 185-203 (1999).
- [45] L. C. Andrews, and R. L. Phillips, [Laser Beam Propagation through Random Media, Second Edition] SPIE Press Book, (2005).
- [46] M. C. Roggemann, and B. M. Welsh, [Imaging Through Turbulence] CRC Press, Boca Raton, Florida, USA (1996).
- [47] V. A. Kulikov, M. S. Andreeva, A. V. e. Koryabin *et al.*, "Method of estimation of turbulence characteristic scales," *Applied Optics*, 51(36), 8505-8515 (2012).
- [48] V. Thiermann, and A. Kohnle, "A simple model for the structure constant of temperature fluctuations in the lower atmosphere," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 21(S37), (1988).
- [49] F. D. Eaton, "Recent developments of optical turbulence measurement techniques (Invited Paper)," *SPIE* 5793, 68-77 (2005).
- [50] R. J. Barthelmie, P. Crippa, H. Wang *et al.*, "3D Wind and Turbulence Characteristics of the Atmospheric Boundary Layer," *Bulletin of the American Meteorological Society*, 95(5), 743-756 (2013).
- [51] M. Sarazin, and F. Roddier, "The ESO Differential Image Motion Monitor," *Astronomy & Astrophysics*, 227, 294-300 (1990).
- [52] M. Sarazin, T. Butterley, A. Tokovinin *et al.*, "The Tololo SLODAR Campaign," ESO/CTIO/Durham internal report, (2005).
- [53] A.-S. Smedman-Högström, and U. Högström, "The Marsta micro-meteorological field project. Profile measurement system and some preliminary data," *Boundary-Layer Meteorology*, 5(3), 259-273 (1973).
- [54] A. DeHeer-Amissah, U. Högström, and A.-S. Smedman-Högström, "Calculation of sensible and latent heat fluxes, and surface resistance from profile data," *Boundary-Layer Meteorology*, 20(1), 35-49 (1981).
- [55] V. A. Klückers, N. J. Wooder, T. W. Nicholls *et al.*, "Profiling of atmospheric turbulence strength and velocity using a generalised SCIDAR technique," *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 130(1), 141-155 (1998).
- [56] M. Belen'kii, and V. Mironov, "Laser method of determining the turbulence parameter C_n^2 on the basis of light scattering by atmospheric aerosol," *Radiophysics and Quantum Electronics*, 24(3), 206-210 (1981).
- [57] Y. S. Balin, M. S. Belen'kii, V. Mironov *et al.*, "Lidar investigations of the aerosol inhomogeneities in the atmosphere.," *Atm. and Ocean Opt.*, 22 1060-1064 (1986).

- [58] R. R. Beland, and J. Krause-Polstorff, [Lidar Measurements of Optical Turbulence: Theory of the Crossed Path Technique] Phillips Lab, AFSC, , Hanscom Air Force Base, USA (1991).
- [59] M. S. Belen'kii, D. W. Roberts, J. M. Stewart *et al.*, "Experimental validation of the differential image motion lidar concept," *Optics Letters*, 25(8), 518-520 (2000).
- [60] I. Gatland, J. M. Stewart, and G. G. Gimmestad, "Inversion techniques for the differential image motion lidar," *SPIE* 7324, 1-8 (2009).
- [61] G. Gimmestad, D. Roberts, J. Stewart *et al.*, "Development of a lidar technique for profiling optical turbulence," *Optical Engineering*, 51(10), 101713-1-101713-18 (2012).
- [62] M. S. Belen'kii, D. W. Roberts, J. M. Stewart *et al.*, "Experimental validation of the differential image motion lidar concept," 4377, 307-316 (2001).
- [63] A. Zilberman, and N. S. Kopeika, "LIDAR measurements of atmospheric turbulence vertical profiles," *SPIE*, 5338, 288-297 (2004).
- [64] A. Zilberman, E. Golbraikh, N. S. Kopeika *et al.*, "Lidar study of aerosol turbulence characteristics in the troposphere: Kolmogorov and non-Kolmogorov turbulence," *Atmospheric Research*, 88(1), 66-77 (2008).
- [65] V. A. Banakh, and I. N. Smalikho, "Determination of optical turbulence intensity by atmospheric backscattering of laser radiation," *Atmospheric and Oceanic Optics*, 24(5), 457-465 (2011).
- [66] I. N. Smalikho, "Calculation of the backscatter amplification coefficient of laser radiation propagating in a turbulent atmosphere using numerical simulation," *Atmospheric and Oceanic Optics*, 26(2), 135-139 (2013).
- [67] V. A. Banakh, "Enhancement of the laser return mean power at the strong optical scintillation regime in a turbulent atmosphere," *Atmospheric and Oceanic Optics*, 26(2), 90-95 (2013).
- [68] S. E. Lane, L. L. West, G. G. Gimmestad *et al.*, "Hyperspectral image turbulence measurements of the atmosphere," 8355, 83550N-83550N-10 (2012).
- [69] L. C. Andrews, R. L. Phillips, and C. Y. Hopen, [Laser Beam Scintillation with applications] *SPIE Press Book*, (2001).
- [70] J. D. Schmidt, [Numerical simulation of optical wave propagation with examples in MATLAB] *SPIE Press*, Bellingham, Washington, USA (2010).
- [71] J. W. Goodman, [Introduction to Fourier Optics] *McGraw-Hill*, New York (1996 (second edition)).
- [72] D. G. Voelz, [Computational Fourier Optics, A MATLAB Tutorial] *SPIE*, Bellingham, Washington, USA (2011).
- [73] K. O. S. Gustafsson, R. Persson, F. Gustafsson *et al.*, [LDP verifiering av atmosfärsdämpning] *FOI*, FOI-R--4049--SE (2015).
- [74] American National Standards Institute Inc., [ANSI Z136.1 - 2014, American National Standard for Safe Use of Lasers] *Laser Institute of America*, Orlando, FL, USA (2014).
- [75] International Electrotechnical Commission (IEC), [IEC 60825-1:2014 Ed. 3.0 Safety of laser products - Part 1: Equipment classification and requirements], (2014).
- [76] A. Middelman, [Artificiellt optisk strålning], *Arbetsmiljöverkets författningssamling* (2009).
- [77] J. H. Churnside, and R. J. Hill, "Probability density of irradiance scintillations for strong path-integrated refractive turbulence," *Journal of the Optical Society of America A*, 4(4), 727-733 (1987).

- [78] J. W. e. Strohbehn, [Laser beam propagation in the Atmosphere] Springer-Verlag, (1978).
- [79] L. Sjöqvist, L. Allard, O. Gustafsson *et al.*, “Turbulence effects in a horizontal propagation path close to ground: implications for optics detection,” 8187, 81870M-81870M-13 (2011).
- [80] I. G. E. Renhorn, T. Svensson, G. Carlsson *et al.*, “Infrared image scintillation: comparison of modeling and measurement,” Optical Engineering, 45(1), 016001-016001-9 (2006).
- [81] O. Steinvall, M. Elmqvist, T. Chevalier *et al.*, “Active and passive short-wave infrared and near-infrared imaging for horizontal and slant paths close to ground,” Applied Optics, 52(20), 4763-4778 (2013).
- [82] O. Steinvall, M. Elmqvist, K. Karlsson *et al.*, “Slant path 1.5 μm range gated imaging close to ground,” 8037, 803703-803703-21 (2011).
- [83] O. Steinvall, M. Elmqvist, K. Karlsson *et al.*, “Slant path range gated imaging of static and moving targets,” 8379, 83790W-83790W-18 (2012).
- [84] M. W. Hyde, S. Basu, and J. D. Schmidt, “Two-dimensional simulation of optical wave propagation through atmospheric turbulence,” Optics Letters, 40(2), 233-236 (2015).

Appendix A

Lista över förkortningar och tecken.

ABL	atmosfäriska gränsskiktet (eng. Atmospheric Boundary Layer)
C_n^2	strukturfunktionen för brytningsindex
C_T^2	strukturfunktionen för temperatur
CUDA	Compute Unified Device Architecture
FO	Fourier Optics
GUI	Graphical unit interface, grafiskt användargränssnitt
HV, HV21	Hufnagel - Valley modell
LDP	Laser Designator Pod
MTE	maximal tillåten exponering
MTF	modulation transfer function
NOHD	nominal ocular hazard distance, laserriskavstånd
pdf	sannolikhetstäthetsfunktion
PIB	power in the bucket
SAF-WRF	Swedish Armed Forces -WRF
WONAT	Wave Optics Numerical Analysis Toolbox Software
WRF	Weather Research and Forecasting

FOI är en huvudsakligen uppdragsfinansierad myndighet under Försvarsdepartementet. Kärnverksamheten är forskning, metod- och teknikutveckling till nytta för försvar och säkerhet. Organisationen har cirka 1000 anställda varav ungefär 800 är forskare. Detta gör organisationen till Sveriges största forskningsinstitut. FOI ger kunderna tillgång till ledande expertis inom ett stort antal tillämpningsområden såsom säkerhetspolitiska studier och analyser inom försvar och säkerhet, bedömning av olika typer av hot, system för ledning och hantering av kriser, skydd mot och hantering av farliga ämnen, IT-säkerhet och nya sensorers möjligheter.



FOI
Totalförsvarets forskningsinstitut
164 90 Stockholm

Tel: 08-55 50 30 00
Fax: 08-55 50 31 00

www.foi.se