

Propagasjon i trådløse sensornett

Vegard Arneson

Forsvarets forskningsinstitutt (FFI)

17. august 2012

FFI-rapport 2012/00820

1141

P: ISBN 978-82-464-2183-4

E: ISBN 978-82-464-2184-1

Emneord

Radiokommunikasjon

Rekkevidde

Små sensornoder

Lav høyde

Godkjent av

Torunn Øvreås

Prosjektleder

Anders Eggen

Avdelingssjef

Sammendrag

I denne rapporten er det beskrevet forsøk med små sensornoder med integrert radioenhet for å måle hvor lang transmisjonsrekkevidde som kan oppnås når nodene ligger på eller nært bakken. Målingene er sammenlignet med en teoretisk modell hvor man antar at det mottas en direkte og en reflektert stråle i mottakeren for å se om man kan beregne rekkevidden for radioen med rimelig nøyaktighet.

Det viser seg å være stor variasjon i mottatt signalstyrke for forskjellige målinger hvor avstand og høyde mellom nodene er den samme. Det er derfor vanskelig å nøyaktig kunne beregne og forutsi rekkevidden på bakgrunn av de teoretiske betraktningene lagt til grunn her, men de vil kunne gi en pekepinn. Spesielt ved korte avstander er variasjonene store på mottatt signalnivå.

English summary

This report describes trials utilizing small sensor nodes with integrated radio unit for measuring the transmission ranges one can achieve when the nodes are placed on or just above the ground. These measurements are compared with a theoretical model where one assumes that one direct signal and one reflected are received at the receiver to see if one can predict the range for the radio unit with reasonable accuracy.

The measurements show that the variation in the received signal strength is large for different measurements where the distance between and height of the nodes are the same. It is therefore difficult to exactly calculate and predict the range based on the theoretical considerations assumed, but they will give a rough estimate. Especially at shorter distances, the variations of the received signal strength were large.

Innhold

1	Innledning	7
2	Teoretisk rekkeviddeberegning	7
2.1	Gangavstand mellom reflektert og direkte stråle i en tostrålemodell	7
2.2	Kanaldempning ved plan refleksjonsflate	8
2.2.1	Beregninger uten forenklinger	8
2.3	Effekten av $\rho \neq 1$	10
2.4	Tilfellet for ujevn refleksjonsflate	12
2.5	Fritt rom	12
3	Målinger	12
3.1	Utstyr	13
3.2	Måleoppstilling	13
3.3	Resultater	14
3.3.1	Nodene ligger rett på bakken	14
3.3.2	Minst en av nodene er hevet over underlaget	15
3.3.3	Sammendrag av resultatene	21
4	Konklusjon	22
	Referanser	23
	Forkortelser	23
	Appendix A Teori	24
A.1	Geometriske betraktninger	24
A.2	Grunnleggende elektromagnetisme for signaler i fritt rom	26
A.3	Mottatt effekt med en reflektert bølge	28
A.4	Mottatt effekt i fritt rom	31
	Appendix B Målinger for noder direkte på underlaget	32
B.1	Tørr snø	32
B.2	Våt snø	32
B.3	Is	33
B.4	Asfalt	34
B.5	Gress	34

1 Innledning

Det er kjent at for radioutstyr som ligger på eller nært bakken, vil rekkevidden bli dårlig. Dette arbeidet har til hensikt å måle den praktiske rekkevidden man kan oppnå for små sensornoder med integrert kommunikasjonsmodul, og om det lar seg gjøre å forutsi denne rekkevidden ved hjelp av enkle teoretiske beregninger. Innholdet i denne rapporten er delt i tre:

- En teoretisk del hvor tostrålemodellen utledes, det vil si man antar at det mottas en direkte og en reflektert stråle i mottakeren.
- En praktisk del hvor utførte målinger beskrives.
- En del hvor beregningene og målingene av rekkevidden sammenlignes.

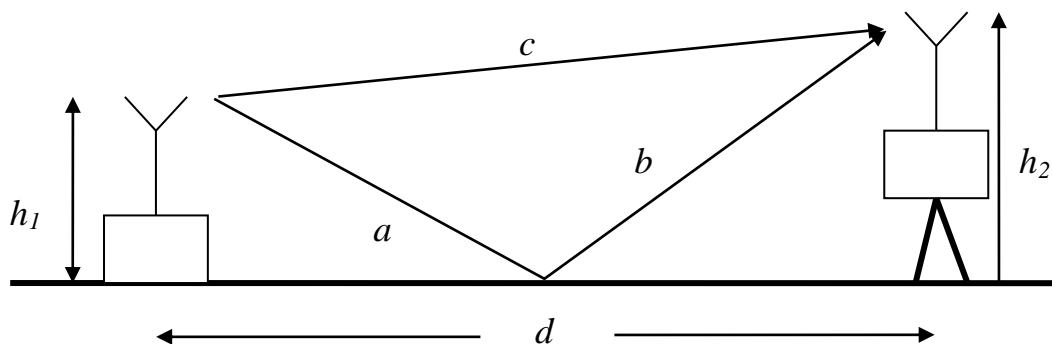
For beregningene er det antatt en tostrålemodell som består av en direkte stråle og en stråle som er reflektert i bakken. Målingene er gjort med en enkel oppstilling hvor det benyttes en innebygd funksjonalitet for å beregne mottatt signalstyrke.

2 Teoretisk rekkeviddeberegning

Dette kapittelet gir et sammendrag av teorien som er benyttet for å beregne rekkevidden til et signal som forplanter seg mellom to antenner. Det antas at signalet ved mottakerantennen består av en direkte komponent og en reflektert komponent av det utsendte signalet, heretter kalt tostrålemodellen. Detaljer for beregningene finnes i Appendix A.

2.1 Gangavstand mellom reflektert og direkte stråle i en tostrålemodell

En illustrasjon av tostrålemodellen er vist i Figur 2.1. Den direkte strålen er merket c og den reflekterte strålen består av linjene a og b . Det er antatt at underlaget er helt flatt.



Figur 2.1 Direkte og reflektert stråle mellom to noder med antennehøyde h_1 og h_2 .

Gangavstanden Δ mellom direktestrålen c og den reflekterte $a + b$ vil da være (se utledningen i A.1):

$$\begin{aligned}\Delta = a + b - c &= (h_1 + h_2) \sqrt{1 + \left(\frac{d}{h_1 + h_2}\right)^2} - \sqrt{d^2 + (h_2 - h_1)^2} \\ &= d \left(\sqrt{1 + \left(\frac{h_1 + h_2}{d}\right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{h_2 - h_1}{d}\right)^2} \right) \quad [m]\end{aligned}\quad (2.1)$$

Når $d \gg h_1 + h_2$ kan likning (2.1) forenkles til

$$\Delta \approx 2 \frac{h_1 h_2}{d} \quad [m] \quad (2.2)$$

2.2 Kanaldempning ved plan refleksjonsflate

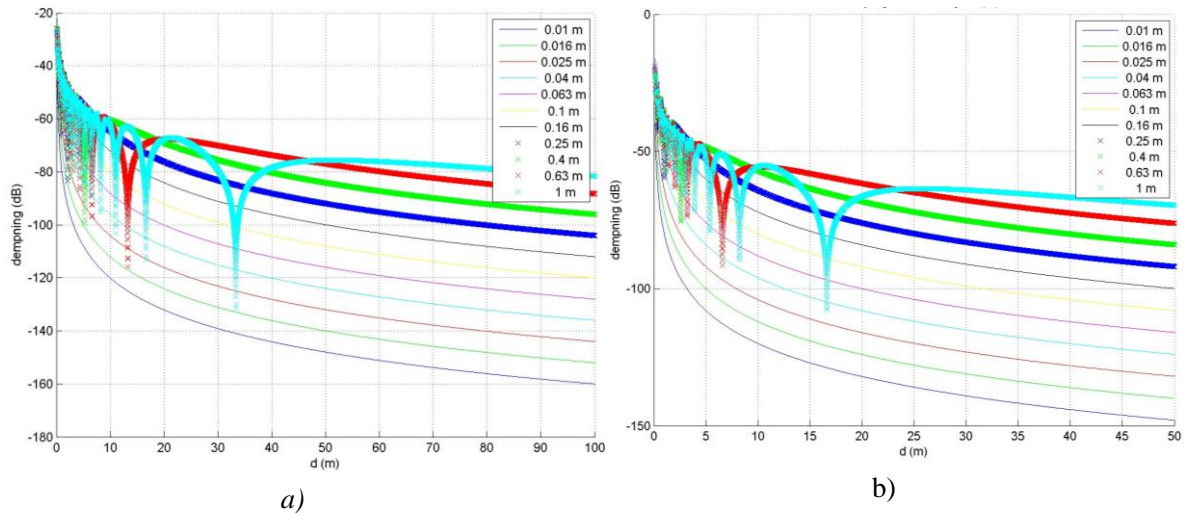
I Appendix A.3 er det utledet uttrykk for effekten som mottas når man antar tostrålemodellen som beskrevet i forrige avsnitt. Merk at den mottatte effekten avtar med $1/d^4$ som vist i ligning (2.3) og at mottatt effekt er uavhengig av bølgelengden når forutsetningen for likning (2.2) er gyldig.

$$\begin{aligned}P = S \cdot A &= \frac{E^2 \lambda^2}{480\pi^2} = \frac{P_0 \lambda^2 \left(1 + \rho^2 D^2 + 2\rho D \cos\left(\psi + 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right) \right)}{16\pi^2 d^2} \\ &\approx \frac{P_0 \lambda^2 \sin^2\left(\pi \frac{2h_1 h_2}{\lambda d}\right)}{4\pi^2 d^2} \approx \frac{P_0 (h_1 h_2)^2}{d^4} \quad [W]\end{aligned}\quad (2.3)$$

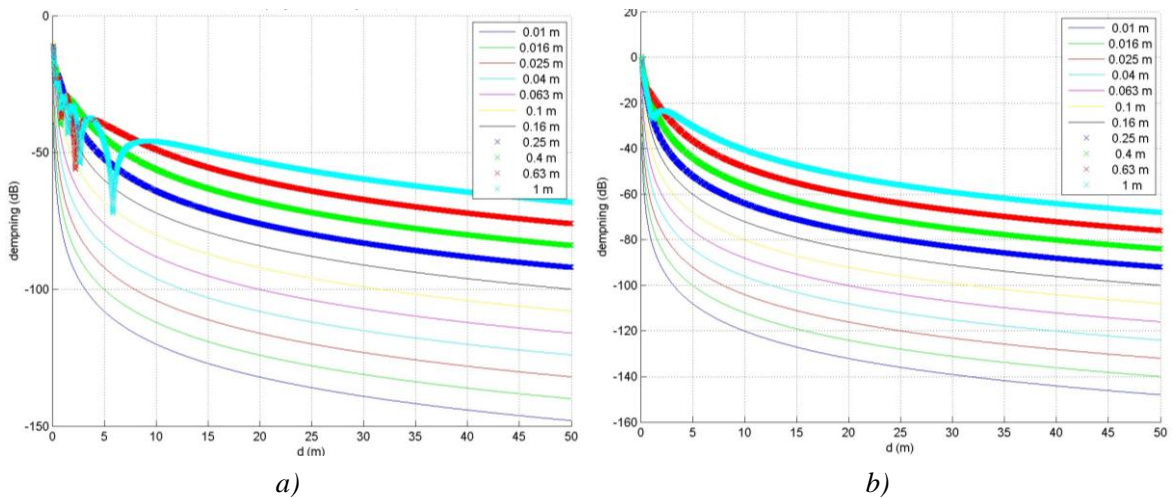
E er den elektriske feltstyrken og ρ og ψ er refleksjonskoeffisienten (henholdsvis amplitude og fase). Dersom man antar god jord og liten innfallsvinkel, er det vanlig å anta at hele signalet reflekteres med fasevending. Da blir $\rho = 1$ og $\psi = \pi$, som er benyttet i likning (2.3). D er divergensfaktoren som er en korreksjon dersom man ikke kan anta flat overflate. Her er det antatt flat overflate og $D = 1$.

2.2.1 Beregninger uten forenklinger

Figur 2.2 og Figur 2.3 viser beregnede kurver uten forenklinger for kanaldempningen med $\rho = 1$, $\psi = \pi$ og $D = 1$ mellom to noder som står d m fra hverandre. Nodene har forskjellige høyder i hver figur, men er like for begge nodene i hver kurve. Som man ser er utsløkkings- og addisjonseffekten på grunn av faseforskjellen mellom direkte og reflektert bølge mest markant for høye frekvenser og når høyden øker. Dette skyldes at forskjellen i gangavstanden mellom direkte og reflektert stråle må være et odde antall $\frac{1}{2} \lambda$ ($1/2 \lambda$, $3/2 \lambda$, $5/2 \lambda$, ...) for utsløkkning og et helt antall λ for addisjon. Når antennene er lavt plassert relativt til bølgelengden vil man ikke oppnå disse betingelsene. Figurene viser også tydelig ulempen ved å plassere antennene lavt. For 2,5 GHz vinner man nesten 100 dB ved å heve antenne fra 1 cm til 1 m.



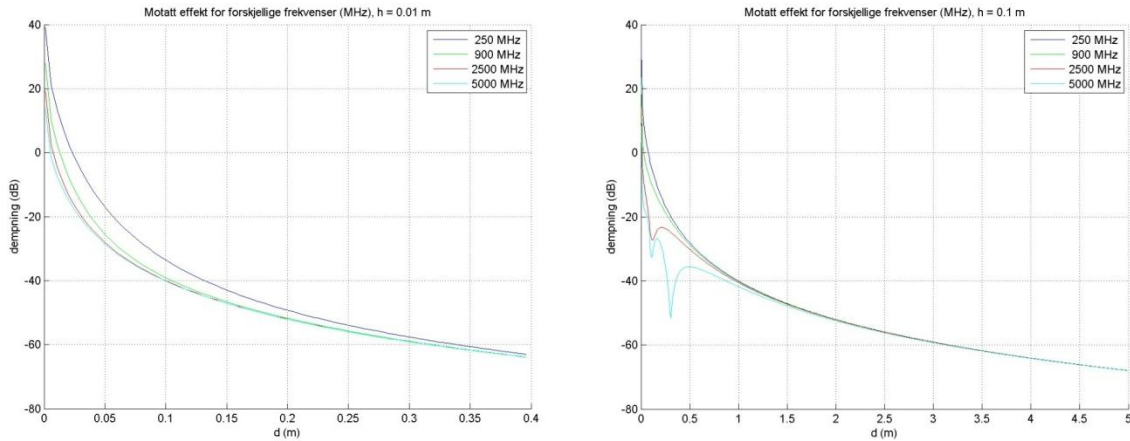
Figur 2.2 Kanaldempning mellom to noder med samme antennehøyde for begge nodene mellom 0,01 m og 1 m når frekvensen er henholdsvis 5 GHz (a) og 2,5 GHz (b).



Figur 2.3 Kanaldempning mellom to noder med samme antennehøyde for begge nodene mellom 0,01 m og 1 m når frekvensen er henholdsvis 900 MHz (a) og 250 MHz (b).

Figur 2.4 viser beregninger hvor likning (2.3) uten forenkling er benyttet men med $D = 1$, $\rho = 1$ og $\psi = \pi$ for å vise at dempingen er uavhengig av frekvensen når man kommer et stykke unna, det vil si når

$$\sin\left(\pi \frac{2h_1 h_2}{\lambda d}\right) \approx \left(\frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda d}\right) \quad (2.4)$$



Figur 2.4 Frekvensavhengighet ved korte avstander for tostrålemodellen.

2.3 Effekten av $\rho \neq 1$

Som regel antar man at ρ og ψ er henholdsvis 1 og π , det vil si fullstendig refleksjon og fasevending av signalet som reflekteres. Som figurene i avsnitt 3.3 viser, vil rekkevidden økes ganske betydelig dersom selv små andeler av signalet ikke reflekteres og når antennehøyden er lav.

I henhold til [1] vil refleksjonsfaktoren være avhengig av polariseringen. For vertikalt polariserte signal (magnetfeltet er horisontalt) vil refleksjonsfaktoren R være gitt av

$$R_V = \frac{\sin \varphi - \frac{\sqrt{\eta - \cos^2 \varphi}}{\eta}}{\sin \varphi + \frac{\sqrt{\eta - \cos^2 \varphi}}{\eta}} \quad (2.5)$$

Mens det for horisontalt polarisert signal (e-feltet er horisontalt) vil være gitt av

$$R_H = \frac{\sin \varphi - \sqrt{\eta - \cos^2 \varphi}}{\sin \varphi + \sqrt{\eta - \cos^2 \varphi}} \quad (2.6)$$

Hvor

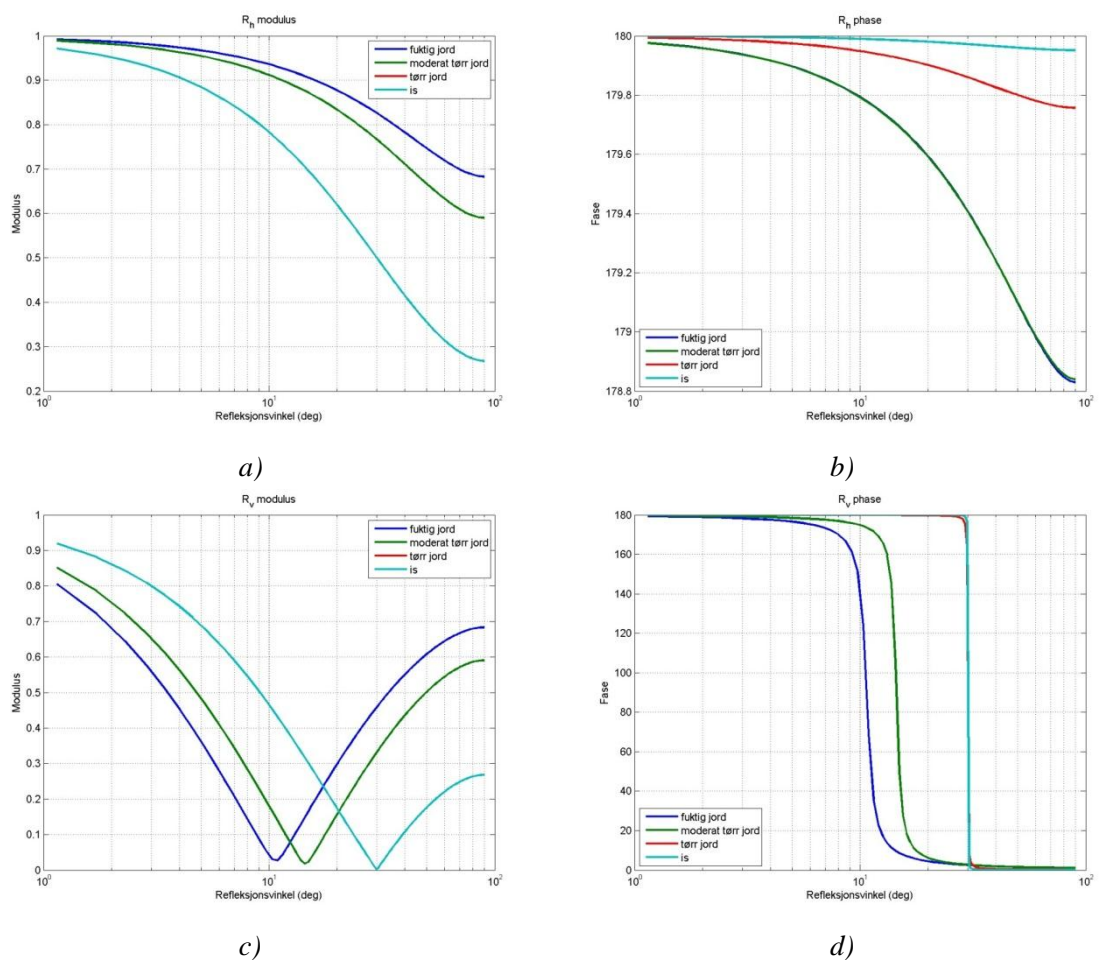
$$\eta = \varepsilon - j60\sigma\lambda \quad (2.7)$$

med ε som *permittivitet* (E-feltets ledeevne i et materiale) og σ som *konduktivitet* (elektrisk ledeevne). Figur 2.5 a) til d) viser hvordan refleksjonsvinkelen, ε og σ påvirker refleksjonsfaktoren ved 2,45 GHz for forskjellige verdier av ε og σ avhengig av mediet gitt i følgende tabell:

Medium	Permittivitet ϵ	Konduktivitet σ
Fuktig jord	28	0,4
Moderat tørr jord	15	0,15
Tørr jord	3	0,002
Is	3	0,0004

Tabell 2.1 Verdier for ϵ og σ i noen medier.

Som figurene viser, vil mesteparten av signalet bli reflektert med 180° fasedreining for små vinkler. Dette vil som regel være tilfellet unntatt for svært korte avstander. For horisontal polarisasjon, som er tilfellet for målingene relatert til dette arbeidet, viser Figur 2.5 b) at det i praksis alltid vil være bortimot fasedreining mens figur a) indikerer en del absorpsjon, spesielt når refleksjonsvinkelen overstiger 10° . For vertikal polarisasjon indikerer figur d) at refleksjonen går over fra å være i motfase til å være i fase mellom 10° og 30° og at absorpsjonene blir fullstendig i transisjonspunktet. Vertikal polarisasjon er altså ikke relevant for dette arbeidet.



Figur 2.5 Refleksjonsfaktorens avhengighet av refleksjonsvinkel, permittivitet og konduktivitet ved 2,45 GHz.

2.4 Tilfellet for ujevn refleksjonsflate

I beregningene så langt har det vært antatt helt plan refleksjonsflate. Ofte er ikke dette tilfellet. I [1], s 49 er det presentert en metode for å beregne en ujevn overflates innvirkning på det mottatte signalet ved at refleksjonen spres. Et uttrykk som kan brukes for refleksjonskoeffisientens reduksjonsfaktor ρ_{red} er

$$\rho_{red} = \sqrt{\frac{1 + \frac{1}{2}g^2}{1 + \frac{2,35}{2}g^2 + 2\pi\left(\frac{1}{2}g^2\right)^2}} \quad (2.8)$$

Hvor

$$g = \frac{4\pi\Delta h \sin \alpha}{\lambda} \quad (2.9)$$

Altså vil ujevnhetens innvirkning på refleksjonskoeffisienten være avhengig av forholdet mellom ujevnhetens høyde h og bølgelengden og av innfallsvinkelen. Det er bemerket at ved små innfallsvinkler vil man i tillegg til ujevnhetens spredevirkning på refleksjonen også få en skyggevirksomhet som ikke er kvantifisert men som kan bidra til refleksjonskoeffisientens reduksjonsfaktor utover ρ_{red} .

2.5 Fritt rom

Til sammenligning er mottatt effekt for en isotropisk antenne (vinning $G = 1$) i fritt rom gitt ved:

$$P = SA = \frac{P_0}{4\pi d^2} \frac{\lambda^2}{4\pi} = P_0 \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 \quad (2.10)$$

Som man ser så er dempningen nå avhengig av bølgelengden λ .

3 Målinger

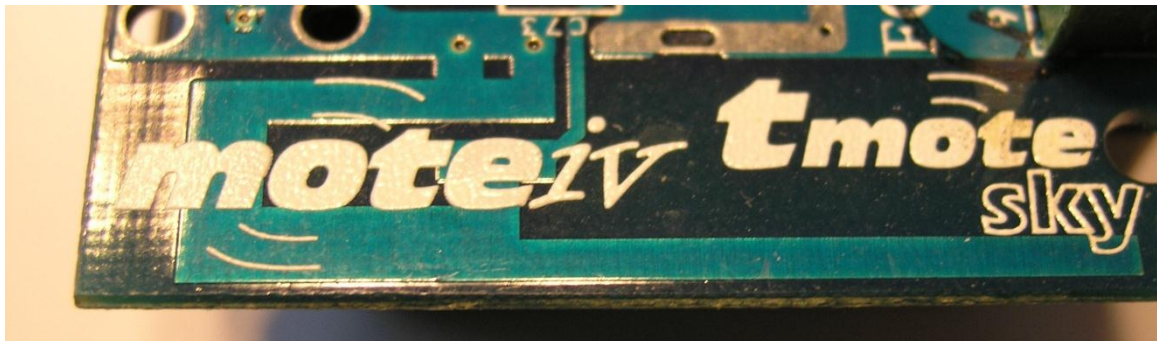
I dette kapitlet beskrives flere målinger av rekkevidden som er gjennomført for å sammenligne disse resultatene med de beregnede verdiene. Målingene er gjort med nodene plassert i forskjellige høyder, med forskjellig avstand fra hverandre og over forskjellig underlag. Dette var blant annet asfalt, snø og gress. Det ble også utført målinger under forskjellige klimatiske forhold, sommer og vinter, for å se om dette kunne ha noen innvirkning på transmisjonsforholdene.

3.1 Utstyr

Målingene er utført med bruk av den Berkley-utviklede MiniMoth sensornoden. På noden er det blant annet en Texas Instrument cc2420 radioenhet (tranceiver) med følgende egenskaper som er viktige for propagasjonsmålingene:

- Dataraten er 250 kbps.
- Det benyttes direkte sekvens spredt spektrum (DSSS) med chiprate: 2000 kcps.
- Modulasjonsmetoden er offsatt QPSK.
- Utgangseffekten er satt til 0 dBm (variabelt fra -24 – 0 dBm).
- Frekvensen var satt til 2440 MHz (variabelt fra 2400 – 2483,5 MHz).
- Følsomhet: -95 dBm.
- Antennevinning: -3 dB i henhold til [3]. Nodene er alltid orientert slik at antennene er horisontale og pekende mot hverandre. Med denne orienteringen er antennevinningen omtrent -3 dB og dette er antatt for alle beregningene som målingene sammenlignes opp mot.

Antennen er en såkalt “inverted F” antenne og er vist i Figur 3.1:



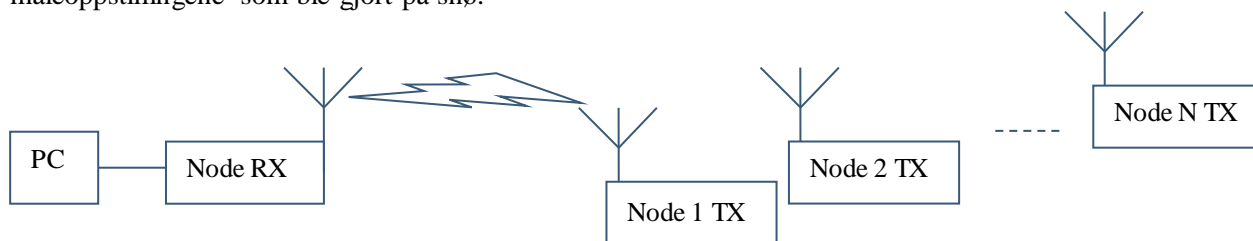
Figur 3.1 Bilde av “inverted F” antennen som er integrert på noden.

I tillegg til nodene ble det også benyttet en pc som var koblet til mottaker-noden og hvor de ønskede måledataene ble lagret.

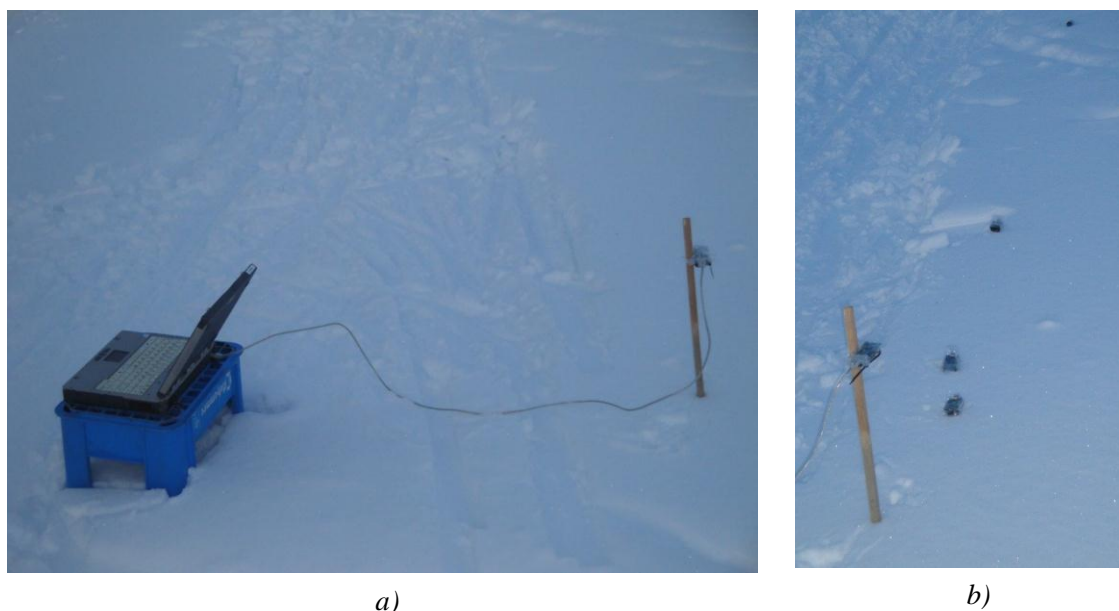
3.2 Måleoppstilling

Måleoppstillingen besto av en eller flere sendernoder som alle en gang hvert sekund sender en datapakke og en mottakernode som er koblet til en pc via et USB grensesnitt. Ut fra de mottatte dataene gir noden ut en RSSI-verdi (receive signal strength indicator) for hver pakke den mottar. Resultatene presenteres med en midlere RSSI verdi for alle målingene gjort for hver node i hver serie.

En skisse av måleoppstillingen er vist i Figur 3.2 men Figur 3.3 viser fotografier av en av måleoppstillingene som ble gjort på snø.



Figur 3.2 Måleoppstilling med pc for datainnsamling, sende- og mottaks-noder.



Figur 3.3 Mottakernode med pc (a) og sendernoder (b).

3.3 Resultater

I dette avsnittet presenteres resultater fra målingene. De fleste målingene ble gjort med nodene liggende rett på bakken. Dette fordi det er enklest å plassere ut noder uten å elevere dem og at dette var hovedfokus i denne aktiviteten. Det er kjent at rekkevidden for et samband er sterkt avhengig av antennehøyden og blir svært begrenset når antennen er på eller nært bakken.

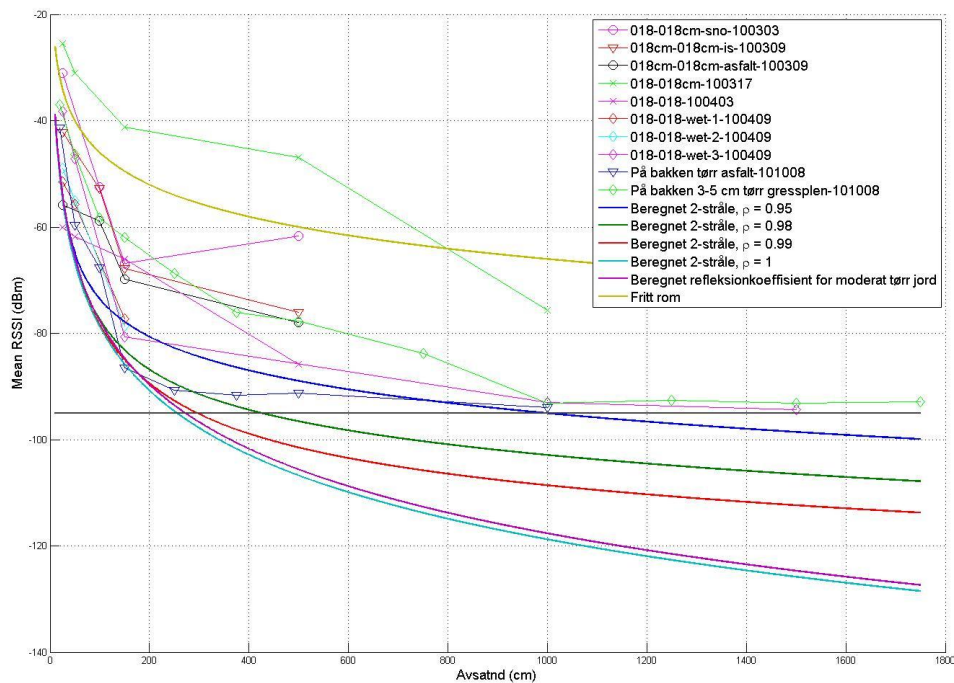
3.3.1 Nodene ligger rett på bakken

Figur 3.4 viser middelverdiene for forskjellige RSSI-målinger når nodene ligger på bakken. Målingene er utført når underlaget består av både snø, asfalt, gress og is. I figuren er også kurver for tostrålemodellen som beskrevet i kapittel 2. De beregnede kurvene er for $\rho = 1$, $\rho = 0,99$, $\rho = 0,98$, $\rho = 0,95$ og fritt rom. Årsaken til den store forskjellen mellom tostrålemodellen og frittromsdempningen er at høyden inngår i tostrålemodellen og i dette tilfellet er høyden lav.

Figuren viser at det er store variasjoner i målingene av mottatt signalstyrke og at variasjonene er størst ved de minste avstandene. Følsomheten på -95 dBm til nodene vil være begrensende for

rekkevidden dersom de ikke utsettes for interferens. For tostrålemodellen vil den beregnede rekkevidden være maksimalt ca 3 m for $\rho = 1$ og noe lengre for andre verdier av ρ . For eksempel vil den være omtrent 10 m når $\rho = 0,95$. De målingene med lengst rekkevidde er opp mot 20 m.

Figuren viser at de fleste målingene, bortsett fra en, ikke overstiger frittromsdempningen men heller ikke under verdiene for beregnet tostrålemodell med full refleksjon ($\rho = 1$). Siden det er så stor variasjon i signalstyrken for noder med samme avstand vil det være vanskelig å forutsi rekkevidden med beregninger med de antagelsene som er gjort i dette arbeidet. Det ser heller ikke ut til at det er noen sammenheng mellom målingene og hvilket underlag det er for tilhørende målinger. I Appendix B er målingene presentert i forskjellige figurer slik at hver figur har målinger for samme underlag. De store variasjonene tyder på at omgivelsene har en betydelig innvirkning på signalene utover det som er antatt for beregningene i denne rapporten. De kan i tillegg til variasjoner i utsendt effekt og antennevinning også skyldes andre refleksjons- og absorpsjonsfenomener enn det som er antatt for tostrålemodellen. I henhold til likning (A.36) vil nærfeltet være likt fjernfeltet etter omtrent 2 cm slik at innvirkning fra nærfeltet ikke er årsaken til de store variasjonene.



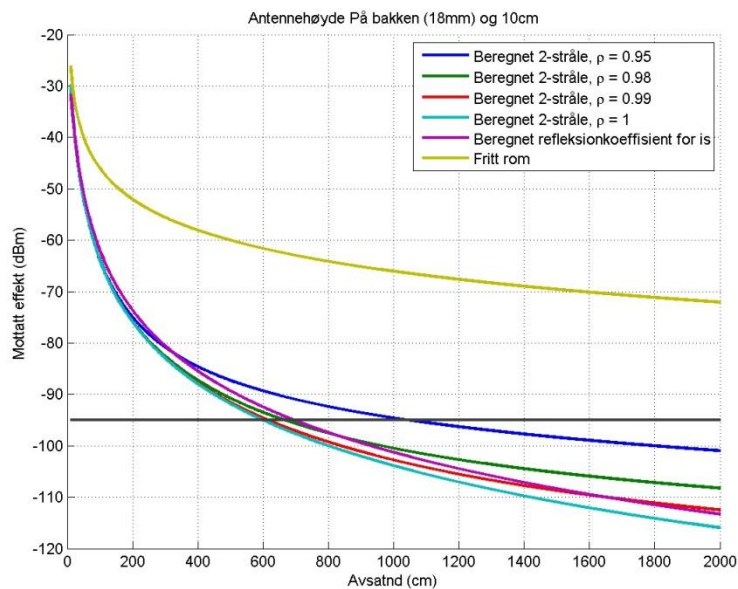
Figur 3.4 Målte midlere RSSI verdier for noder liggende på bakken sammenlignet med beregnede verdier for tostrålemodellen med forskjellig refleksjonskoeffisient.

3.3.2 Minst en av nodene er hevet over underlaget

Selv om hovedfokuset i dette arbeidet var propagasjonsmålinger hvor antennen er plassert rett på bakken, ble det også gjort noen målinger hvor nodene ble hevet over bakken med varierende høyde. I avsnittene under er disse målingene presentert.

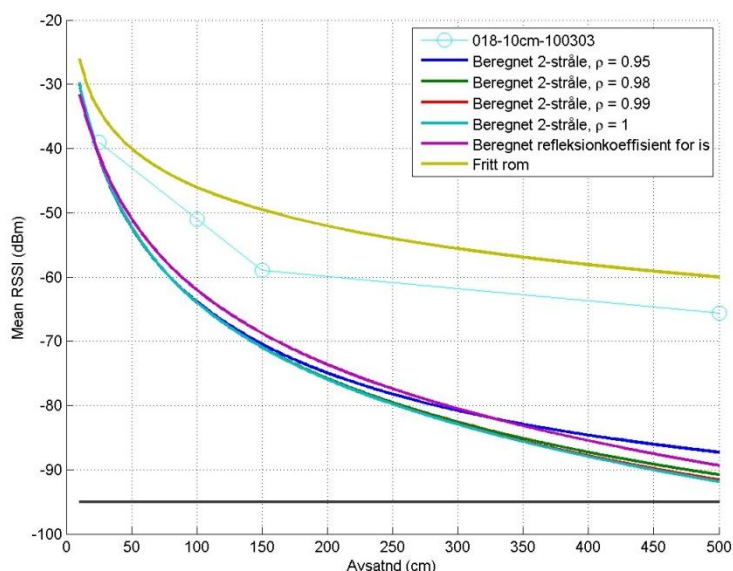
3.3.2.1 Sendenoder på snø, mottaker 10 cm over snøen

Figur 3.5 viser beregninger for mottatt signalnivå og forventet rekkevidde når sendernodene ligger på underlaget og mottakeren er 10 cm over. Som figuren viser, er rekkevidden omtrent 6 m dersom $\rho = 1$ og lengre for andre verdier av ρ når følsomheten er -95 dBm og omtrent 10 m når $\rho = 0,95$.



Figur 3.5 Beregnet mottatt signalnivå og maksimal rekkevidde for sendernoder på underlaget og mottaker 10 cm over.

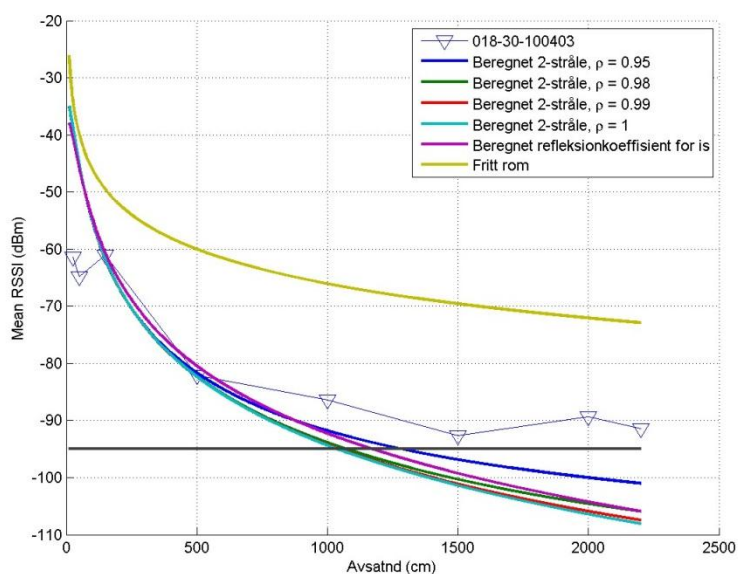
Figur 3.6 viser en måling for scenarioet i Figur 3.5 hvor sendernodene ligger på snøen og mottakeren er 10 cm over. Denne målingen ble gjort om vinteren med omtrent 50 cm snødybde. Figuren viser at de målte verdiene ligger godt over de beregnede for tostrålemodellen og noe under, men nærmere, verdiene for frittromsdempningen. Tilsvarende som for tilfellet beskrevet i avsnitt 3.3.1, ser det også her ut til at omgivelsene har en betydelig innvirkning på signalene utover påvirkningene som er antatt for tostrålemodellen.



Figur 3.6 Målte midlere RSSI verdier for sendernoder liggende på bakken og mottakeren 10 cm over sammenlignet med beregnede verdier for tostrålemodellen med forskjellig refleksjonskoeffisient.

3.3.2.2 Sendernoder på bakken, mottaker 30 cm over tørr snø

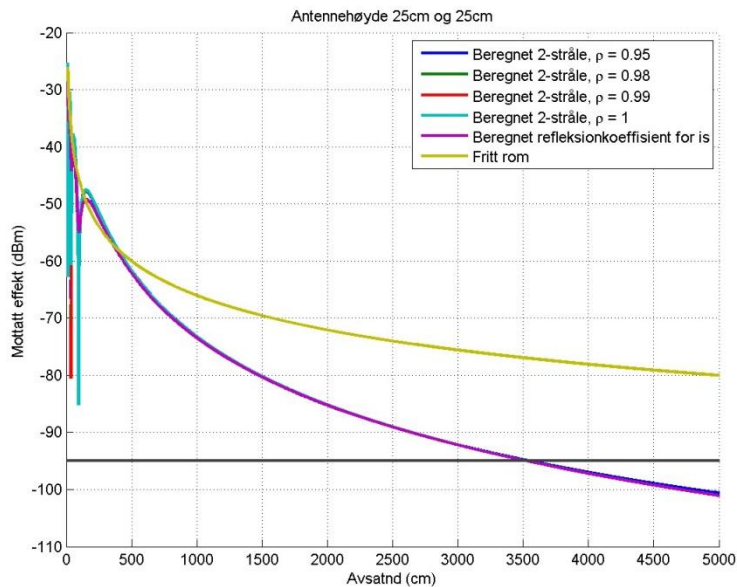
I Figur 3.7 vises en måling hvor sendernodene ligger på snøen og mottakeren er 30 cm over. For denne målingen er det bedre overensstemmelse mellom målingene og de beregnede verdiene for tostrålemodellen enn tilfellet var i avsnittene 3.3.1 og 3.3.2.1. Målt signalnivå for korte avstander er lavere enn beregnet mens for de lengste avstandene er det målte signalet sterkere enn forventet. Ved 20 og 22m er det målte signalet sterkere enn ved 15m.



Figur 3.7 Målte midlere RSSI verdier for sendernoder liggende på bakken og mottakeren 30 cm over sammenlignet med beregnede verdier for tostrålemodellen med forskjellig refleksjonskoeffisient.

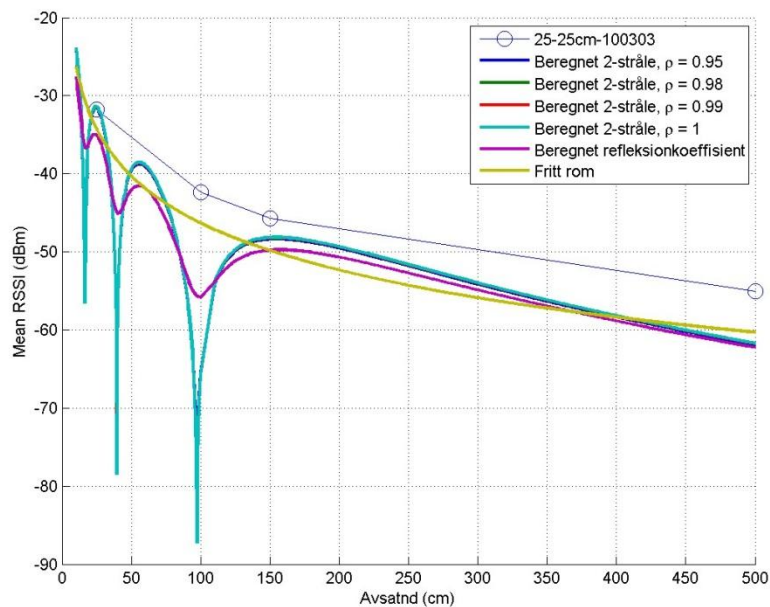
3.3.2.3 Nodene er 25 cm over tørr snø

Figur 3.8 viser beregninger for mottatt signalnivå og forventet rekkevidde når nodene er plassert 25 cm over underlaget. Som figuren viser, er rekkevidden omtrent 35 m for tostrålemodellen når følsomheten er -95 dBm. Små variasjoner av ρ ser ikke ut til å ha innvirkning på rekkevidden når nodenes høyde over underlaget er som her.



Figur 3.8 Beregnet mottatt signalnivå og maksimal rekkevidde når alle nodene er 25 cm over underlaget.

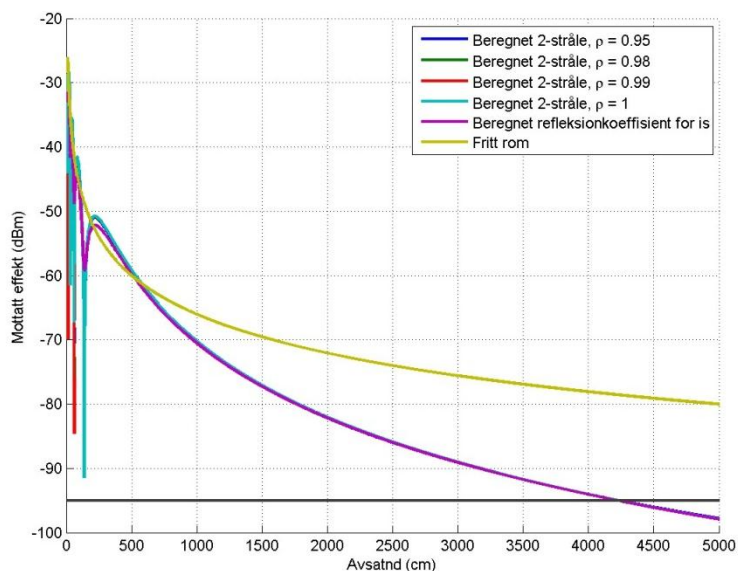
For målingene i Figur 3.9 ser det ut til å være et fast avvik mellom beregnede verdier for frittromspropagasjon og målte verdier med de målte verdiene omtrent 5 dB høyere. De ser ikke ut til å følge addisjons- og utslukkingsmønsteret som er et resultat av tostrålemodellen. Forskjellen er ikke større enn at det kan skyldes forskjellig utgangseffekt eller antennevinning i nodene fra det som er antatt.



Figur 3.9 Målte midlere RSSI verdier når nodene er 25 cm over bakken sammenlignet med beregnede verdier for tostrålemodellen med forskjellig refleksjonskoeffisient.

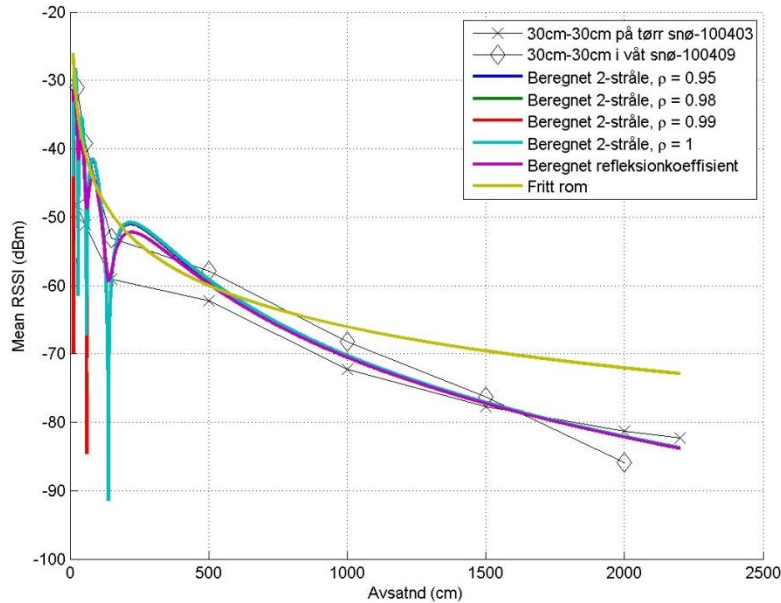
3.3.2.4 Nodene er 30 cm over snø

Figur 3.10 viser beregninger for mottatt signalnivå og forventet rekkevidde når nodene er plassert 30 cm over underlaget. Som figuren viser, er rekkevidden omtrent 42 m for tostrålemodellen når følsomheten er -95 dBm.



Figur 3.10 Beregnet mottatt signalnivå og maksimal rekkevidde når alle nodene er 30 cm over underlaget.

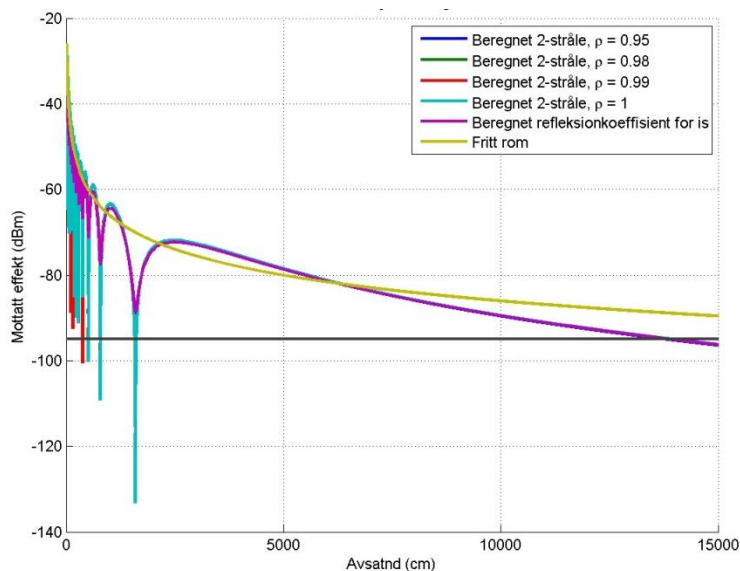
I Figur 3.11 vises to målinger hvor den ene er på tørr snø og den andre ved våt snø. Selv om det er små variasjoner mellom de målte og beregnede verdiene er forskjellene så små at man i dette tilfellet kan si at det er bra konsistens mellom målinger og beregninger. De største avvikene er for de minste avstandene, som også er observert for målingene beskrevet i tidligere avsnitt.



Figur 3.11 Målte midlere RSSI verdier når nodene er 30 cm over snødekke sammenlignet med beregnede verdier for tostrålemodellen med forskjellig refleksjonskoeffisient.

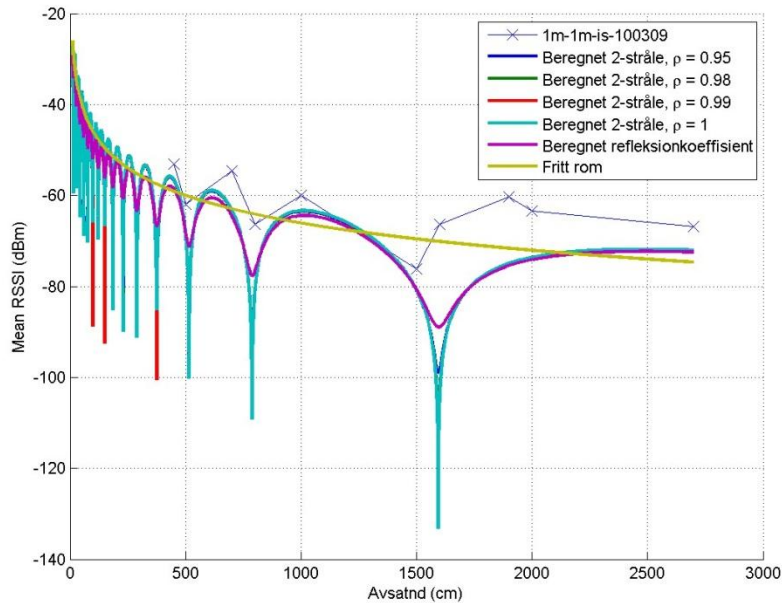
3.3.2.5 Nodene er 100 cm over bakken

Figur 3.12 viser beregninger for mottatt signalnivå og forventet rekkevidde når nodene er plassert 100 cm over underlaget. Som figuren viser, er rekkevidden omtrent 150 m for tostrålemodellen når følsomheten er -95 dBm.



Figur 3.12 Beregnet mottatt signalnivå og maksimal rekkevidde når alle nodene er 100 cm over underlaget.

Målingene for tilfellet der alle nodene er 100 cm over bakken i Figur 3.13 viser en brukbar sammenheng mellom den beregnede tostrålemodellen og målingene selv om målingene konsekvent er noen dB høyere. Forskjellen er ikke større enn at det kan skyldes forskjellig utgangseffekt eller antennevinning i nodene.



Figur 3.13 Målte midlere RSSI verdier når nodene er 100 cm over bakken sammenlignet med beregnede verdier for tostrålemodellen med forskjellig refleksjonskoeffisient.

3.3.3 Sammendrag av resultatene

Målingene gjort i dette arbeidet viser at det er store variasjoner i mottatt signalnivå sammenlignet med beregnede resultater, spesielt ved lave høyder og korte avstander. Som regel ligger de likevel mellom beregningene for tostrålemodellen og frittromsdempning. Det er usikkert hva som er årsaken til variasjonene men det kan være måleusikkerhet og/eller andre refleksjons- og absorpsjonsfenomener enn de som er beskrevet i denne rapporten. Det kan for eksempel tenkes at absorpsjonen i underlaget er større enn forventet eller at det reflekterte signalet spres på grunn av ujevnheter. Det viste seg også at selv små bevegelser i nærheten av nodene resulterte i fluktuasjoner i mottatt signalnivå. I noen tilfeller er målingene markant over beregningene basert på frittromstap.

I de fleste av tilfellen som er behandlet i denne rapporten ser det ut til at signalene vil være mest påvirkelige av omgivelsene utover det som er antatt for beregningene når nodene er lavt plassert eller ligger rett på bakken. Relateres dette til målingene kan det se ut til at det stort sett er størst samsvar mellom målinger og beregninger for de høyest plasserte nodene. Videre er variasjonene størst når i hvert fall sender- eller mottakernodene er plassert rett på bakken og avstanden mellom dem er kort.

Rekkevidden ser ut til å variere fra omtrent 10 – 20 m når nodene ligger på bakken til over 100 m når nodene heves 1 m over bakken.

4 Konklusjon

Arbeidet i denne rapporten hadde som formål å gjøre rekkeviddemålinger basert på små sensor-noder med integrerte kommunikasjonsmoduler og sammenligne resultatene med beregnede verdier. Fokuset i arbeidet har vært på forhold der nodene ligger på eller rett over underlaget. Både målingene og beregningene viser at rekkevidden er svært begrenset når nodene ligger rett på bakken og at det er mye å vinne i økt rekkevidde på å heve nodene så mye som mulig. Den ser ut til å øke fra omtrent 10 – 20 m når nodene ligger på bakken til over 100 m når nodene heves 1 m over bakken.

For målingene der nodene ligger rett på underlaget er det stor variasjon i rekkevidden. Det er derfor vanskelig å forutsi den virkelige rekkevidden. Variasjonene kan skyldes følsomhet for variasjoner i underlaget og refleksjoner. I tillegg kommer noe usikkerhet i variasjoner i utgangseffekt og antennevinning.

Det er ikke gjort like mange målinger for noder som er hevet over underlaget men de målingene som er gjennomført tyder på at rekkevidden er mer forutsigbar.

Referanser

- [1] RADIOWAVE PROPAGATION, Boithias Lucien, McGraw-Hill Book Company, 1987
- [2] Texas Instrument (CHIPCON), datablad for CC2420 RF transceiver.
- [3] 2.4 GHz Inverted F Antenna, Design Note DN0007 (www.ti.com/lit/an/swru120b.pdf per 17.08.2012), Andersen Audun, Texas Instruments, 2008.

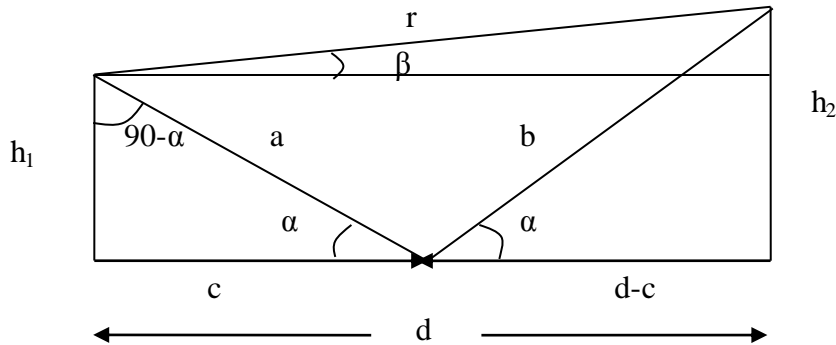
Forkortelser

dB	Decibel
GHz	Giga Hertz
MHz	Mega Hertz
RSSI	Receive Signal Strength Indicator

Appendix A Teori

Dette appendix gir grunnlaget for de teoretiske betraktningene som er gjort for beregning av rekkevidden. Deler av innholdet er hentet fra [1].

A.1 Geometriske betraktninger



Figur A.1 Sider i trekanter hvor b er refleksjonen av a på d .

$$\begin{aligned} (a+b+c)(a+b-c) &= ((a+b)+c)((a+b)-c) = (a+b)^2 - c^2 = a^2 + b^2 - c^2 + 2ab \\ &\Downarrow \\ a^2 + b^2 - c^2 &= (a+b+c)(a+b-c) - 2ab \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

For en vilkårlig trekant med sider a , b og c gjelder (Utvidet pytagoras):

$$r^2 = d^2 + (h_2 - h_1)^2 \quad (\text{A.2})$$

Ligning (A.1) i (A.2) gir da følgende:

$$\begin{aligned} (a+b+c)(a+b-c) - 2ab &= 2ab \cos(\angle ab) \\ &\Downarrow \\ a+b-c &= \frac{2ab(1+\cos(\angle ab))}{a+b+c} = \frac{4ab \cos^2(\frac{\angle ab}{2})}{a+b+c} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

$$a^2 = h_1^2 + c^2 \quad \wedge \quad b^2 = h_2^2 + (d-c)^2 \quad (\text{A.4})$$

$$a = \frac{h_1}{\sin \alpha} \quad (\text{A.5})$$

$$b = \frac{h_2}{\sin \alpha} \quad (\text{A.6})$$

$a+b$ blir da

$$a + b = \frac{h_1 + h_2}{\sin \alpha} \quad (\text{A.7})$$

$\tan \alpha$ kan uttrykkes ved

$$\tan \alpha = \frac{h_1 + h_2}{d} \quad (\text{A.8})$$

Ved å utnytte at

$$\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha = 1 \quad (\text{A.9})$$

og at

$$\frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \tan \alpha = \frac{1}{\cot \alpha} \quad (\text{A.10})$$

slik at

$$\sin \alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + \cot^2 \alpha}} \quad (\text{A.11})$$

får man ved å kombinere ligningene (A.7), (A.8) og (A.11)

$$a + b = (h_1 + h_2) \sqrt{1 + \left(\frac{d}{h_1 + h_2} \right)^2} \quad (\text{A.12})$$

Gangavstanden Δ mellom den reflekterte strålen $a+b$ og den direkte strålen r blir da:

$$\begin{aligned}\Delta = a+b-r &= (h_1+h_2)\sqrt{1+\left(\frac{d}{h_1+h_2}\right)^2} - \sqrt{d^2+(h_2-h_1)^2} \\ &= d\left(\sqrt{1+\left(\frac{h_1+h_2}{d}\right)^2} - \sqrt{1+\left(\frac{h_2-h_1}{d}\right)^2}\right) \\ &= \left(\sqrt{d^2+(h_1+h_2)^2} - \sqrt{d^2+(h_2-h_1)^2}\right)\end{aligned}\quad (\text{A.13})$$

Merk at når $d \gg h_1$ og h_2 , kan man ved å utnytte at

$$(1+x)^n = 1+nx + \frac{n(n-1)}{2!}x^2 + \dots + \frac{n(n-1)\dots(n-r+1)}{r!}x^r + \dots \quad (\text{A.14})$$

forenkle Δ :

$$\begin{aligned}\Delta &= d\left(\left(1+\left(\frac{h_1+h_2}{d}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}} - \left(1+\left(\frac{h_2-h_1}{d}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}}\right) \\ &\approx d\left(\left(1+\frac{1}{2}\left(\frac{h_1+h_2}{d}\right)^2\right) - \left(1+\frac{1}{2}\left(\frac{h_2-h_1}{d}\right)^2\right)\right) = 2\frac{h_1h_2}{d}\end{aligned}\quad (\text{A.15})$$

A.2 Grunnleggende elektromagnetisme for signaler i fritt rom

Sammenhengen mellom effektettheten S , E-feltet E og magnetfeltet H er definert ved *Pointings vektor*:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad [W/m^2] \quad (\text{A.16})$$

Denne gir altså både størrelsen og retningen til S . I fritt rom vil effektettheten S_0 i avstanden d fra en kilde med effekten P_0 være gitt ved

$$S_0 = \frac{P_0}{4\pi d^2} \quad [W/m^2] \quad (\text{A.17})$$

Dette gir både retningen og størrelsen til et signal mens kun størrelsen vil være gitt av

$$S = \left| \vec{E} \right| \left| \vec{H} \right| \quad [W / m^2] \quad (\text{A.18})$$

Fjernt fra kilden, det vil si flere bølgelengder, vil forholdet mellom H og E være gitt av

$$\frac{E}{H} = Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi \Omega \quad (\text{A.19})$$

hvor μ_0 er permeabiliteten i vakuum som er et mål for evnen til å magnetiseres og ϵ_0 er permittiviteten i vakuum som er et mål for ledningsevnen. Dette kalles *intrinsik impedans* Z_0 og vil si hvor godt det elektriske feltet ledes. Ligning (A.19) satt inn i ligning (A.18) gir et uttrykk for flukstettheten:

$$S = \frac{E^2}{Z_0} = \frac{E^2}{120\pi} \quad [W / m^2] \quad (\text{A.20})$$

I fritt rom kan E-feltet E_0 finnes ved å kombinere ligning (A.17) og (A.20):

$$E_0 = \sqrt{\frac{Z_0 P_0}{4\pi d^2}} = \sqrt{\frac{120\pi P_0}{4\pi d^2}} = \frac{\sqrt{30P_0}}{d} \quad [V / m] \quad (\text{A.21})$$

I henhold til [1] vil det kunne vises at forholdet mellom antennevinningen G og effektivt areal A er gitt av

$$\frac{G}{A} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \quad [m^{-2}] \quad (\text{A.22})$$

For en isotropisk antenne vil G være 1 og A vil dermed bli

$$A = \frac{\lambda^2}{4\pi} \quad [m^2] \quad (\text{A.23})$$

A.3 Mottatt effekt med en reflektert bølge

Det er antatt i denne rapporten at et mottatt signal vil bestå av et direkte og et reflektert signal som beskrevet i Appendix A.1. Den elektriske feltstyrken (E -feltet) i mottakeren vil derfor være summen av feltstyrkene til den direkte bølgen E_0 og den reflekterte bølgen E_r :

$$E = E_0 + E_r \quad [V / m] \quad (\text{A.24})$$

E_r vil være gitt av

$$E_r = \rho D e^{j\left(\psi + 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right)} \quad [V / m] \quad (\text{A.25})$$

hvor ρ og ψ er refleksjonskoeffisienten (henholdsvis amplitude og fase) og D er divergensfaktoren som er en korleksjon dersom man ikke kan anta flat overflate. For eksempel vil en stråle utvide seg ved refleksjon fra en konveks buet overflate. E vil da bli

$$\begin{aligned} E &= E_0 + E_r = E_0 \left(1 + \rho D e^{j\left(\psi + 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right)} \right) \\ &= E_0 \left(1 + \rho D \left(\cos\left(\psi + 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right) + j \sin\left(\psi + 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right) \right) \right) \quad [V / m] \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

Absoluttverdien til E -feltet vil da bli

$$\begin{aligned} |E| &= \left| E_0 \left(1 + \rho D \left(\cos\left(\psi + 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right) + j \sin\left(\psi + 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right) \right) \right) \right| \\ &= |E_0| \sqrt{1 + 2\rho D \cos\left(\psi + 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right) + \rho^2 D^2 \left(\cos^2\left(\psi + 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right) + \sin^2\left(\psi + 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right) \right)} \quad (\text{A.27}) \\ &= |E_0| \sqrt{1 + \rho^2 D^2 + 2\rho D \cos\left(\psi + 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right)} \quad [V / m] \end{aligned}$$

Hvis jorda antas å være flat for små avstander og innfallsvinkelen er liten, kan ρ og D settes til 1 og ψ settes til π . Da blir likning (A.27):

$$\begin{aligned}
|E| &= |E_0| \sqrt{1 + \rho^2 D^2 + 2\rho D \cos\left(\psi + 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right)} = |E_0| \sqrt{1 + 1 + 2 \cos\left(\pi + 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right)} \\
&= |E_0| \sqrt{2 \left(1 - \cos\left(2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right)\right)} \\
&= |E_0| \sqrt{2 \left(\sin^2\left(\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right) + \cos^2\left(\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right) - \cos^2\left(\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right) + \sin^2\left(\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right)\right)} \\
&= |E_0| \left| 2 \sin\left(\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right) \right| \quad [V/m]
\end{aligned} \tag{A.28}$$

Ved å sette likning (A.15) inn i likning (A.28) får man

$$|E| = |E_0| \left| 2 \sin\left(\pi \frac{2h_1 h_2}{\lambda d}\right) \right| \quad [V/m] \tag{A.29}$$

Som regel vil innfallsvinkelen være så liten når dette skjer at $\sin(a)$ i ligning (A.29) vil gå over til

$$|E| = |E_0| \left| 2 \sin\left(\pi \frac{2h_1 h_2}{\lambda d}\right) \right| \approx |E_0| \left| \left(\frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda d}\right) \right| \quad [V/m] \tag{A.30}$$

Siden E_0 er proporsjonal med $1/d$, vil E derfor være proporsjonal med $1/d^2$.

$$|E| = |E_0| \left| 2 \sin\left(\pi \frac{2h_1 h_2}{\lambda d}\right) \right| = \left| \frac{\sqrt{30P_0}}{d} \right| \left| 2 \sin\left(\pi \frac{2h_1 h_2}{\lambda d}\right) \right| \quad [V/m] \tag{A.31}$$

Den mottatte effekten P vil da bli

$$\begin{aligned}
P &= S \cdot A = \frac{E^2 \lambda^2}{480\pi^2} = \frac{|E_0|^2 \lambda^2 \left(1 + \rho^2 D^2 + 2\rho D \cos\left(\psi + 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right)\right)}{480\pi^2} \\
&= \frac{30P_0 \lambda^2 \left(1 + \rho^2 D^2 + 2\rho D \cos\left(\psi + 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right)\right)}{480\pi^2 d^2} \\
&= \frac{P_0 \lambda^2 \left(1 + \rho^2 D^2 + 2\rho D \cos\left(\psi + 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right)\right)}{16\pi^2 d^2} \quad [\text{W}]
\end{aligned} \tag{A.32}$$

Når vilkårene fra ligning (A.28), (A.29) og (A.30) er oppfylt vil ligning (A.32) forenkles til

$$\begin{aligned}
P &= S \cdot A = \frac{E^2 \lambda^2}{480\pi^2} = \frac{\left(|E_0| \left|2 \sin\left(\pi \frac{2h_1 h_2}{\lambda d}\right)\right|\right)^2 \lambda^2}{480\pi^2} = \frac{30 \left(2 \sin\left(\pi \frac{2h_1 h_2}{\lambda d}\right)\right)^2 \lambda^2 P_0}{480\pi^2 d^2} \\
&= \frac{P_0 \lambda^2 \sin^2\left(\pi \frac{2h_1 h_2}{\lambda d}\right)}{4\pi^2 d^2} \approx \frac{P_0 (h_1 h_2)^2}{d^4} \quad [\text{W}]
\end{aligned} \tag{A.33}$$

Altså vil den mottatte effekten i tostrålemodellen avta med $1/d^4$.

I [1] er også forholdet mellom E og H i nærfeltet gjeldende for antenner med liten vinning oppgitt som

$$\frac{E}{H} = \frac{Z_0 \lambda}{2\pi d} \tag{A.34}$$

Modulus til flukstettheten vil nå kunne skrives som

$$S = E^2 \frac{2\pi d}{Z_0 \lambda} \tag{A.35}$$

Nær- og fjernfeltet vil være likt når

$$d = \frac{\lambda}{2\pi} \tag{A.36}$$

A.4 Mottatt effekt i fritt rom

Den mottatte effekten for isotropiske antenner i fritt rom fines ved å multiplisere ligning (A.17) og (A.23):

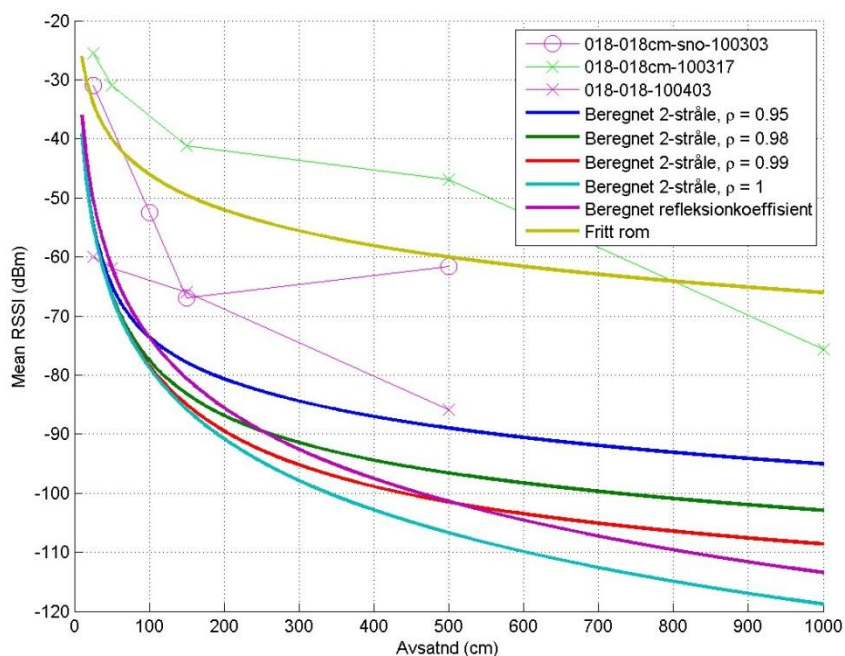
$$P = SA = \frac{P_0}{4\pi d^2} \frac{\lambda^2}{4\pi} = P_0 \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 \quad (\text{A.37})$$

Appendix B Målinger for noder direkte på underlaget

I dette appendixet er alle målingene hvor nodene ligger ett på underlaget delt opp slik at resultater for samme type underlag vises hver for seg. Målingene er utført på tørr og våt snø, is, asfalt og gress.

B.1 Tørr snø

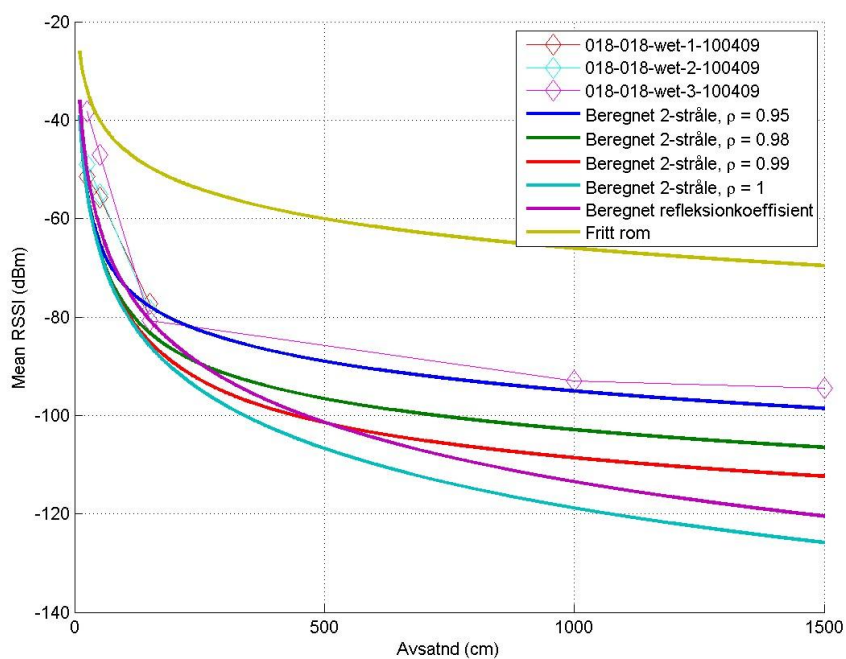
Figur B.1 viser resultat av målinger der underlaget er tørr snø og nodene ligger rett på snøen.



Figur B.1 Målinger i tørr snø der nodene ligger på bakken.

B.2 Våt snø

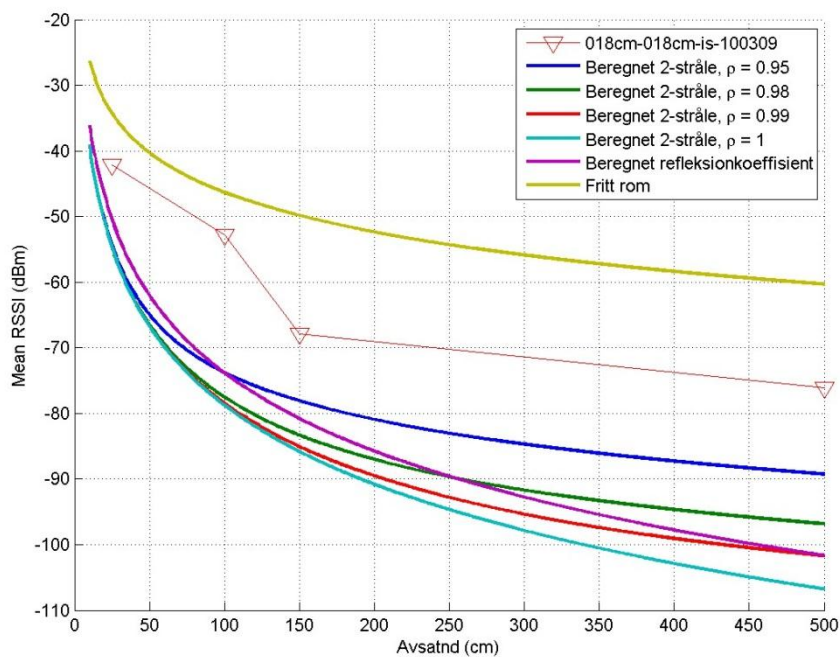
Figur B.2 viser resultat av målinger der underlaget er tørr snø og nodene ligger rett på snøen.



Figur B.2 Målinger i våt snø der nodene ligger på bakken.

B.3 Is

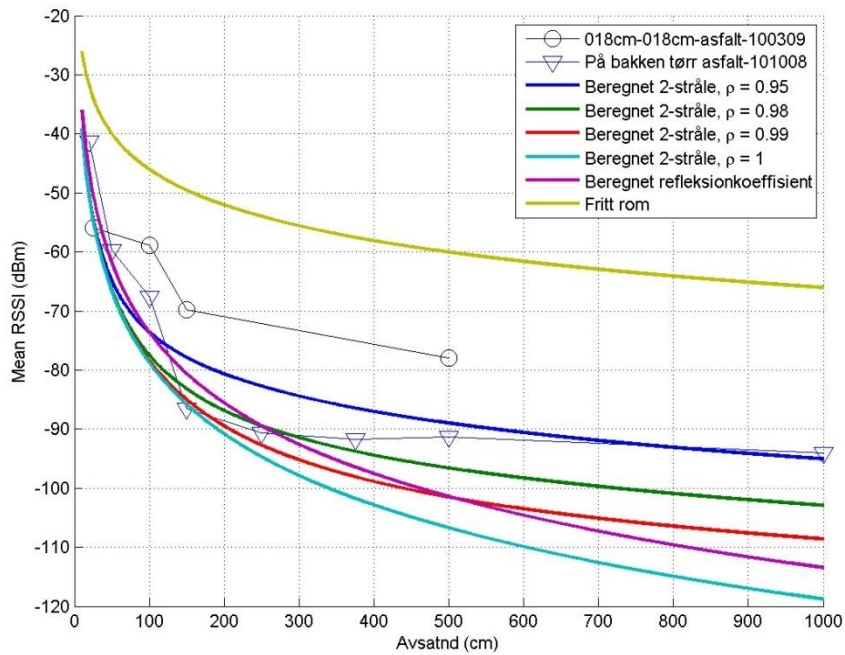
Figur B.3 viser resultat av målinger der underlaget er tørr snø og nodene ligger rett på isen.



Figur B.3 Målinger på is der nodene ligger på bakken.

B.4 Asfalt

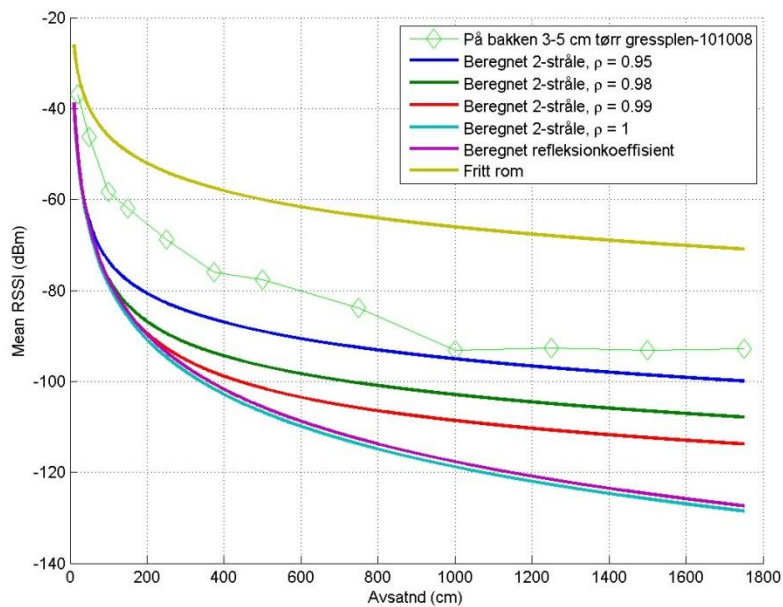
Figur B.4 viser resultat av målinger der underlaget er tørr snø og nodene ligger rett på asfalten.



Figur B.4 Målinger på asfalt der nodene ligger på bakken.

B.5 Gress

Figur B.5 viser resultat av målinger der underlaget er tørr snø og nodene ligger rett på gresset.



Figur B.5 Målinger i gress der nodene ligger på bakken.