



FFI-RAPPORT

20/01692

Luftbåren smitte av virale luftveisinfeksjoner fra et aerosolfysisk perspektiv

Espen Åkervik
Hannibal E. Fossum
Marius Dybwad
Anders Helgeland

Luftbåren smitte av virale luftveisinfectionsjoner fra et aerosolfysisk perspektiv

Espen Åkervik
Hannibal E. Fossum
Marius Dybwad
Anders Helgeland

Emneord

Aerosoler
Spredningsmodellering
Fluidmekanikk
Virus
Covid-19
Modellering og simulering

FFI-rapport

20/01692

Prosjektnummer

1575

Engelsk tittel

Airborne transmission of viral respiratory infections from an aerosol physics perspective

Elektronisk ISBN

978-82-464-3274-8

Godkjenner

Janet M. Blatny, *forskningsdirektør*
Anders Helgeland & Marius Dybwad, *forskningsledere*

Dokumentet er elektronisk godkjent og har derfor ikke håndskreven signatur.

Opphavsrett

© Forsvarets forskningsinstitutt (FFI). Publikasjonen kan siteres fritt med kildehenvisning.

Sammendrag

Luftbåren smitte foregår gjennom at infeksiøst materiale følger med dråper av ulik størrelse ut fra verten gjennom respiratoriske aktiviteter som pust, tale, sang, host eller nys. For de vanlige aktivitetene som pusting, snakking og synging forlater disse dråpene verten med relativt lav hastighet men over lengre tid. For hosting og nysing derimot blir dråpene slynget ut med stor hastighet, men med kort varighet. I de to siste tilfellene er dråpene omgitt av en kraftig turbulent jet som har evne til å transportere de mindre dråpene et godt stykke bort fra verten. Store dråper vil deponere på bakken, mens de mindre dråpene vil kunne transporteres videre med luftstrømmer.

Denne rapporten har vurdert mekanismene bak luftbåren smitte av virale luftveisinfeksjoner fra et aerosolfysisk ståsted. Fysiske prosesser og begreper som er sentrale for aerosolspredning, hovedsaklig knyttet til Stokes-tall, fallhastigheter og fordamping, er diskutert for å nyansere bildet av aerosolspredning som fenomen. Rapporten belyser effekter av ulike aerosolstørrelser og atmosfæriske forhold som luftfuktighet og lufttemperatur, spesielt med tanke på aerosolenes sveve- og fordampingstid. Dette gjør vi ved en gjennomgang av relevant litteratur kombinert med modellering av aerosolfysikken.

Litteraturgjennomgangen avslører flere kunnskapshull som trenger å fylles for at vi skal få en forbedret forståelse av hvordan luftbåren smittespredning foregår. Det er tre hovedområder som utpeker seg. Det første området er virusspesifikk empiri. Dette inkluderer tema som hvor mye infeksiøst materiale som er tilgjengelig per volum dråpe, hvor lang overlevelsestid det har i uttørket tilstand i luft og på overflater, og hvor stor dose som trengs for å bli smittet. Det andre området er empiri om respiratoriske dråper. Her er det nødvendig å karakterisere størrelsesfordelingen av dråper ved ulike respiratoriske aktiviteter samt også å kunne fastslå innholdet av oppløste forbindelser og faste partikler. Sistnevnte er viktig med tanke på fordamping. Det tredje området som har kunnskapshull, er modellering av dråpebevegelse. I litteraturen har først og fremst forenklede modeller blitt brukt for å beskrive dråpetransport, men bruken av høyoppløste fluiddynamiske beregninger vil gi mer pålitelige resultater. Kombinert med gode empiriske data vil høyoppløste fluiddynamiske beregninger gi et godt datagrunnlag for vurdering av ulike beredskapstiltak.

Rapporten viser at små respiratoriske dråper, typisk mindre enn $50 \mu\text{m}$, kan sveve lenge som dråpekjerner og transporteres langt. Dersom viruset har lav infeksiøs dose og lang nok overlevelsestid, vil disse dråpene kunne være en effektiv smittevei over lengre avstander. Dette er ofte referert til som luftsmitte. De store dråpene, fra $150 \mu\text{m}$ og oppover, har potensiale for å inneholde mye mer virus, men vil sjelden spres lenger enn 2 m ved pusting, prating, synging og hosting. Ved kraftige nys kan de imidlertid spres lenger enn dette. Disse dråpene representerer den såkalte dråpesmitten. Hvorvidt mellomstore dråper, altså dråper med størrelser mellom $50 \mu\text{m}$ og $150 \mu\text{m}$, utgjør luftbåren smitte eller dråpesmitte, er sterkt avhengig av lufttemperatur og luftfuktighet.

Summary

Airborne transmission of viral diseases is caused by infectious material being carried by droplets of different sizes through respiratory activities such as breathing, talking, singing, coughing and sneezing. For common activities such as breathing, talking and singing, these droplets leave the host at relatively low speeds, but the process is maintained for a long time. For coughing and sneezing, however, the droplets are thrown out at high speeds but with short durations. In the latter two cases, the droplets are surrounded by a strong turbulent jet that is capable of transporting the smaller droplets well away from the host. Large droplets will fall to the ground, while the smaller droplets may be readily transported by air currents.

This report assesses the mechanisms behind airborne transmission of viral respiratory infection from an aerosol physics perspective. Physical processes and concepts central to aerosol dispersion, mainly associated with Stokes numbers, fall times and evaporation, have been discussed to nuance the understanding of aerosol dispersion as a phenomenon. The report elucidates effects of various aerosol sizes and atmospheric conditions such as humidity and temperature, especially with regard to the aerosols' fall and evaporation times. This is achieved by means of a literature review combined with aerosol physics modeling.

The literature review reveals several knowledge gaps that need to be filled in order to improve our understanding on how viral respiratory infections are transmitted through an airborne route. There are three main areas that stand out. The first is virus-specific empirical data, and includes topics such as how much infectious material is available per volume of droplet, how long it survives in dried states and on various surfaces, and which dosage is needed to be infected. The other area is empirical knowledge on respiratory droplets. Here, it is necessary to characterize the size distribution of droplets in different respiratory activities as well as to be able to determine solute and solid particle content. The latter is important to accurately model evaporation. The third area that has knowledge gaps is droplet and droplet nucleus transport modeling. In literature, simplified models have primarily been used to describe droplet transport, but the use of high-fidelity computational fluid dynamics models will yield more reliable results. Combined with good empirical data, high-fidelity computational fluid dynamics models will provide sound science for assessing various emergency response measures.

This report shows that respiratory droplets smaller than $50\mu\text{m}$ can remain suspended as droplet nuclei for a long time and thus be transported far away from the source. If the virus has a low infectious dose and long enough survival time, these droplets can be an effective route of infection, often referred to as airborne route of transmission. Droplets larger than $150\mu\text{m}$ have the potential to contain much more virus, but will rarely spread beyond 2 m by normal breathing, talking, singing or coughing. However, in the case of violent sneezes they can be spread farther away from the source. These droplets represent the so-called droplet/contact route of transmission. Whether medium droplets, typically in the size range $50\mu\text{m}$ to $150\mu\text{m}$, constitute the airborne route of transmission or the droplet/contact route of transmission, depends on air temperature and humidity.

Innhold

Sammendrag	3
Summary	4
1 Innledning	7
2 Teoretisk bakgrunn: Aerosolfysikk	8
2.1 Hovedbudskap	8
2.2 Aerosoler: Innledende definisjoner	9
2.3 Aerosolers bevegelse: Stokes-tall og fallhastigheter	9
2.4 Fordamping	14
2.4.1 Fall- og fordampingskurver for rene vanndråper	15
2.4.2 Dråper av uren væske	18
3 Aerosoltransport fra individ til individ	22
3.1 Hovedbudskap	22
3.2 Aerosoldannelse fra luftveiene hos mennesker	23
3.3 Videre transport i luft	26
3.3.1 Svevetid for utvalgte scenarier	27
3.4 Innånding av aerosoler	30
4 Oppsummering og konklusjon	33
4.1 Oppsummering	33
4.2 Konklusjon	34
Vedlegg	
A Fordampingsmodell	40



1 Innledning

Verden står i en pågående pandemi av covid-19, forårsaket av viruset SARS-CoV-2. I Norge kjenner vi disse begrepene også som henholdsvis “koronapandemien” og “koronaviruset”.

Det er mange usikkerheter rundt spredning og spredningsveier for covid-19. Smittesituasjonen i sin helhet er fremdeles uavklart, og Norge sammen med resten av verden står nå midt i håndteringen av koronautbruddet. Det er kjent at enkelte luftveisinfeksjoner smitter hovedsakelig eller delvis via luft, som influensa, tuberkulose og meslinger (Fernstrom and Goldblatt, 2013). Når det gjelder covid-19, er luftbåren smitte så langt antatt å være en mindre viktig smittevei (Brurberg, 2020; WHO, 2020), men flere arbeider sår tvil om denne antagelsen (Asadi et al., 2020; Bourouiba, 2020; Zhang et al., 2020). I Zhang et al. (2020) går de så langt som å fremheve luftbåren smitte som den dominerende mekanismen for smittespredning.

Hvert steg i smitteoverføringsprosessen består av kompleks flerfasestrømning. Dette inkluderer luft-slim interaksjon, væskefilmoppbrytning, turbulente jetstråler, dråpefordamping, turbulent transport i luft og sedimentering av partikler (Mittal et al., 2020). Strømningsfysikk er derfor en sentral komponent i smittespredning, og den pågående covid-19 epidemien har vist at det er store kunnskapshull i omtrent alle faser av forløpet (Mittal et al., 2020).

FFI har gjennom mange år forsket på biologiske trusselstoffer i luft. Dette inkluderer detektering, karakterisering og sporing av Legionella fra Borregaard (Blatny et al., 2008; Fossum et al., 2012b; Dybwad et al., 2016), detektering og karakterisering av bakteriesporer på T-banestasjoner (Dybwad et al., 2012), samt beregning av innendørs spredning av farestoffer ved hjelp av numeriske fluiddynamiske beregninger, også kjent som CFD (Endregard et al., 2010; Fossum et al., 2018). I tillegg har FFI lang erfaring med spredningsmodellering av industrikjemikalier, eksempelvis (Gjesdal et al., 2013; Vik et al., 2015; Wingstedt et al., 2017). Vår erfaring viser at CFD gir en god beskrivelse av transport av trusselstoffer i luft.

I denne rapporten oppsummeres de mest relevante fysiske mekanismene som er involvert i luftbåren smitte av sykdommer. Rapporten gjennomgår, henviser til og sammenstiller relevant litteratur, og identifiserer hull i det eksisterende kunnskapsgrunnlaget. I tillegg har vi beskrevet og løst de dynamiske likningene for dråpetransport for å kartlegge hvordan dråper responderer på lufttemperatur, luftfuktighet og luftbevegelse. Modellene som er beskrevet er viktige byggestener for fremtidige CFD-simuleringer av dråpetransport i konkrete scenarier. CFD-beregninger, kombinert med gode empiriske data på virus og dråper, vil gi økt forståelse for hvordan luftbåren smittespredning foregår, og vil kunne brukes som grunnlag for rådgivning om mulige beredskapstiltak.

Målet med denne rapporten er å undersøke muligheten for luftbåren smitte av virale luftveisinfeksjoner, gitt de begrensninger aerosolfysikken alene medfører. I tillegg har rapporten som mål å identifisere hva slags forskning som er nødvendig for å fremskaffe mer kunnskap om mulighetene for luftbåren smitte av virale luftveisinfeksjoner, slik som covid-19.

2 Teoretisk bakgrunn: Aerosolfysikk

2.1 Hovedbudskap

I dette kapitlet gjennomgås grunnleggende aerosolfysikk. En god forståelse av aerosolers oppførsel er nødvendig for å kunne diskutere mulighetene for luftbåren smitte av virus på en ryddig måte.

Stoffet i dette kapitlet gir det nødvendige grunnlaget for å se nyansene i skillet mellom det som kalles dråpesmitte og det som kalles luftsmitte. Det gir også det teoretiske grunnlaget for å evaluere krav til avstand mellom smittebærere og andre, sett fra et aerosolfysisk perspektiv.

I påfølgende kapitler henvises det til stoff i dette kapitlet når aerosoltransport fra individ til individ diskuteres.

De viktigste momentene i dette kapitlet er som følger:

- *Aerosoler* er partikler eller dråper som svever i luft i minst noen sekunder.
- Det er en glidende overgang fra passive aerosoler til ballistiske dråper. Det er imidlertid rimelig å anta at alle aerosoler med tetthet som vann og diameter $d_p < 10 \mu\text{m}$ oppfører seg som passive aerosoler i større rom (innen- eller utendørs), det vil si at slike aerosoler styres utelukkende av luftstrømningen.
- Aerosoler med samme tetthet som vann og diameter $d_p < 10 \mu\text{m}$ vil bruke *minst* ti minutter på å nå bakken om de slippes fra to meters høyde. Kombinert med sin nær umiddelbare respons på lufstrømmer kan slike aerosoler potensielt holde seg svevende i timevis.
- *Metningsgraden*, S_R , er forholdet mellom partialdamptrykket og metningsdamptrykket. Når $S_R = 1$ er gassfasen og den kondenserte fasen i likevekt.
- Rene vanndråper mindre enn omtrent $100 \mu\text{m}$ fordampes før de treffer bakken om de slippes fra to meters høyde i et vindstille rom med normal temperatur og luftfuktighet. Høyere luftfuktighet og/eller kaldere luft vil redusere den kritiske størrelsen for aerosoler som rekker å fordampe, mens lavere luftfuktighet og/eller varmere luft vil medføre at enda større aerosoler rekker å fordampe.
- Respiratoriske dråper inneholder salter og faste stoffer, som reduserer fordampingsraten og hindrer fullstendig væskefordamping. Den endelige størrelsen på dråpen, altså *dråpekjernen*, avhenger av både saltinnhold, faststoffinnhold, luftfuktighet og lufttemperatur, men typisk er den rundt 30–50 % av opprinnelig dråpestørrelse.
- Respiratoriske dråper mindre enn $50 \mu\text{m}$ kan forventes å fordampe til dråpekjerner før de treffer bakken. Disse dråpekjernene vil i stor grad oppføre seg passivt. Under tørre forhold kan dråper som er større enn dette også fordampe til dråpekjerner før de treffer bakken.
- Fordampingstiden avhenger sterkt av lufttemperatur og luftfuktighet, men ikke av konsentrasjonen av salter og faste stoffer i dråpen. Fordamping skjer typisk i løpet av mindre enn 30 sekunder – men det kan ta flere minutter under ekstremt fuktige og kalde forhold.

2.2 Aerosoler: Innledende definisjoner

Aerosoler henter sitt navn fra greske *aeros* (“luft”) og latinske *solve* (“oppløst” eller “sluppet fri”). Ordets opprinnelse er forklarende, da alle partikler eller dråper som svever med luftstrømmer over en viss tid kan betegnes som aerosoler. Typiske partikkelstørrelser er alt fra omtrent 0.002 til godt over 100 μm , og svevetiden er vanligvis fra minst noen sekunder til opp mot et år eller lenger (Hinds, 1999, s. 3).

FAKTABOKS 1: AEROSOLDEFINISJON

Aerosoler er partikler eller dråper som svever i luft i minst noen sekunder. (Hinds, 1999, s. 3)

De letteste aerosolene følger luftstrømmene passivt, og man kan se bort fra aerosolenes egen masse; det er kun luftstrømmer som styrer aerosoltransporten. Partikler eller dråper med stor nok masse til at de ikke i nevneverdig grad følger den omkringliggende luftstrømmen er *ikke* aerosoler. De vil istedenfor oppføre seg ballistisk, det vil si at treghet og tyngdekraft er styrende for dynamikken. Midt mellom disse to ekstrempunktene ligger aerosoler som påvirkes både av luftstrømmer og av aerosolenes egen masse.

I tillegg kan aerosoler påvirkes av fysiske prosesser som fordamping, deponering, oppdeling eller sammensmelting. Aerosoler vil derfor i noen tilfeller ha ikke-statiske egenskaper og dermed også kunne endre oppførsel over tid, for eksempel som følge av avtagende masse på grunn av fordamping. Fordamping diskuteres mer inngående i seksjon 2.4.

Ved lav konsentrasjon av aerosoler vil i hovedsak luften påvirke aerosolene. Dette refereres til som *ènveiskobling*. Ved høyere konsentrasjoner vil aerosolene også kunne påvirke den omkringliggende luften, for eksempel ved å blokkere luftstrømning eller endre lufttemperaturen. Dette kalles derfor en *toveiskobling*. For høykonsentrerte aerosolskyer kan aerosolene i tillegg påvirke hverandre, via for eksempel kollisjoner, i såkalt *fireveiskobling* (Giudice et al., 2019).

Skillet mellom de ulike regimene er glidende, men for aerosolskyer med volumfraksjoner under 10^{-6} , anses regimet vanligvis som *ènveiskoblet* (Elghobashi, 1994). I sammenheng med luftbåren smitte anses det som usannsynlig at aerosolkonsentrasjonene er høye nok til at to- eller fireveiskobling vil gi en betydelig påvirkning.

2.3 Aerosolers bevegelse: Stokes-tall og fallhastigheter

Aerosoler påvirkes av en rekke krefter, selv om flere av dem i mange sammenhenger er neglisjerbare. De styrende kreftene er vanligvis ytre påvirkning fra luftstrømmer, treghetskrefter, oppdriftskrefter og tyngdekraften. I tillegg kan effekter som Brownske bevegelser (for aerosoler mindre enn rundt 0.5 μm), virtuell masse (for aerosoler større enn typisk 100 μm) og elektromagnetiske krefter spille en rolle.

Stokes-tallet er et velkjent mål på hva som er dynamisk styrende for partikler eller dråper i luft. Stokes-tallet er gitt ved

$$\text{St} = \frac{\tau_p}{\tau_f},$$

der τ_p og τ_f er henholdsvis aerosolets relaxeringstid og luftstrømmens karakteristiske tidsskala. Relaxeringstid er den tiden det vil ta å omtrent halvere hastigheten til aerosolet relativt til den omliggende luftstrømmen.

Dersom $\text{St} \ll 1$ vil aerosolet reagere raskt på endringer i vindfeltet. Da kalles aerosolet *passivt*, og det styres utelukkende av luftstrømmer (i likhet med en passiv gass som er løst opp i lufta). Slike aerosoler kan holde seg svevende i timevis.¹ Dersom aerosolene i tillegg er i det enveiskoblede regimet (se seksjon 2.2) og upåvirket av andre krefter (som elektromagnetiske krefter), vil aerosolenes oppførsel være lik oppførselen til en nøytral gass, det vil si en gass med samme egenskaper som lufta den beveger seg i.

Hvis $\text{St} \gg 1$, er aerosolets egen masse derimot viktig for dynamikken; aerosolet vil reagere tregt på endringer i vind og vil over litt tid deponere på bakken som følge av tyngdekraften. For meget store Stokes-tall kan ikke lenger partikkelen (eller dråpen) betegnes som et aerosol, da den vil falle raskt til bakken. Dynamikken til slike partikler kan i stedet beskrives rent ballistisk.

For $\text{St} \sim 1$ vil både aerosolmassen og vinden påvirke aerosoltransporten betydelig.

Relaxeringstiden for et aerosol beregnes typisk via (Hinds, 1999, s. 11)

$$\tau_p = \frac{d_p^2 \rho_p}{18\mu},$$

under forutsetning av at aerosolet er omtrentlig sfærisk (eller at man benytter den aerodynamiske diameteren). I uttrykket over er d_p aerosolets diameter, ρ_p er aerosolets massetetthet og μ er den omliggende luftas dynamiske viskositet.

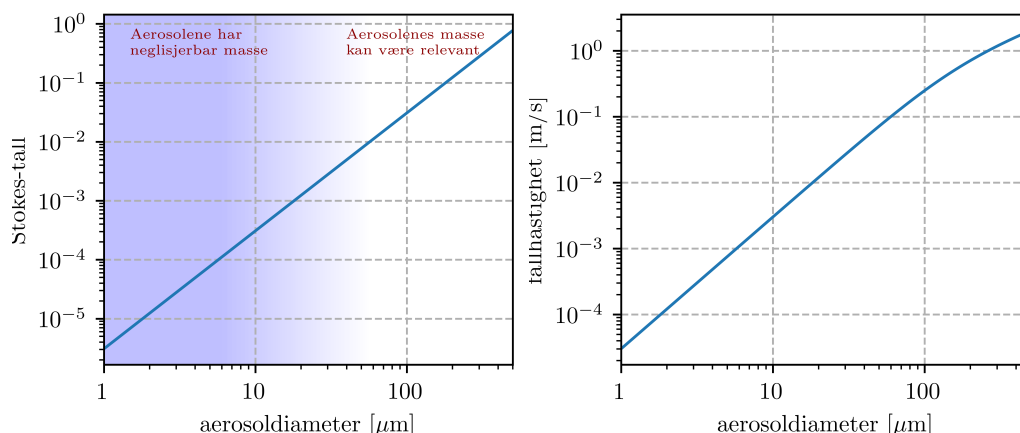
For turbulente luftstrømninger, som i praksis inkluderer så å si all form for vind, kan den lokale karakteristiske tidsskalaen utledes fra dimensjonsanalyse (Wyngaard, 2010). Imidlertid er ikke denne lokale størrelsen den mest relevante for en generell analyse. I stedet kan en typisk karakteristisk tidsskala antas fra turbulensens integralskalaer, som igjen er av samme størrelsesorden som problemets karakteristiske skalaer (Wyngaard, 2010, s. 16). Da kan vi for eksempel anslå en typisk tidsskala for luftstrømning utendørs og innendørs som henholdsvis

$$\begin{aligned}\tau_{f,\text{ute}} &\sim L_{\text{ute}}/U_{\text{ute}} \sim 500 \text{ m}/10 \text{ m/s} = 50 \text{ s}, \\ \tau_{f,\text{inne}} &\sim L_{\text{inne}}/U_{\text{inne}} \sim 5 \text{ m}/0.2 \text{ m/s} = 25 \text{ s}.\end{aligned}$$

Her er L_{ute} og U_{ute} en antatt grensesjikt-tykkelse for det atmosfæriske grensesjiktet og en typisk middelvind, mens L_{inne} og U_{inne} er antatte størrelser på et rom og luftbevegelser i rommet på grunn av varmekonveksjon, trekk, ventilasjon og så videre.

For å være på den konservative siden kan man anta en typisk tidsskala for luftstrømningen i underkant av de to anslått ovenfor; $\tau_f = 1$ s. Luft har en viskositet på rundt $\mu = 1.8 \cdot 10^{-5}$ kg/(m·s).

¹ Passive aerosoler kan sveve lenge også på grunn av lav fallhastighet, som drøftes senere i denne seksjonen.



Figur 2.1 Venstre figur viser Stokes-tall som funksjon av aerosoldiameter (gitt antakelsene i teksten). Det skyggelagte området (i blått) markerer størrelser der aerosolene følger luftstrømmen passivt, med en gradvis overgang til regimet der aerosolmassen begynner å spille en rolle. Figuren til høyre viser vertikal terminalhastighet eller fallhastighet for ulike partikkelstørrelser gitt at det er vanddråper som beveger seg i luft.

Om det videre antas at aerosolene har omtrent samme tetthet som vann, dvs. $\rho_p = 1000 \text{ kg/m}^3$, kan Stokes-tallet uttrykkes som en funksjon av kun aerosol-diameter, nemlig

$$\text{St}(d_p) = C_0 d_p^2, \quad (2.1)$$

der $C_0 = 2.9 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-2}$ i vårt tilfelle. Dette uttrykket viser at Stokes-tallet øker kvadratisk med økende aerosoldiameter.

Venstre del av figur 2.1 viser grafen for Stokes-tallet som funksjon av diameter, gitt antakelsene ovenfor. Kun diameter opp til $500 \mu\text{m}$ er vist.

Som nevnt tidligere er det en glidende overgang fra passive aerosoler til størrelser der aerosolene påvirkes av egen masse. Derfor finnes det ikke noe eksakt kriterium for når Stokes-tallet er "lite nok" til å være passivt. Det er imidlertid en rimelig påstand at Stokes-tall mindre enn 10^{-3} er mye mindre enn 1. Grafen i venstre del av figur 2.1 viser da at aerosoldiameter opp til minst $10 \mu\text{m}$ kan regnes som passive med de antakelsene som er gjort her. Også noe større aerosoler vil i stor grad oppføre seg passivt; først opp mot diameter på $100 \mu\text{m}$ vil en slik antakelse helt sikkert være mangelfull.

FAKTABOKS 2: PASSIVE AEROSOLER OG BALLISTISKE DRÅPER

Det er en glidende overgang fra passive aerosoler til ballistiske dråper. Det er imidlertid rimelig å anta at alle aerosoler med tetthet som vann og diameter $d_p < 10 \mu\text{m}$ oppfører seg som passive aerosoler i større rom (innen- eller utendørs), det vil si at slike aerosoler styres utelukkende av luftstrømmer.

Aerosolpartikler kan ha mange forskjellige former, men de beskrives som regel som sfæriske partikler med en gitt diameter. Massen til en rund partikkel med diameter d_p og tetthet ρ_p , er gitt som

$$m_p = \rho_p V_p = \rho_p \pi d_p^3 / 6. \quad (2.2)$$

I vektornotasjon er $\mathbf{x} = (x, y, z)$ de tre koordinatene med tilhørende retninger i rommet. Disse retningene står vinkelrett på hverandre; x og y er horisontale posisjoner, mens z er en vertikal posisjon. For en partikkel eller dråpe er posisjonen gitt som

$$\mathbf{x}_p = (x_p, y_p, z_p). \quad (2.3)$$

På samme måte er hastigheten gitt som

$$\mathbf{v}_p = (u_p, v_p, w_p), \quad (2.4)$$

der u_p er hastighet i retningen som tilhører x_p og tilsvarende for de to andre komponentene. Gitt en utgangsposisjon, $\mathbf{x}_p(t=0) = \mathbf{x}_p^0$, er posisjonen til enhver tid gitt dersom hastigheten er kjent. Dette fordi tidsendring i posisjon er lik hastigheten

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{v}_p, \quad (2.5)$$

der $\frac{d}{dt}$ er den tidsderivate. Tidsendringen i hastigheten, altså akselerasjonen, er gitt ved Newtons andre lov,

$$m_p \frac{d\mathbf{v}_p}{dt} = \mathbf{F}. \quad (2.6)$$

Her er $\mathbf{F} = (F_x, F_y, F_z)$ kreftene som virker på partikkelen. Dersom utgangshastighetene $\mathbf{v}_p(t=0) = \mathbf{v}_p^0$ og kreftene \mathbf{F} er kjente størrelser vil hastighetene til enhver tid være kjent.

Det antas nå at de viktigste kreftene som virker er luftmotstand (\mathbf{F}_l), oppdrift (\mathbf{F}_o) og tyngdekraft (\mathbf{F}_t), altså at kraften kan skrives som summen $\mathbf{F} = \mathbf{F}_l + \mathbf{F}_o + \mathbf{F}_t$. Her benyttes en sammenheng for luftmotstanden som er litt mer generell enn Stokes lov, ved at den tar hensyn til at større partikler genererer vaker. Dette gir relasjonen (Crowe et al., 2011)

$$\mathbf{F}_l = 3\mu\pi d_p C_f (\mathbf{u} - \mathbf{u}_p), \quad \text{med } C_f = (1 + 0.16\text{Re}_p^{0.687}), \quad \text{Re}_p = |\mathbf{u} - \mathbf{u}_p| d_p \rho / \mu. \quad (2.7)$$

En oppnår Stokes lov med $C_f = 1$, og i dette ligger et krav om at $\text{Re}_p \ll 1$. Økende Reynoldstall medfører høyere luftmotstand. Tyngdekraft og oppdriftskraft kan skrives som

$$\mathbf{F}_t = -m_p(0, 0, g), \quad \text{og} \quad \mathbf{F}_o = -V_p \left(0, 0, \frac{dp}{dz} \right), \quad (2.8)$$

der $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ er tyngdeakselerasjon og p er trykkraften som partikkelen utsettes for. Oppdriftskraften kan med god nøyaktighet antas å være gitt av hydrostatisk trykkbalanse, altså at $\frac{dp}{dz} = -\rho g$, der ρ er luftas tetthet.

Ved å sette likning (2.7) og likning (2.8) inn i likning (2.6) og dele på massen til partikkelen oppnås, for horisontal og vertikal hastighet,

$$\frac{du_p}{dt} = 18C_f \frac{\mu}{\rho_p d_p^2} (u - u_p), \quad (2.9)$$

$$\frac{dw_p}{dt} = 18C_f \frac{\mu}{\rho_p d_p^2} (w - w_p) - (1 - \rho/\rho_p)g, \quad (2.10)$$

der u og w er horisontal og vertikal lufthastighet. Stokes tidsskala kan for øvrig utledes vedå betrakte bevegelse i en dimension (likning (2.9)) i fravær av bakgrunnsvind ($u = 0$) og med $C_f = 1$.

Det siste leddet i likning (2.10) er oppdriften til en partikkel i hydrostatisk trykkløse. Fra dette uttrykket finner man at dersom en partikkel har samme tetthet som luft, vil det ikke være oppdriftskrefter til stede. For partikler med høyere tetthet enn luft vil en ha en nedoverrettet kraft, mens det motsatte er tilfelle for partikler som har lavere tetthet enn luft. Det mest kjente eksemplet på sistnevnte er en ballong fylt med helium (eller varm luft). Den stiger på grunn av dens lave tetthet sammenlignet med den omliggende lufta.

Det er av interesse å vite hva den vertikale fallhastigheten² til en partikkel er. Dette kan utledes ved å kreve at det ikke lenger er noen akselerasjon i vertikalretningen, altså at $\frac{dw_p}{dt} = 0$ i likning (2.10). Videre antas at det ikke er noen vertikalvind til stede ($w = 0$). Disse antakelsene leder til fallhastigheten,

$$w_p^{\text{fallhastighet}} = -(\rho_p - \rho) \frac{gd_p^2}{18\mu C_f}. \quad (2.11)$$

Dette uttrykket har en enkel løsning når $C_f = 1$, som sammenfaller med at $Re_p \ll 1$. For $Re_p \geq 1$ vil C_f avhenge av $w_p^{\text{fallhastighet}}$. Dette gjør at løsninger lettest kan oppnås ved hjelp av iterasjon. Den høyre delen av figur 2.1 viser fallhastighet som funksjon av partikkelstørrelse, gitt at vannpartikler ($\rho_p = 1000 \text{ kg/m}^3$) i luft antas.

Fra figuren ser en at partikler med størrelser mindre enn $10 \mu\text{m}$ har fallhastigheter mindre enn 5 mm/s . Med denne hastigheten vil en partikkel på $10 \mu\text{m}$ bruke mer enn ti minutter på å nå bakken dersom den blir sluppet fra omtrent to meter. I tillegg vil små partikler som denne reagere veldig raskt på vind, grunnet dets lave Stokes-tall diskutert tidligere (og vist i venstre del av figur 2.1). Derfor vil i praksis slike partikler kunne sveve i lufta veldig lenge.

Grafen viser også at partikler som er større enn omtrent $200 \mu\text{m/s}$ får fallhastigheter som er større enn 1 m/s . Dette gjør at de bruker mindre enn to sekunder på å treffe bakken dersom de blir sluppet fra to meter. Disse partiklene vil også, grunnet stort Stokes-tall, reagere langsomt på endringer i vind. Det kan derfor fastslås at slike partikler ikke i stor grad blir transportert av omkringliggende luftstrømmer.

FAKTABOKS 3: SMÅ AEROSOLER SVEVER LENGE

Aerosoler med samme tetthet som vann og diameter $d_p < 10 \mu\text{m}$ vil bruke *minst* ti minutter på å nå bakken om de slippes fra to meters høyde. Kombinert med sin nær umiddelbare respons på vind kan slike aerosoler potensielt holde seg svevende i timevis.

²Også kjent som terminalhastighet. Denne oppnås når det er likevekt mellom luftmotstand tyngdkraft og oppdrift

2.4 Fordamping

Uttrykkene som er gitt i foregående seksjon beskriver hvordan en statisk partikkel beveger seg. Imidlertid er likningsettet mangelfullt, da det ikke inneholder informasjon om hvordan dråpestørrelsen utvikler seg over tid. I motsetning til faste partikler består respiratoriske dråper for det meste av vann. I tillegg inneholder de oppløste salter og faste partikler. Tilstedeværelsen av vann gjør at fordamping er en essensiell del av dynamikken.

Fordamping er en prosess styrt av masse- og varmeoverføring mellom en dråpe og gassen den befinner seg i. En dråpe vil være omgitt av en tynn film med mettet vanndamp (Sirignano, 2010). Fordamping skjer når det er en forskjell i dette mettede trykket og partialtrykket til vanndampen i omgivelsene.

Det er her på sin plass å definere hva som menes med damptrykk, partialtrykk og metning.

- *Partialdamptrykket*, p_v , også kalt bare partialtrykket eller damptrykket, er det trykket en gass (for eksempel vanndamp) i en gassblanding ville hatt om den ene gassen alene fylte hele volumet til gassblandingen. Summen av alle gassenes partialtrykk gir gassblandings *totaltrykk*.
- *Metningsdamptrykket*, p_s , også kalt metningstrykket eller likevektstrykket, er det partialtrykket en gass har ved en gitt temperatur for å være i likevekt med sin kondenserte form (altså væske eller fast form).

Merk at ulike tekster benytter disse begrepene noe ulikt, avhengig av fagfeltet og kontekst (Nese and Grenzi, 1996; Hinds, 1999). Metningstrykket for en gass i en gassblanding avhenger av den kondenserte fasens temperatur, form og eventuelle oppløste stoffer. For eksempel vil runde dråper med varmt, rent vann ha et høyere metningstrykk (altså fordampe lettere) enn et plant basseng med kaldt saltvann.

Forholdet mellom damptrykket og metningstrykket definerer *metningsgraden*

$$S_R = \frac{p_v}{p_s}. \quad (2.12)$$

Dersom denne overstiger 1 er gassblandingen overmettet, som generelt gir kondens. For metningsgrader under 1 er gassblandingen umettet, som fører til fordamping av væskefasen. $S_R = 1$ tilsier altså at partialtrykket er lik metningstrykket. Dermed vil gassfasen og den kondenserte fasen være i likevekt³. På den andre siden, med en metningsgrad i lufta som er mindre enn 1, vil dråper i luft miste masse gjennom fordamping.

FAKTABOKS 4: METNINGSGRAD

Metningsgraden S_R , er forholdet mellom partialdamptrykket og metningsdamptrykket. Når $S_R = 1$ er gassfasen og den kondenserte fasen i likevekt.

³Ofte benyttes *relativ (luft-)fuktighet* (RH) i stedet for metningsgrad i dagligtale. Merk da at RH er definert for plane væskeflater og ren væske (Bohren et al., 1998), mens metningstrykket avhenger av den kondenserte væskens egenskaper, som form, temperatur eller saltinnhold.

Et av de mest kjente arbeidene på fordamping av respiratoriske dråper er å finne i Wells (1934), der den kjente *fall- og fordampingskurven* ble presentert for første gang. Denne kurven viser svevetid for dråper som funksjon av initiell dråpediameter; store dråper faller til bakken relativt raskt, mens små dråper fordampes relativt raskt. Det er mulig å bruke resultatene fra Wells (1934), men dessverre er fordampingsmodellen der basert på tilpasning av eksperimentelle data i stedet for dynamiske ligninger for massetap og varmeoverføring.

Xie et al. (2007) bruker en dynamisk modell utviklet av Kukkonen et al. (1989) for å beregne fordampingskurver for diverse partikkelstørrelser ved ulike luftfuktigheter. Ikke overraskende finner forfatterne at dråper overlever mye lenger ved høy luftfuktighet enn ved lav. Fra resultatene i Xie et al. (2007) kan man også se at luftmotstandsloven som er brukt i Wells (1934) ikke er tilstrekkelig for å beskrive falltiden til store dråper.

I dette arbeidet brukes den dynamiske modellen fra Abramzon and Sirignano (1989), der likningene (2.5) til (2.8) utvides med modeller for massetap og varmeoverføring. Disse modellene beskriver endringen av et aerosols størrelse og temperatur som funksjoner av aerosolens og luftas egenskaper. Se vedlegg A for en fullstendig matematisk beskrivelse av modellen. Det viktigste resultatet er at massetapet i denne modellen avhenger av forskjellen i damptrykk til lufta som omgir dråpen og damptrykket på overflaten av dråpen. Begge disse avhenger av metningstrykket til vann, som med god nøyaktighet (Hinds, 1999, s. 279) kan skrives som

$$p_s(T) = \exp\left(16.7 - \frac{4070}{T - 37}\right) \text{ kPa.} \quad (2.13)$$

Her er T temperatur gitt i Celsius. Damptrykket langt fra dråpen er da gitt som

$$p_v^\infty = S_R p_s(T^\infty), \quad (2.14)$$

der T^∞ er lufttemperaturen til omgivelsene. Dette damptrykket avhenger altså av lufttemperatur og fuktighetsinnhold. Tilsvarende er damptrykket på overflaten av dråpen gitt som

$$p_v = S_{\text{Kelvin}} S_{\text{salt}} S_R p_s(T_p), \quad (2.15)$$

der T_p er dråpens temperatur. Damptrykket på overflaten av dråpene antas å være mettet ($S_R = 1$), men det blir modifisert både av tilstedeværelsen av oppløste salter og faste partikler gjennom (S_{salt}) og overflatespenningen som følge av at dråper har overflatekrumning (S_{Kelvin}). Sistnevnte vil øke damptrykket⁴, men er neglisjerbar for dråper med de størrelsene vi ser på i dette arbeidet. Derfor skal vi i resten av arbeidet benytte $S_{\text{Kelvin}} = 1$.

2.4.1 Fall- og fordampingskurver for rene vanndråper

Rene vanndråper oppfører seg ulikt under påvirkning av forskjellige lufttemperaturer og luftfuktigheter. Antakelsen om rent vann tilsvarer å sette $S_{\text{salt}} = 1$ i likning (2.15). Urene dråper drøftes i neste seksjon.

⁴Et økt damptrykk på dråpeoverflaten fører til økt fordamping og dermed at likevekt med omgivelsene oppnås ved mindre dråpediameterer.

Bevegelseslikningene (2.5), (2.6) og likningene for massetap (A.1) og varmeoverføring (A.2) utgjør et system av såkalte ordinære differensiallikninger. Disse kan enkelt løses med moderne programvare på en enkel arbeidsstasjon, og resultatene i denne seksjonen er numeriske løsninger av disse likningene.

Figur 2.2 viser partikkelbaner for dråpestørrelser $d_p = \{50, 100, 150\} \mu\text{m}$ i tørr luft (RH = 0 %) med en typisk innendørstemperatur (18 °C). I figuren er dråpene visualisert som sirkler, der dråpestørrelsen avtar som følge av fordamping. Hver sirkel viser posisjon og dråpestørrelse med 1 s mellomrom, og alle dråpene er skutt ut med en horisontal starthastighet på $u_p^0 = 10 \text{ m/s}$ (typisk utgangshastighet for hosting) fra to meters høyde i temperert tørr luft.

Den minste dråpen på $d_p = 50 \mu\text{m}$ er vist som blå sirkler. Figuren viser at denne dråpen bare beveger seg omtrent 5 cm horisontalt før den bremses av luftmotstanden. Deretter står den omtrent stille mens den fordampes helt. Alt dette skjer på bare 2 s. I løpet av denne tiden har den nesten ikke beveget seg vertikalt. En dråpe opp til denne størrelsen kan regnes som et passivt aerosol.

Dersom en dobler dråpediameteren til $d_p = 100 \mu\text{m}$ (oransje sirkler) vil dråpen bevege seg i overkant av 12 cm før den blir bremsset opp. Deretter overtar tyngdekraften og partikkelen vil dale til omtrent en meter over bakken før den er helt fordampet. For denne størrelsen vil fordampingsprosessen ta 7 s.

For den største dråpediameteren, $d_p = 150 \mu\text{m}$ (grønne sirkler) har dråpen tilbakelagt omtrent 25 cm horisontalt før den blir bremsset opp. På dette tidspunktet har partikkelen fortsatt en betydelig størrelse og den daler mot bakken med en relativt stor hastighet. I figuren vises nullpunktet (bakken) som en rød linje. Den største dråpen vil nå dette nullpunktet etter omtrent 5 s. Det tar ytterligere 10 s før dråpen er helt fordampet. Denne dråpen når altså bakken før den fordampes. Figuren viser at dersom en hadde sluppet denne dråpen fra en høyde på 4 m ville den også fordampet helt før den når bakken.

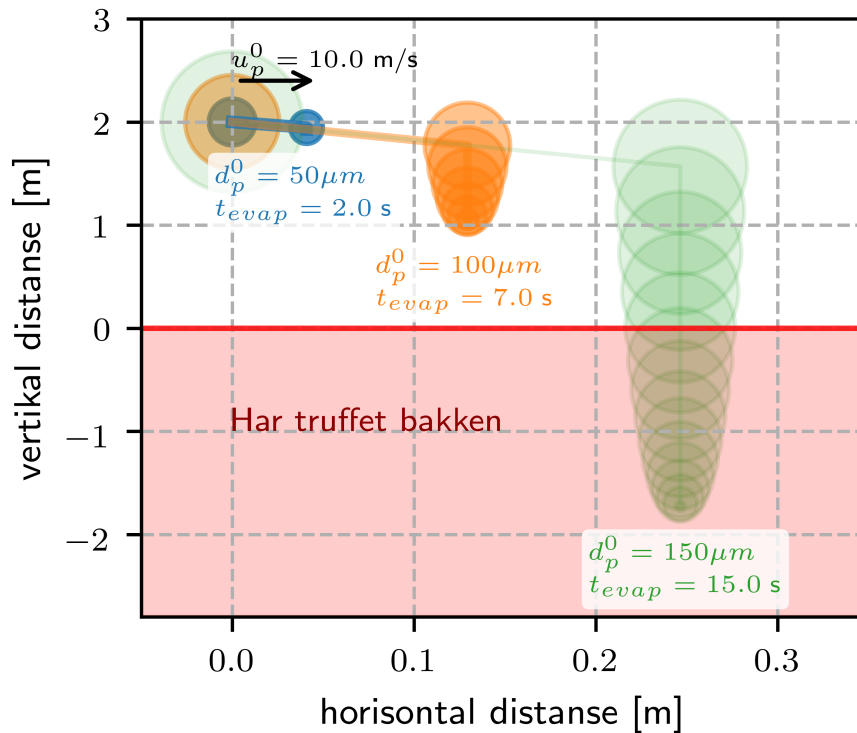
For en gitt dråpestørrelse vil opprinnelig dråpetemperatur, lufttemperatur, lufttrykk og luftfuktighet være avgjørende for fordampingsraten. Blir dråpene store nok vil de nå bakken, men det er interessant å se hvordan dette avhenger av ulike forhold. Merk at vi her kraftig undervurderer den horisontale transporten. Dette fordi det ikke er tatt hensyn til at dråpene er innhyllet i en varm, turbulent jetstråle Bourouiba et al. (2014).

Figur 2.3 viser falltid (blå linje) og fordampingstid (sort linje) som funksjon av opprinnelig dråpediameter. Figur 2.3 (a) representerer en oppsummering av resultatene i figur 2.2 der $T_p^0 = 33 \text{ °C}$, $T_\infty = 18 \text{ °C}$ og RH = 0 %. Figuren viser (i overensstemmelse med Xie et al., 2007) at dråper større enn $d_p = 120 \mu\text{m}$ vil falle til bakken før de fordampes, mens dråper mindre enn dette vil fordampe før de når bakken.

Ved å øke luftfuktigheten til henholdsvis RH = 30 % og RH = 90 % (se figur 2.3(c) og (e)) vil en forlenge fordampingstiden og dermed flytte innslagspunktet til lavere dråpediameter.

Dersom en temperatur på $T_\infty = 5 \text{ °C}$ benyttes i stedet, og man antar tørr luft (RH = 0 %), viser figur 2.3(b) at en temperatursenkning har noe av samme effekten som det å øke luftfuktighet; dråpene bruker lenger tid på å fordampe og vil dermed flytte krysningsspunktet mellom fall- og fordampingskurven til dråper av mindre diameter.

Figur 2.3 (d) og (e) viser en ytterligere økning i fordampingstiden ved å øke luftfuktigheten til RH = 30 %. Lav temperatur og relativt høy luftfuktighet gjør at respiratoriske dråper som er mindre



Figur 2.2 Eksempel på partikkelbaner for dråper som blir skutt ut med en horisontal hastighet på $u_p^0 = 10 \text{ m/s}$. Initiell dråpetemperatur er $T_p = 33 \text{ }^\circ\text{C}$. Lufttemperatur er $T^\infty = 18 \text{ }^\circ\text{C}$ og metningsgraden er $S_R = 0$ ($RH = 0 \%$). Partikkelbanene er vist med sirkler som avtar ettersom dråpene fordampes. Tre ulike startstørrelser på dråper er vist, $d_p = 150 \mu m$ (grønne sirkler), $d_p = 100 \mu m$ (oransje sirkler) og $d_p = 50 \mu m$ (blå sirkler). En ser tydelig at de minste dråpene raskt blir bremsset opp av luftmotstand og fordampes uten å ha tilbakelagt noen nevneverdig distanse vertikalt. Dråper med en diameter på $d_p = 100 \mu m$ kommer lenger, men også de fordampes omtrent én meter før de når bakken. De aller største dråpene på $d_p = 150 \mu m$ rekker å nå bakken før de fordampes.

enn omtrent $d_p = 90\mu\text{m}$ kan overleve i dråpeform omtrent dobbelt så lenge som ved tempererte tørre forhold.

For den høyeste luftfuktigheten på $\text{RH} = 90\%$ (figur 2.3 (e) og (f)) er fordampningstiden mindre sensitiv til forandringer i lufttemperatur. Den høye luftfuktigheten gjør at fordampning er veldig langsom, og for begge temperaturer vil innslagspunktet for fordampning være på omtrent $50\mu\text{m}$.

FAKTABOKS 5: SMÅ DRÅPER AV RENT VANN FORDAMPER FØR DE TREFFER BAKKEN

Rene vanndråper mindre enn omtrent $100\mu\text{m}$ fordamper før de treffer bakken om de slippes fra to meters høyde i et vindstille rom med normal temperatur og luftfuktighet. Høyere luftfuktighet og/eller kaldere luft vil redusere den kritiske størrelsen for aerosoler som rekker å fordampe, mens lavere luftfuktighet og/eller varmere luft vil medføre at enda større aerosoler rekker å fordampe.

2.4.2 Dråper av uren væske

Fordampningstidene som er beregnet ovenfor gjelder for rent vann; det er antatt at dråpen ikke inneholder noen oppløste eller faste stoffer. Dersom dråpene inneholder salter og andre faste stoffer vil imidlertid ikke dråpene fordampe helt. I stedet blir de til dråpekjerner med en restmengde vann. I denne seksjonen tar vi for oss hvordan dette påvirker fordampingsprosessen.

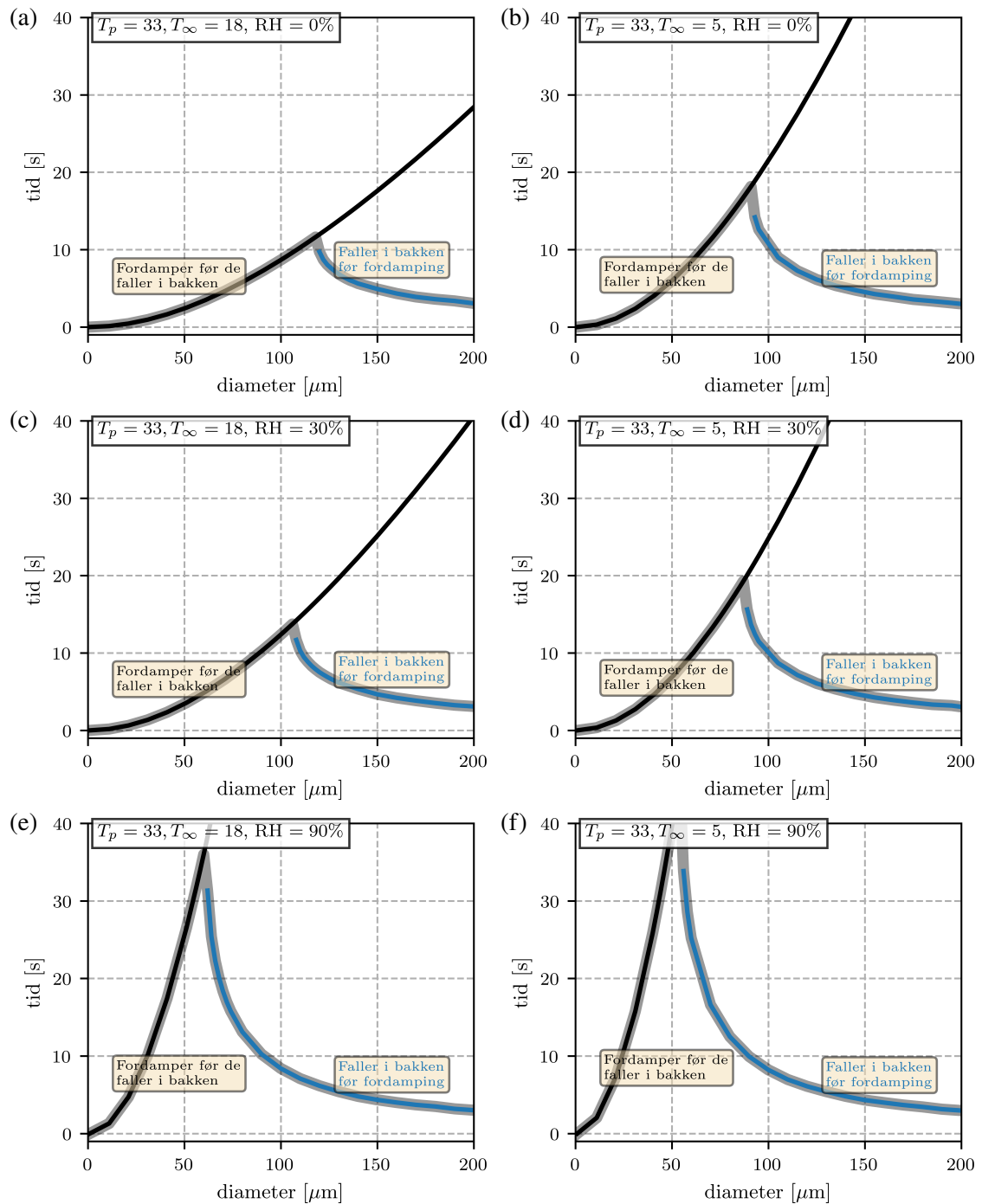
Salter og faste stoffer vil påvirke fordampingen på to ulike måter. Faste stoffer vil først og fremst bidra med å sette den endelige størrelsen på dråpekjernen. Når de faste stoffene er tett pakket sammen, altså at de opptar rundt 50% av volumet er det ikke mulig å fordampe bort mer (Sirignano, 2010). Oppløste salter bidrar først og fremst til å senke metningstrykket, som igjen vil redusere hvor mye væske som kan fordampe. For en ideell saltløsning av kun ett salt tilsier Raoult's lov at damptrykket blir redusert som

$$S_{\text{salt}} = (1 - f_s),$$

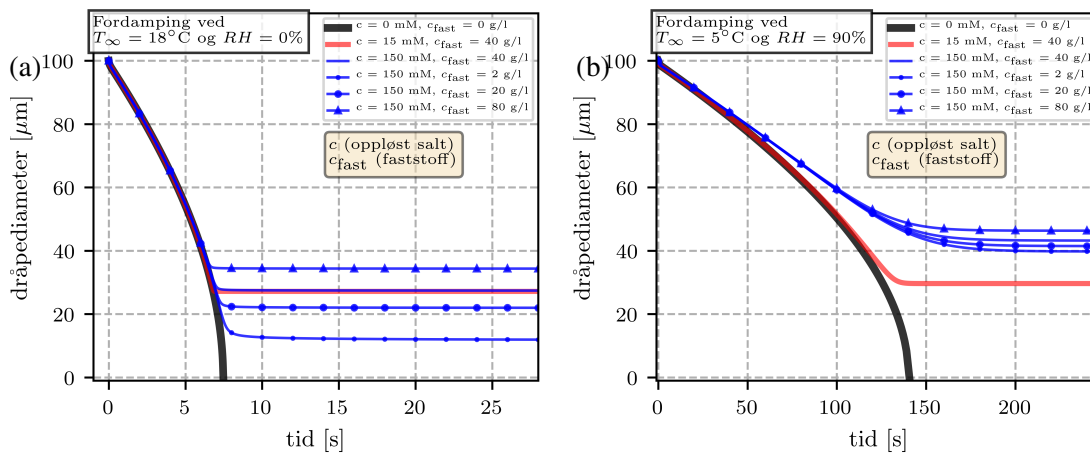
der f_s er saltets molfraksjon i blandingen. Som et eksempel for en 1 mol/l løsning av NaCl, vil molfraksjonen av NaCl i den opprinnelige dråpen være omtrent 0.018. Metningstrykket til vann er 2.3 kPa ved 20°C , som tilsier et metningstrykk for løsningen på 2.297 kPa. Etersom væsken fordamper vil konsentrasjonen – og derved også metningstrykket – synke ytterligere, inntil fordampingen stopper opp.

Det er altså verdt å merke seg at respiratoriske dråper vil beholde en restmengde med væske i sin endelige form, det vil si som dråpekjerne. Dette diskuteres nærmere i seksjon 3.2 og inkluderes i modellering av svevetid i seksjon 3.3.1.

I dette arbeidet brukes en formulering av S_{salt} fra Pruppacher and Klett (1997), der en også tar høyde for tilstedeværelsen av faste stoffer. Uttrykkene for dette er gjengitt i vedlegg A. Det er usikkerhet knyttet til saltkonsentrasjonen i respiratoriske dråper, men flere referanser (Duguid, 1946; Nicas et al., 2005; Redrow et al., 2011; Liu et al., 2017) bruker konsentrasjoner i området 150 – 200 mmol/l, som tilsvarer omtrent 8.8 – 11.1 g/l.



Figur 2.3 Tid det tar for en dråpe å enten nå bakken eller å fordampe som funksjon av diameter for dråpe med starttemperatur $T_p(0) = 33 \text{ }^\circ\text{C}$. (a), (c) og (e) viser lufttemperatur på $T_\infty = 18 \text{ }^\circ\text{C}$, mens (b), (d) og (f) viser lufttemperatur $T_\infty = 5 \text{ }^\circ\text{C}$. I (a) og (b) er det ingen luftfuktighet, mens det i (c) og (d) er $\text{RH} = 30 \%$ luftfuktighet. Luftfuktighet på $\text{RH} = 90\%$ er vist i (e) og (f).



Figur 2.4 Dråpediameter som funksjon av tid som følge av fordamping med ulikt saltinnhold for initiell dråpediameter $d_p = 100\ \mu\text{m}$. (a) Temperert, tørr luft; (b) Kald, fuktig luft.

Faste stoffer er typisk proteiner, lipider, karbohydrater og DNA (Nicas et al., 2005; Redrow et al., 2011). Som diskutert i Liu et al. (2017), råder det uenighet om akkurat hvor store mengder av disse stoffene som er inneholdt i respiratoriske dråper. Nicas et al. (2005) bruker data fra Effros et al. (2002) som estimerer at respiratoriske dråper inneholder 78 g/l proteiner. Dette er mye høyere enn Liu et al. (2017) som, basert på Duguid (1946), benytter en massekonsentrasjon på 36 g/l. Mellom disse finner en resultat fra Redrow et al. (2011), der den samlede massekonsentrasjonen av proteiner, lipider, karbohydrater og DNA til sammen er 57 g/l. Potter et al. (1963) finner at det samlet sett er 2.8 g/l med proteiner, lipider og karbohydrater i slim fra lungene.

Figur 2.4 viser tidsutvikling av dråpediameter for ulike salt- og faststoffkonsentrasjoner for (a) tørr, temperert luft og (b) fuktig, kald luft. Som en ser av figur 2.4a vil en initiell dråpe på $100\ \mu\text{m}$ bestående av rent vann i tørr temperert luft fordampe på rundt 7 s. Ved å tilsette 40 g/l faste partikler ser en at i det dråpediameteren har nådd i underkant av $30\ \mu\text{m}$ har dråpen havnet i en likevektstilstand, der størrelsen stabiliserer seg.

For dette faststoffinnholdet er to konsentrasjoner av oppløste salter undersøkt (15 mmol/l og 150 mmol/l). Fra figuren ser en at resultatene er svært lite følsomme for endringer i saltinnhold; tørr luft inneholder ikke noe vann saltet kan trekke ut. Sluttstørrelsen på dråpene avhenger derfor bare av faststoffinnholdet (som også forklart i Liu et al., 2017).

For den høyeste saltkonsentrasjon på 150 mmol/l er ulike initialkonsentrasjoner av faste stoffer også undersøkt innenfor det spennet litteraturen tilsier. Sluttstørrelsen på dråpen varierer fra $10\ \mu\text{m}$ (for 2 g/l faststoffinnhold) til $35\ \mu\text{m}$ (for 80 g/l faststoffinnhold). Dette viser at for å beskrive dråpedynamikken korrekt er det nødvendig med gode data på faststoffinnhold i spytt.

Figur 2.4b viser tilsvarende beregninger for veldig fuktig, kald luft. For det første er det tydelig at den høye luftfuktigheten gjør at fordampingstiden for en ren dråpe med initiell diameter på $100\ \mu\text{m}$ øker fra 7 s til i overkant av 140 s. For det andre viser figuren at saltinnholdet i dette tilfellet spiller en stor rolle for sluttstørrelsen på dråpen, fordi saltet her har mulighet for å trekke ut vann fra lufta. For en saltkonsentrasjon på 150 mmol/l er sluttstørrelsen mellom 40 % og 50 % av den originale

dråpestørrelsen. En ser også at sammenlignet med tørr luft er det mindre variasjon i sluttstørrelse for ulike faststoffkonsentrasjoner.

Det er verdt å merke seg at selv om ulike konsentrasjoner av salter og faste stoffer kan påvirke endelig dråpediameter i stor grad, gjelder ikke det samme for fordampingstiden. Under like temperatur- og fuktighetsforhold, vil fordampingstiden fra opprinnelig dråpe til dråpekjerne være relativt uavhengig av mengden urenheter i dråpen.

Konsentrasjonene gitt ovenfor er de initielle konsentrasjonene av salter og faststoff i dråpene. Det kan imidlertid være av vel så stor interesse å vite sluttkonsentrasjonen, altså etter at dråpene har blitt til dråpekjerner. Det er en enkel sammenheng mellom starttilstand og slutttilstand, nemlig

$$C_{\text{salt}} = C_{\text{salt}}^0 \left(\frac{d_p^0}{d_p} \right)^3,$$

der C_{salt}^0 er den initielle saltkonsentrasjonen (f. eks i mmol/l), d_p^0 er den initielle dråpediameteren, C_{salt} er saltkonsentrasjon ved endelig størrelse d_p . Dette uttrykket gir at dersom den endelige dråpediameteren er $1/3 d_p^0$ vil sluttkonsentrasjonen være 27 ganger høyere enn startkonsentrasjonen. Dersom en reduserer sluttdiameteren til $1/4 d_p^0$ vil sluttkonsentrasjonen være 64 ganger høyere enn startkonsentrasjonen. Når det gjelder sluttkonsentrasjon av faste stoffer, vil dette avhenge av to forhold. Dersom det er lav nok luftfuktighet vil sluttstørrelsen på dråpen være slik at volumkonsentrasjonen av faste stoffer er $\Phi_{\text{faststoff}} = 0.5236$ Sirignano (2010). For tørre forhold er det altså den maksimale pakketettheten til faste stoffer som setter den endelige dråpestørrelsen (Liu et al., 2017). Dersom en kritisk luftfuktighet blir nådd (typisk mellom 65% og 90%, avhengig av saltinnhold) vil dråpens sluttstørrelse heller være gitt av saltinnhold. I dette tilfellet vil $\Phi_{\text{faststoff}} < 0.5236$. Se Liu et al. (2017) for mer en mer utfyllende beskrivelse av dette.

FAKTABOKS 6: OPPLØSTE SALTER OG FASTE PARTIKLER FORHINDRER FULLSTENDIG FORDAMPING

Respiratoriske dråper inneholder salter og faste partikler, som reduserer fordampingsraten og hindrer fullstendig væskefordamping. Den endelige størrelsen på dråpen, altså *dråpekjernen*, avhenger av både saltinnhold, faststoffinnhold, luftfuktighet og lufttemperatur, men typisk er den rundt 30–50 % av opprinnelig størrelse.

Respiratoriske dråper mindre enn 50 μm kan forventes å fordampe til dråpekjerner før de treffer bakken. Disse dråpekjernene vil i stor grad oppføre seg passivt. Under tørre forhold kan dråper som er større enn dette også fordampe til dråpekjerner før de treffer bakken.

Fordampingstiden avhenger sterkt av lufttemperatur og luftfuktighet, men ikke av konsentrasjonen av salter og faste stoffer i dråpen. Fordamping skjer typisk i løpet av mindre enn 30 sekunder – men det kan ta flere minutter under ekstremt fuktige og kalde forhold.

3 Aerosoltransport fra individ til individ

3.1 Hovedbudskap

En viktig forutsetning for å kunne gjøre en tilfredsstillende vurdering av muligheten for luftbåren smitte i en konkret situasjon er kjennskap til eller evnen til å kunne anslå smittedose og typisk utskilt virusmengde ved ulike respiratoriske aktiviteter. Førstnevnte krever kunnskap om hvor infeksjøs dråpene som deponerer i luftveiene, og hvor effektive bindingsreseptorene til viruset er. Sistnevnte krever at man kan anslå typisk virusmengde per utskilt aerosol og at man har gode estimat både på antall dråper utskilt og størrelsesfordelingen av disse.

Aerosoler dannes i en rekke sammenhenger, for eksempel i kjemiske prosessanlegg, fra biltrafikk, i dyser i små spraybokser eller i inhalatorer. I forbindelse med luftveisinfeksjoner hos mennesker er det hovedsakelig aerosoldannelsen i luftveiene som er av interesse.

Hosting og nysing er opplagte mekanismer for å overføre smitte. Imidlertid har det for influensa blitt påvist at man også kan sende fra seg smittomt virus ved normal periodisk pusting eller prating. I følge en litteraturgjennomgang av (Fernstrom and Goldblatt, 2013) kan et nys danne omkring 40 000 partikler, mens et host typisk slipper ut rundt 700 partikler. Vanlig tale oppgis å generere rundt 40 partikler per 100 ord. Det er imidlertid betydelig individuell variasjon; i litteraturen (se f. eks. Fiegel et al., 2006) finner man at enkelte individer er såkalte “superspredere” og genererer opp mot 10–100 ganger så mange aerosoler som andre.

I tillegg til et anslag for antallet aerosoler som genereres, trengs kunnskap om hvordan en typisk dråpefordeling ser ut og hva slags hastighetsfelt som genereres ved hosting eller nysing. Dette drøftes i dette kapitlet.

De aerosolene som ikke relativt raskt faller til bakken etter å ha forlatt munn eller nese vil fraktes videre av luftstrømmer i omgivelsene. Aerosolenes videre ferd avhenger av det lokale vindfeltet, som igjen avhenger av blant annet geometri, altså bygget eller terrenget lufta strømmer i. Enkelte aerosoler vil kunne transporteres med lufta over lang tid og over store avstander.

Når en person trekker pusten er det altså ikke bare luft som suges ned luftveiene til lungene. Lufta er full av aerosoler som dråper, støv eller sot. Det vil også kunne forekomme aerosoler som inneholder infektivt materiale. Disse aerosolene kan blant annet stamme fra en eller flere andre smittede personer, som diskutert ovenfor. Det er viktig å forstå hvordan, hvor og i hvilken grad aerosoler deponerer i luftveien for å kunne si mer om den potensielle smitteeffekten slike aerosoler vil kunne ha.

De viktigste momentene i dette kapitlet er som følger:

- Det er usikkerhet og variasjon i størrelsesfordelingen for respiratoriske dråper fra host og nys. Litteraturen er likevel rimelig entydig på at en betydelig andel av dråpene som dannes er små nok til å oppføre seg som aerosoler, enten umiddelbart eller etter fordamping til dråpekjerner.
- Respiratoriske dråper blir slynget ut i luften omgitt av en turbulent jetstråle. Ved hosting og nysing er denne jetstrålen kraftig.

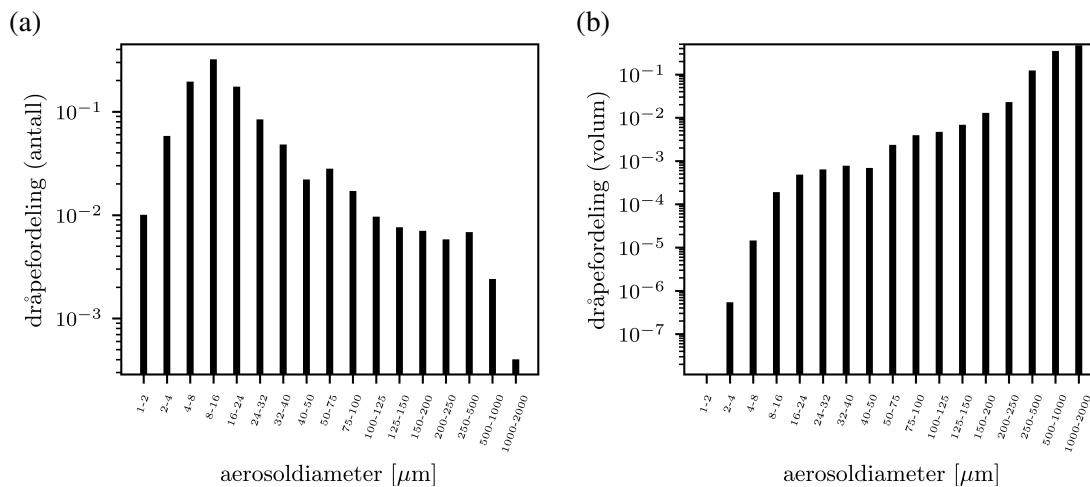
-
- Dråper som er mindre enn omtrent $50 \mu\text{m}$ vil nærmest passivt følge med denne jetstrålen og kan nå avstander opp til 6 m for kraftige host og 8 m for kraftige nys. Etter dette vil lokale luftstrømmer transportere disse dråpene videre rundt i omgivelsene.
 - Dråper som er større enn $\geq 150 \mu\text{m}$ vil raskt deponere på bakken. Ved pusting, prating, synging og hosting vil disse dråpene sjeldent nå lenger enn 2 m, mens de ved kraftige nys kan nå lenger.
 - Store ($\geq 150 \mu\text{m}$) og små ($\leq 10 \mu\text{m}$) respiratoriske dråper er generelt relativt upåvirket av lufttemperatur og luftfuktighet; de store dråpene deponerer uansett på bakken innen 1 s, mens de små kan holde seg svevende i timevis under alle forhold.
 - Det er de mellomstore ($\sim 100 \mu\text{m}$) respiratoriske dråpene som er mest sensitive for atmosfæriske forhold; en økning fra $0 \text{ }^\circ\text{C}$ til $30 \text{ }^\circ\text{C}$ i temperatur øker svevetiden fra 10 s til opp mot ett minutt (i tørr luft). Tilsvarende økning forekommer ved en reduksjon fra 60 % til 0 % RH (ved romtemperatur).
 - Opp mot 80 til 100 % av veldig små ($\sim 0.01 \mu\text{m}$) og veldig store⁵ ($\sim 5 \mu\text{m}$) aerosoler vil deponere i luftveiene. For aerosoler med diameter rundt $0.5 \mu\text{m}$ vil kun ned mot 20 % deponere.
 - Aerosoler med størrelser fra rundt 0.5 til $5 \mu\text{m}$ kalles den *respiratoriske andelen* (eng. “respirable fraction”) av aerosoler, fordi disse i størst grad når ned til og deponerer i de små bronkiolene og alveolene.
 - For aerosoler rundt $0.5 \mu\text{m}$ vil en betydelig andel av disse også pustes ut igjen i stedet for å deponere. Mesteparten av mellomstore aerosoler, der $5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$, vil deponere i bronkiene. De største aerosolene, med diameter $d_p \geq 10 \mu\text{m}$, vil hovedsakelig deponere i munnhulen og svelget eller øverst i trachea.

3.2 Aerosoldannelse fra luftveiene hos mennesker

Pusting, prating, hosting og nysing gir alle opphav til ikke-isoterme jetstråler ut fra luftveiene. Med ikke-isoterm menes at jetstrålen som kommer ut i luften har en annen temperatur enn omgivelsene. I sammenheng med nys eller host er jetstrålen varm (omtrent $30 \text{ }^\circ\text{C}$). Jetstrålen vil blande seg med luften og bli bredere, samtidig som hastigheten avtar. Under denne prosessen vil jetten også kunne bøyes av som følge av oppdriftskrefter (Bourouiba et al., 2014). I normal romtemperatur (og kjøligere luft) vil avbøyningen være rettet oppover. Den varme jetstrålen består både av dråper med forskjellig størrelse og varm luft med relativt høy luftfuktighet.

Det er variasjon i fordelingene av dråpestørrelser mellom individuelle host og nys, men typiske størrelsesfordelinger er undersøkt i flere studier. En av de tidligste studiene ble utført av Duguid (1946), og benyttes fortsatt som en vanlig referanse i fagfeltet (Nicas et al., 2005). Duguid (1946) og senere bekreftende studier (Chao et al., 2009) finner at det er flest dråper i størrelsesområdet 2 til $75 \mu\text{m}$ og veldig få over $200 \mu\text{m}$, som vist i figur 3.1(a), der data fra Duguid (1946) har blitt gjengitt. Den mest hyppige størrelsen ligger rundt 10 – $20 \mu\text{m}$. Dette gjelder både hosting og nysing. Selv om konsentrasjonen av dråper er langt lavere under prating enn hosting, er dråpe-størrelsesfordelingen relativt lik (Chao et al., 2009).

⁵Store i sammenheng med transport i lungene, ikke store i sammenheng med transport innendørs og utendørs.



Figur 3.1 Fordeling av dråpestørrelser høstet fra luften etter et host (data tatt fra Duguid, 1946). (a) Fordeling etter antall partikler og (b) fordeling etter volum av partikler.

Loudon and Roberts (1967) fant i store trekk en lignende størrelsesfordeling som Duguid (1946), men med langt flere partikler i spennet 1–3 μm , samt en hovedandel av noe større aerosoler, rundt 20–100 μm . Papineni and Rosenthal (1997) undersøkte fordelingen av små dråper ($d_p < 2.5 \mu\text{m}$) i host og fant at de fleste aerosolene (rundt 60 %) var mindre enn 0.6 μm , men målingene har sannsynligvis metodologiske svakheter (Nicas et al., 2005). Xie et al. (2009) og Han et al. (2013) fant en overvekt av større aerosoler, typisk opp mot 100 μm eller større.

Det er betydelige metodologiske forskjeller på de ulike studiene; mens Xie et al. (2009) og Han et al. (2013) målte aerosolstørrelsen optisk rett etter utgang fra munnen, benyttet Duguid (1946) og Loudon and Roberts (1967) lufthøsting og/eller anslagsplater der prøvene ofte ikke ble analysert før flere minutter etter hosting. Han et al. (2013) inneholder en større oversikt over studier på dråpefordeling fra host, nys og jevn pust, samt hvilke eksperimentelle metoder som er brukt for å samle slike data.

I forbindelse med influensasmitte fant Lindsley et al. (2012) at mengden væske fordelt på små aerosoler ($d_p < 10 \mu\text{m}$) i ett enkelt host i snitt økte med 45 % for smittede individer, sammenlignet med etter de var friskmeldte. Forfatterne kunne ikke fastslå innen statistisk signifikans om hovedgrunnen til det økte væskevolumet skyldtes flere aerosoler, større aerosoler eller begge deler.

Selv om det er størst antall små dråper som blir generert ved respiratoriske aktiviteter, vil de store dråpene bidra med den klart største delen av væskemengde, og dermed også kunne bære med seg mye mer infektivt materiale. I figur 3.1 (b) har vi tatt dataene fra figur 3.1(a) og regnet på volumfordelingen. For at det skal være mulig å se fordelingen for de minste dråpestørrelsene, er dataene vist med en logaritmisk skala. Selv om figur 3.1(a) viser at dråper i størrelsesområdet 500 – 2000 μm bare står for omtrent 0.3% av antall dråper vil de stå for over 80% av væskevolumet. På samme måte vil dråper mindre enn 100 μm stå for 96% av antallet dråper, men bare for 0.9% av væskevolumet. Det vil altså være mye større sannsynlighet for at infektivt materiale er å finne i store dråper enn i små.

Dråpene fra luftveiene består ikke kun av rent vann. Sortert etter konsentrasjon, inneholder de også proteiner, lipider, karbohydrater og salter, samt små mengder DNA (Nicas et al., 2005; Redrow

et al., 2011). Disse urenhetene reduserer fordampingsraten (se seksjon 2.4), og de hindrer også dråpen i å fordampe helt bort.

Studier og estimater på endelig dråpestørrelse antyder at denne vil ligge mellom rundt 30 (Duguid, 1946; Liu et al., 2017) og 50 % (Nicas et al., 2005) av opprinnelig dråpestørrelse, men estimatene er noe usikre. Eksempelvis fant Liu et al. (2017) at endelig dråpestørrelse kan være omtrent 30 % større for relativ luftfuktighet over 90 % sammenlignet med luftfuktigheter under 67 % (ved 25 °C), mens Potter et al. (1963) viste at konsentrasjonen av natrium- og kalium-ioner var over dobbelt så høy hos friske pasienter som hos dem med cystisk fibrose. I tillegg kan enkelte salter krystallisere under fordampingsprosessen, slik at endelig dråpestørrelse blir større enn enkel teori skulle tilsi (Liu et al., 2017).

Innen smittevern benyttes vanligvis en aerosoldiameter på mellom 5 og 10 μm som en kritisk grenseverdi for skillet mellom luftsmitte og dråpesmitte (Brankston et al., 2007; WHO, 2020; Brurberg, 2020), men det er uklart om denne størrelsen henviser til opprinnelig, forbigående eller endelig aerosolstørrelse. Basert på litteraturen gjennomgått i det foregående (særlig Xie et al., 2007; Bourouiba et al., 2014; Liu et al., 2017), samt teorien drøftet i seksjon 2.3, er det all grunn til å anta at det er endelig aerosolstørrelse det er snakk om når det gjelder denne grenseverdien. Selv hvis denne antakelsen er riktig, er ikke dette valget av grenseverdi særlig naturlig ut fra aerosolfysiske betraktninger; som diskutert i kapittel 2 er det rimelig å anta at langt større respiratoriske aerosoler (ofte med diametere opp mot eller over 50 μm) resulterer i luftbårne dråpekjerner under normale atmosfæriske forhold.

På tross av variasjon i resultatene og noe usikkerhet, er det klart fra litteraturen at en betydelig mengde små dråper og dråpekjerner høyst sannsynlig dannes under respiratorisk aktivitet. Disse kan spille en viktig rolle for luftbåren spredning (Bourouiba et al., 2014), ettersom de er små nok til å oppføre seg som aerosoler (ref. seksjon 2.3).⁶

FAKTABOKS 7: DRÅPESTØRRELSSEFORDELING VED HOST OG NYS

Det er usikkerhet og variasjon i størrelsesfordelingen for respiratoriske dråper fra host og nys. Litteraturen er likevel rimelig entydig på at en betydelig andel av dråpene som dannes er små nok til å oppføre seg som aerosoler, enten umiddelbart eller etter fordamping til dråpekjerner.

Når det gjelder lufthastigheter er disse omtrent 1 m/s ved pusting, 5 m/s ved prating, 10 m/s ved hosting og 20–50 m/s ved nysing Xie et al. (2007). Typisk diameter på en munnåpning ligger omkring 0.04 m.

Partikler som blir slynget ut ved hosting og nysing vil først være fanget inne i en kraftig turbulent jetstråle (Bourouiba et al., 2014). Dette gjelder partikler som er så små at fallhastigheten er mindre enn de vertikale turbulente hastighetene som blir satt opp inne i jetstrålen. Etter hvert som hastighetene blir mindre inne i strålen vil også mindre partikler falle ut og deretter dale mot bakken.

⁶Aerosolfysikken kan imidlertid ikke si noe om hvor stor mengde sykdomsfremkallende stoff aerosolene vil inneholde eller hvor stor dose som er nødvendig for å spre smitte.

Imidlertid fant Bourouiba et al. (2014) at dråper så store som $50\mu\text{m}$ kunne følge med jetstrålen helt opp til taket og derfor ha mulighet til å komme inn i ventilasjonsanlegg eller nå avstander helt til andre enden av rommet. Som gjengitt i en Nature feature artikkel (Lok, 2016) finner Bourouiba et al. (2014) ved hjelp av eksperimenter at disse jetstrålene kan nå opp til 6 m ved host og opp til 8 meter for nys. Dette er imidlertid sterkt avhengig av utgangshastighetene til jetstrålen. Med sin forenklete jetmodel finner Xie et al. (2007) at kraftige nys kan transportere $50\mu\text{m}$ store dråper omtrent 6 m. Dette er et felt der godt utførte CFD-beregninger vil kunne gi mer pålitelige data. På toppen av dette kommer vindhastigheter som blir satt opp i rommet av for eksempel ventilasjon. Disse vil bidra til ytterligere transport, forlenget svevetid, men også økt uttynning.

For de største dråpene ($\geq 150\mu\text{m}$), som raskt vil falle til bakken, er utgangshastigheten viktig for hvor langt de når. For utgangshastigheter mindre enn 10 m/s, som inkluderer pusting og prating, vil dråpene ikke nå lenger enn 2 meter. For høyere utgangshastigheter, for eksempel ved kraftige nys, kan disse ifølge Xie et al. (2007) nå betydelig lengre, helt opp mot 5 meter. Disse resultatene er imidlertid beregnet for dråper i en forenklet jetstrøm. Liu et al. (2017) påpeker at det er klare svakheter i denne måten å modellere den turbulente transporten på. De foreslår CFD som et bedre og mer nøyaktig alternativ.

FAKTABOKS 8: DRÅPER OG DRÅPEKJERNER BLIR TRANSPORTERT AV TURBULENT JETSTRÅLE

Respiratoriske dråper blir slynget ut i luften omgitt av en turbulent jetstråle. Ved hosting og nysing er denne jetstrålen kraftig.

Dråper som er mindre enn omtrent $50\mu\text{m}$ vil nærmest passivt følge med denne jetstrålen og kan nå avstander opp til 6 m for kraftige host og 8 m for kraftige nys. Etter dette vil luftstrømmer transportere disse dråpene videre rundt i omgivelsene.

Dråper som er større enn $\geq 150\mu\text{m}$ vil raskt deponere på bakken. Ved pusting, prating, synging og hosting vil disse dråpene sjeldent nå lenger enn 2 m, mens de ved kraftige nys kan nå avstander lenger enn dette.

3.3 Videre transport i luft

De aerosolene som ikke relativt raskt deponerer på bakken etter å ha forlatt munn eller nese, altså aerosoler med små Stokes-tall og lave fallhastigheter (se seksjon 2.3), vil fraktes videre av luftstrømmer i omgivelsene. Størrelsene på disse aerosolene avhenger av metningsgraden i lufta rundt dråpene og dråpekjernenes størrelse. Likevekt mellom metningstrykket og partialtrykket, som medfører at dråpefordamping stopper opp, oppnås vanligvis i løpet av kort tid i friluft, typisk i løpet av mindre enn 30 sekunder (se seksjon 2.4) – selv om det kan ta flere minutter under ekstremt fuktige/kalde forhold. Dersom aerosolene fraktes langt, kan imidlertid betingelser som dråpetemperatur eller partialtrykk endres over tid, slik at aerosolene øker eller minker i størrelse.

Aerosolenes videre ferd er umulig å forutsi i detalj. Den avhenger av det lokale vindfeltet, som igjen avhenger av blant annet romgeometri, altså bygget eller terrenget lufta strømmer i. Noen aerosoler vil etterhvert kunne deponere på flater, reagere kjemisk med omgivelsene eller klumpe seg sammen. Andre aerosoler vil kunne transporteres over lang tid og over store avstander (se for eksempel [Hinds, 1999](#)). Aerosolkonsentrasjonen vil i alle tilfeller generelt reduseres når avstanden til kilden øker.

Innendørs vil aerosolene kunne forsvinne ut av bygget via vinduer, dører eller andre luftkanaler, eller transporteres videre til andre rom, også via dører eller ventilasjonssystemer. De kan imidlertid også sirkulere lenge i samme rom.

Sistnevnte tilfelle kan føre til akkumulering av aerosoler i rommet over tid, dersom mennesker i rommet stadig genererer nye aerosoler raskere enn de eksisterende aerosolene transporteres ut. Derfor vil innendørs lokaler med mye mennesker i forhold til rommets størrelse kunne medføre økt risiko for smitte via aerosoler. Dette gjelder spesielt dersom ventilasjonen er utilstrekkelig. Eksempler på slike tilfeller inkluderer offentlig transport med mange reisende, møterom med mange møtedeltakere, eller sosiale sammenkomster med mange gjester. Se forøvrig gjennomgangen av [Fernstrom and Goldblatt \(2013\)](#) for inngående diskusjoner rundt flere slike scenarier, med spesiell fokus på smitte via aerosoler.

Utendørs er situasjonen annerledes. Her er både vind og turbulens betydelig. Kombinert med store geografiske områder gir dette en vesentlig uttynning av aerosolkonsentrasjonen. Dermed reduseres smittepotensialet betydelig hva gjelder aerosoler fra luftveiene til en som er smittet, så lenge man befinner seg mer enn noen meter fra personen.

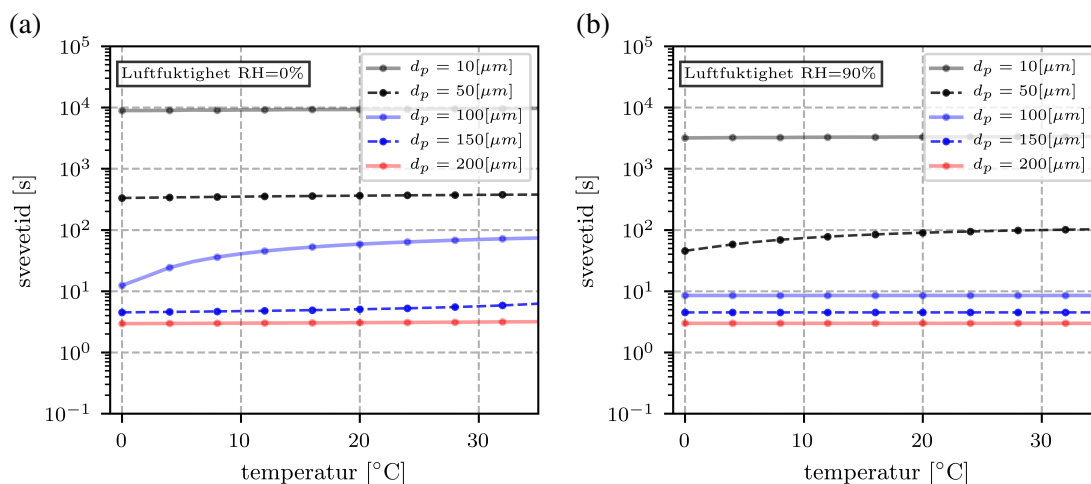
Det er mulig å simulere spesifikke tilfeller av aerosolspredning, både innendørs og utendørs, ved hjelp av fluiddynamiske beregninger. Da kan effekter av romgeometri (utforming av rom inkludert skillevegger og annet inventar), ventilasjon, konveksjonsstrømninger eller vær, tas hensyn til med god nøyaktighet. Det finnes flere eksempler i litteraturen på slike beregninger (se f. eks. [Tian et al., 2009](#); [Lateb et al., 2016](#); [Karadimou and Markatos, 2016](#); [Hertwig et al., 2017](#)), og FFI har også utført slike beregninger i flere sammenhenger ([Endregard et al., 2010](#); [Wingstedt et al., 2012a,b](#); [Fossum et al., 2012a](#); [Gjesdal et al., 2013](#); [Vik et al., 2015](#); [Wingstedt et al., 2017](#); [Fossum et al., 2018](#); [Fossum and Helgeland, 2019](#)).

3.3.1 Svevetid for utvalgte scenarier

I kapittel 2 ble generelle fall- og fordampningstider beregnet og visualisert som funksjon av opprinnelig aerosolstørrelse under gitte atmosfæriske forhold. Effekten av oppløste salter og faste stoffer på fordampingsraten for vandrdåper ble også gjennomgått.

Selv om svevetid og -avstand ikke kan slås fast for spesifikke tilfeller uten å kjenne vindfeltet i hvert tilfelle, kan transport- og fordampingsmodellene diskutert i seksjon 2 likevel brukes til å gi noen anslag. I det følgende vil det undersøkes hvordan svevetider for utvalgte størrelser av respiratoriske dråper varierer med lufttemperatur og luftfuktighet. Dette kan videre benyttes for å anslå noe om hvor langt aerosolene vil kunne sveve.

Med utgangspunkt i modellene er svevetid beregnet for respiratoriske dråper med opprinnelige diametere på 10, 50, 100, 150 og 200 μm , altså typiske størrelser for slike dråper, jfr. seksjon 3.2. Det



Figur 3.2 Svevetid for dråper med saltinnhold $c = 172$ mmol/l og faststoff $c_{fast} = 36$ g/l som funksjon av lufttemperatur for initiell dråpetemperatur $T_p = 33$ °C. (a) tørr luft ($RH = 0$ %) og (b) luftfuktighet ($RH = 90$ %)

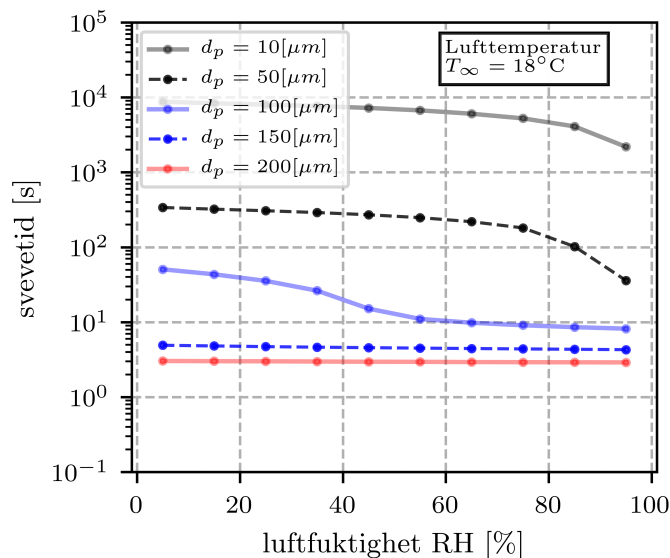
er antatt et innhold på 172 mmol/l oppløste salter og 36 g/l faste stoffer, i tråd med typiske verdier fra litteraturen (jfr. seksjon 2.4.2). Det er antatt vindstille forhold; økende vind ville gitt raskere fordamping og derved også lengre svevetider. Det er heller ikke modellert noen utgangshastighet for partiklene, ettersom det ikke er særlig relevant for betraktningene her.

Figur 3.2 viser hvordan svevetiden for disse aerosolstørrelsene varierer med lufttemperaturen for 10 % (delfigur a) og 90 % (delfigur b) luftfuktighet. Siden det er så store forskjeller i svevetid mellom små og store dråper, er en logaritmisk skala brukt. Ikke uventet deponerer de store partiklene raskt på bakken, mens de minste partiklene svever i timevis. Dette er i tråd med diskusjonene i seksjon 2.4.1.

De største dråpene, altså 150 og 200 μm, er relativt upåvirket av atmosfæriske forhold; det er liten endring i svevetid for aerosolene for ulik temperatur og relativ luftfuktighet. Disse dråpene deponerer på bakken før nevneverdig fordamping har skjedd. Falltiden for de aller minste dråpene på 10 μm er lite følsomme for lufttemperatur, men det er en markant reduksjon i svevetid for tørr luft (2–3 timer) til veldig fuktig luft (50 minutter). For dråpestørrelsene 50 og 100 μm er svevetidene sterkt avhengige av luftfuktighet og i noen tilfeller sterkt avhengige av lufttemperatur. Som et eksempel øker svevetiden i tørr luft for aerosolene med 100 μm diameter fra 10 s ved rundt 0 °C til opp mot 60 s ved normal romtemperatur. For veldig fuktig luft ($RH = 90$ %) reduseres svevetiden på grunn av redusert fordampingsrate, og da er den nokså temperaturuavhengig.

Effekten av luftfuktigheten er tydeligere i figur 3.3. For en lufttemperatur på 18 °C, er de største partiklene (150 og 200 μm) igjen relativt upåvirket. De minste partiklene (10 og 50 μm) er ganske uavhengig av fuktigheten opp til rundt 60 % RH, men for meget fuktig luft faller svevetiden markant. Igjen er det de mellomstore aerosolene, rundt 100 μm i diameter, som har størst variasjon med luftfuktighet; ved tørr luft er svevetiden rundt 50 s, mens den ved 60 % har falt til rundt 1 s.

At det er de mellomstore aerosolene som er mest sensitive til atmosfæriske forhold er forventet ut fra figur 2.3 i seksjon 2.4.1. Den figuren viste at det kritiske punktet for hvorvidt et aerosol fordampet raskere enn det traff bakken var nettopp rundt 100 μm. I seksjon 2.4.1 ble det imidlertid antatt rene



Figur 3.3 Svevetid for dråper med saltinnhold $c = 172 \text{ mmol/l}$ og faststoff $c_{fast} = 36 \text{ g/l}$ som funksjon av luftfuktighet for lufttemperatur $T_p = 18 \text{ }^\circ\text{C}$.

vanndråper (altså total fordamping). Her antas typiske respiratoriske dråper; en dråpe med diameter på rundt $100 \mu\text{m}$ vil ikke fordampe vekk, men ende opp som en dråpekjerne.

FAKTABOKS 9: SVEVETID FOR RESPIRATORISKE DRÅPER

Store ($\geq 150 \mu\text{m}$) og små ($\leq 10 \mu\text{m}$) respiratoriske dråper er generelt relativt upåvirket av lufttemperatur og luftfuktighet; de store dråpene deponerer uansett på bakken innen 1 s, mens de små kan holde seg svevende i timevis under alle forhold.

Det er de mellomstore ($\sim 100 \mu\text{m}$) respiratoriske dråpene som er mest sensitive for atmosfæriske forhold; en økning fra $0 \text{ }^\circ\text{C}$ til $30 \text{ }^\circ\text{C}$ i temperatur øker svevetiden fra 10 s til opp mot ett minutt (i tørr luft). Tilsvarende økning forekommer ved en reduksjon fra 60 til 0 % RH (ved romtemperatur).

Innendørs er svevetid et godt mål på hvor lenge aerosolet holder seg i lufta. Aerosoler med lang svevetid (fra minutter til timer) kan i teorien holde seg i lufta mye lenger enn svevetiden, hvis sirkulasjonen i rommet er gunstig, for eksempel ved konveksjon fra varmekilder.

Utendørs kan det være interessant å beregne svevedistanser, gitt en middelvind. For et aerosol med svevetid på ett minutt i et vindfelt på 1 m/s , kan aerosolet altså sveve 60 m før det treffer bakken. Aerosoler med svevetider på en time eller mer, kan i teorien nå over 3 km fra kilden. Det er viktig å understreke at i realiteten vil vindfeltet aldri oppføre seg slik at aerosoler fraktes upåvirket i en rett linje, men det gir noen størrelsesordner å forholde seg til. Det bør også nevnes at en aerosolsky som transporteres utendørs raskt vil tynnes betydelig ut – det er derfor ingen reell sjanse for smitte over

veldig store avstander, selv om enkelt aerosoler kan transporteres langt.

3.4 Innånding av aerosoler

Luftveiene deles inn i øvre og nedre luftveier. Generelt kreves det en mindre mengde av et gitt virus for å gi infeksjon i de nedre luftveiene enn i de øvre (Thomas, 2013). Det er dessuten variasjon i det fysiologiske (kjemiske) miljøet og fordelingen av virusassosierte reseptorer forskjellige steder i luftveiene. Derfor er det relevant å kjenne til hvor langt ned i luftveiene og i hvilken grad aerosoler av ulike størrelser typisk vil deponere.

De øvre luftveiene består av munnen, nesa, bihulene, svelget og strupehodet. De nedre luftveiene består av luftrøret og alle luftrørsforgreiningene, dvs. bronkiene og bronkiolene. De respiratoriske bronkiolene ender i lungenes alveoler, der utveksling av oksygen og karbondioksid mellom luft og blod finner sted.

Luftrøret, bronkiene og bronkiolene er dekket av flimmerhår og slimproduserende celler. Flimmerhårene driver slim opp fra mindre luftrørsforgreininger mot de mer sentrale delene av bronkiene, der hoste- eller svelgereflexer fjerner overflødig slim. Disse mekanismene er viktige for å rense luftveiene for ulike partikler, deriblant aerosoler som er blitt pustet inn sammen med luft.

Avhengig av aerosolstørrelse, respirasjonsfrekvens og tidevolum vil en andel av aerosolene som pustes inn deponere i munnhule, svelg, luftrør (trachea), bronkiene og/eller lungene. Typisk vil opp mot 80 til 100 % av de veldig små ($\sim 0.01 \mu\text{m}$) og veldig store ($\sim 5 \mu\text{m}$) aerosolene deponere, mens for aerosoler med diameter rundt $0.5 \mu\text{m}$ vil kun ned mot 20 % deponere (se f. eks. Heyder et al., 1986; Stahlhofen et al., 1989). En graf av deponeringsgrad mot aerosolstørrelse har altså et bunnpunkt rundt $0.5 \mu\text{m}$ og benevnes derfor enkelte ganger *V-kurven*.

FAKTABOKS 10: DEPONERING I LUFTVEIER

Opp mot 80 til 100 % av de veldig små ($\sim 0.01 \mu\text{m}$) og de relativt store ($\sim 5 \mu\text{m}$) aerosolene vil deponere i luftveiene. For aerosoler med diameter rundt $0.5 \mu\text{m}$ vil kun ned mot 20 % deponere

En økning av tidevolumet øker deponeringen for aerosoler av alle størrelser, gitt at lufthastigheten holdes lik (Darquenne, 2012). En økning av lufthastighet medfører også en økt deponering av aerosoler i de fire første luftrørsforgreiningene, men vil medføre redusert deponeringsgrad lenger ned i bronkietreet (Tena and Clarà, 2012).

Det er en rimelig klar sammenheng mellom aerosolers diameter og hvor langt ned i luftveiene de vil transporteres før de deponerer, selv om eksakte tall på aerosolfordelinger og kritiske størrelser varierer noe. Dette skyldes blant annet at spennet i metoder er stort og inkluderer både målinger på mennesker (f. eks. Stahlhofen et al., 1980; Heyder et al., 1986), eksperimenter i avstøpninger (f. eks. Zhang and Kleinstreuer, 2004; Zhou and Cheng, 2005; Nordlund et al., 2017) og ulike

former for numeriske beregninger (f. eks. Matida et al., 2006; Radhakrishnan and Kassinos, 2009; Frederix et al., 2018). I tillegg spiller respirasjonsfrekvens og tidevolum inn også her.

Kort oppsummert peker de fleste studier (se f. eks. litteraturgjennomgang av Darquenne, 2012; Tena and Clarà, 2012) på at det kun er de minste aerosolene, med $d_p \lesssim 5 \mu\text{m}$, som vil nå bronkiolene og alveolene i lungene. For aerosoler rundt $0.5 \mu\text{m}$ vil en betydelig andel av disse også pustes ut igjen i stedet for å deponere. Aerosoler mye mindre enn $0.5 \mu\text{m}$ vil lettere deponere i lungene på grunn av økende diffusjonsdrevet transport (Brownisk diffusjon, se nedenfor), mens aerosoler noe større enn dette vil hyppigere deponere på grunn av aerosolenes økende treghet og fallhastighet. Aerosoler med størrelser fra rundt 0.5 til $5 \mu\text{m}$ kalles den *respiratoriske andelen* (eng. “breathable/inhalable fraction”) av aerosoler, fordi disse i størst grad når ned til og deponerer i de små bronkiolene og alveolene (Jackson, 1995)

Mesteparten av mellomstore aerosoler, der $5 \mu\text{m} \lesssim d_p \lesssim 10 \mu\text{m}$, vil deponere i bronkiene. De største aerosolene, med diameter $d_p \gtrsim 10 \mu\text{m}$, vil hovedsakelig deponere i munnhulen og svelget eller øverst i trachea.

Ved pusting gjennom nesa, deponerer de fleste aerosoler større enn $3 \mu\text{m}$ allerede i de ytre delene av neseboret, mens aerosoler helt ned mot $0.5 \mu\text{m}$ fanges av nesas slimhinner (Schwab and Zenkel, 1998).

FAKTABOKS 11: RESPIRATORISK ANDEL

Aerosoler med størrelser fra rundt 0.5 til $5 \mu\text{m}$ kalles den *respiratoriske andelen* (eng. “respirable fraction”) av aerosoler, fordi disse i størst grad når ned til og deponerer i de små bronkiolene og alveolene.

For aerosoler rundt $0.5 \mu\text{m}$ vil en betydelig andel av disse også pustes ut igjen i stedet for å deponere. Mesteparten av mellomstore aerosoler, der $5 \mu\text{m} \lesssim d_p \lesssim 10 \mu\text{m}$, vil deponere i bronkiene. De største aerosolene, med diameter $d_p \gtrsim 10 \mu\text{m}$, vil hovedsakelig deponere i munnhulen og svelget eller øverst i trachea.

Det er ulike mekanismer som forårsaker deponering, avhengig av aerosolstørrelsen. Om vi ser bort fra avskjæring (som stort sett gjelder lange fibre som festes ved umiddelbar kontakt med veggene i luftveiene) og elektrostatiske krefter, deponerer aerosoler via tre hovedmekanismer (Darquenne, 2012; Tena and Clarà, 2012):

- *Anslag*. Aerosoler med stor nok bevegelsesmengde vil ikke følge endringer i luftstrømmen raskt nok når strømmingen endrer retning som følge av kurvaturen i luftveiene. I stedet vil de kollideres med veggene på grunn av sentrifugalkrefter. Det er i hovedsak de store aerosolene ($d_p \gtrsim 5 \mu\text{m}$), altså de med høyt nok Stokes-tall (ref. seksjon 2.3), som påvirkes av treghets-anslag som deponeringsmekanisme. Merk at i denne sammenhengen vil Stokes-tallet bli mye større enn for innendørs og utendørs strømming. Dette kommer av at tidsskalene i strømmingen er mindre.

-
-
- *Sedimentering.* Aerosoler i størrelsesspennet 1 til 8 μm er generelt kraftigst påvirket av tyngde-sedimentering. Større partikler deponerer mer effektivt gjennom anslag, mens mindre partikler deponerer mer effektivt gjennom diffusjon. Selv om fallhastigheten til aerosolene er lav (ref. seksjon 2.3), er avstandene små nok i de små bronkiolene og alveolene til at sedimentering utgjør en effektiv deponeringsmekanisme. Grunnet lav lufthastighet i disse regionene, er residenstiden for aerosolene også relativt høy her.
 - *Diffusjon.* Stokastiske Brownske bevegelser, dvs. tilfeldige endringer i aerosolenes bevegelse som følge av kollisjon med andre aerosoler eller gassmolekyler, gir opphav til aerosoldiffusjon. Denne deponeringsmekanismen øker med redusert aerosolstørrelse (i motsetning til de to andre mekanismene) og dominerer for aerosoler mindre enn 0.5 μm . Deponeringen er proporsjonal med den Brownske diffusjonskoeffisienten, som igjen er proporsjonal med absolutt temperatur og omvendt proporsjonal med aerosoldiameter.

Hva gjelder turbulent miksing, så forekommer dette hovedsakelig i luftrøret og de øvre forgreiningene. Turbulens oppstår normalt når hastigheten i strømmingen blir stor. Til tross for at hastighetene i de øvre luftveiene er relativt lave, er strømmingen likevel turbulent i disse områdene. Dette skyldes i hovedsak at strømmingen innsnevres kraftig ved strupehodet, som gir opphav til en jetstrøm (i engelskspråklig litteratur kjent som “the laryngeal jet”, dvs. strupehode-jetstrømmen). Denne jetstrømmen genererer turbulens, i utgangspunktet forbundet med Taylor-Görtler-virvler, som propagerer ned gjennom flere luftrørsforgreininger før den til slutt dør ut (Dekker, 1961; Lin et al., 2007).

Der turbulent miksing er til stede bidrar den til å øke aerosoldeponeringen. Turbulensen forårsaker hyppige endringer i luftstrømmingen (og øker dermed Stokes-tallet til partiklene), som igjen fører til økt anslag mot veggene i luftveiene for de store aerosolene som ikke har lav nok relaxeringstid til å følge endringene i strømmingen.

Ettersom luftfuktigheten øker nedover i luftveiene, kan dråper som pustes inn øke i størrelse dersom partialdamptrykket overstiger metningstrykket til væsken i dråpen. Tørre partikler som pustes inn kan være hygroskopiske, dvs. at de kan tiltrekke seg fuktighet selv om de i utgangspunktet ikke er dråper. Hygroskopiske aerosoler kan således også vokse på vei nedover i luftveiene. Studier tyder på at slik hygroskopisk vekst er neglisjerbar for veldig små aerosoler ($d_p < 0.1 \mu\text{m}$), men at veksten kan være betydelig for aerosoler større enn 0.5 μm (Lange and Finlay, 2000). En viktig implikasjon her er derfor at relativt små hygroskopiske aerosoler (f. eks. rundt 1 μm) kan unngå å fanges av treghets-anslag i de øvre luftveiene, men likevel vokse seg store nok til å deponere effektivt via sedimentering i alveolene.

4 Oppsummering og konklusjon

4.1 Oppsummering

I denne rapporten har mulighetene for luftbåren smitte av virale luftveisinfeksjoner blitt vurdert fra et aerosolfysisk ståsted. Begreper og fysiske prosesser som er sentrale for aerosolspredning, i hovedsak tilknyttet Stokes-tall, fallhastigheter og fordamping, er diskutert for å nyansere bildet av aerosolspredning som fenomen. Ved gjennomgang av relevant litteratur kombinert med modellering av aerosolfysikken er effekter av ulike aerosolstørrelser og atmosfæriske forhold (fuktighet og temperatur) belyst, spesielt med tanke på aerosolenes sveve- og fordampingstid.

Overgangen fra helt passive aerosoler til helt ballistiske dråper (eller partikler) er glidende. I tillegg er dråpestørrelsen dynamisk, særlig på grunn av fordamping. Når det gjelder respiratoriske dråper, kan det trekkes et grovt skille mellom små og store dråper:

- Små respiratoriske dråper, typisk mindre enn omtrent $50 \mu\text{m}$, vil være innhyllet i en turbulent jetstråle. Disse vil i stor grad følge jetstrømmen passivt og deretter falle meget sakte mot bakken. Initielt kan dråpene nå avstander på opptil 6 m ved kraftige host og opp til 8 m ved kraftige nys (Xie et al., 2007; Bourouiba et al., 2014). Etter dette vil de i stor grad følge lokale luftstrømmer. Under de aller fleste lufttemperaturer og luftfuktigheter, kan slike aerosoler sveve i lufta i timevis.
- Store respiratoriske dråper, typisk større enn omtrent $150 \mu\text{m}$, vil under de fleste atmosfæriske forhold raskt deponere på bakken. Ved dråpedannelse fra normal pust, prat, sang og host vil slike dråper sjelden nå lenger enn 2 m fra kilden (Xie et al., 2007). Ved kraftige nys kan imidlertid slike store dråper nå lenger avstander enn dette (Xie et al., 2007).
- Respiratoriske dråper med størrelser mellom de to regimene drøftet ovenfor vil typisk ha svevetider sterkt avhengig av både lufttemperatur og luftfuktighet.

Det er verdt å merke seg at hovedandelen av dråpenes totale væskeinnhold, og derved også den største andelen av eventuelle infeksjøs viruspartikler, vil være fordelt på de store dråpene. Dersom viruset har lav infeksjøs dose kan imidlertid virusmengden i de små dråpene være nok til å medføre smitte, og luftbåren smitte kan derfor på generelt grunnlag ikke sees bort fra.

En rekke faktorer påvirker svevetiden for en gitt dråpestørrelse. Disse faktorene vil også påvirke skillet mellom hvilke dråper som deponerer på bakken og hvilke som ikke gjør det. Det er de mellomstore dråpene mellom 50 og $150 \mu\text{m}$ som særlig vil påvirkes av luftfuktighet og lufttemperatur. Generelt gjelder følgende:

- Lavere luftfuktighet vil gi økt fordamping og derved lenger svevetid.
- Høyere lufttemperatur vil gi høyere dråpetemperatur, som medfører økt fordamping og derved lenger svevetid.
- Lavere innhold av salter og faste stoffer i de respiratoriske dråpene vil gi et økt metningstrykk, som igjen medfører økt fordamping og derved lenger svevetid.

For store dråper vil utgangshastighet fra munnhulen påvirke svevedistansen, der økte hastigheter medfører spredning over lengre avstander fra kilden.

Litteraturgjennomgangen avslører flere kunnskapshull som bør lukkes for å øke forståelsen for smittespredning av virale luftveisinfeksjoner. Det er tre hovedområder som utpeker seg:

- *Virusspesifikk empiri.* For å beregne mulighetene for smitte av et gitt virus, er det behov for virusspesifikk empiri, som for eksempel informasjon om viruskonsentrasjonen i respiratoriske dråper, infeksjons dose og virusets stabilitet i aerosolform.
- *Mer empiri om respiratoriske dråper.* Litteraturen er sprikende når det gjelder dråpefordeling, og både typiske fordelinger og variabiliteten i befolkningen kan kartlegges langt bedre. I tillegg er det fortsatt mangler i litteraturen knyttet til typiske verdier og variabilitet for innhold av salter og faste stoffer i respiratoriske dråper. Dette påvirker fordampingen av dråpene og kan derfor være en viktig faktor i enkelte tilfeller.
- *Modellering.* Aerosolfysikken er godt beskrevet, og eksisterende CFD-modeller for turbulent transport er rimelig pålitelige. Luftstrømningen ut av munnhulen er imidlertid ofte forenklet med ulike semi-empiriske jet-modeller. Ved å bruke CFD kan dynamikken i lufta representeres langt bedre og gi mer realistiske utgangsbetingelser for aerosolene, både når det gjelder hastighet, temperatur og fuktighet. Også her spiller gode empiriske data på typiske volumstrømninger for ulike respiratoriske aktiviteter en viktig rolle.

4.2 Konklusjon

Denne rapporten har vurdert mekanismene bak luftbåren smitte av virale luftveisinfeksjoner fra et aerosolfysisk ståsted. Litteraturgjennomgangen avslører flere kunnskapshull som trenger å fylles for at vi skal få en forbedret forståelse av hvordan luftbåren smittespredning foregår.

Store dråper står for den såkalte kontaktsmitteveien, mens små dråpekjerner, også kalt aerosoler, står for den såkalte luftbårne smitteveien. Vanligvis blir dette skillet satt ved omtrent 5–10 μm . Både litteraturgjennomgang og egne modellresultater indikerer imidlertid at dette ikke er et naturlig skille fra et aerosolfysisk perspektiv. I virkeligheten er skillet mellom de to regimene glidende. Vi finner at dråper som er mindre enn 50 μm kan sveve lenge og transporteres langt. Dersom viruset har lav infeksjons dose og lang nok overlevelsestid, kan disse dråpene være en effektiv smittevei over lengre avstander. Store dråper, typisk større enn 150 μm , inneholder mye mer virus, men vil sjelden spres lenger enn 2 m ved pusting, prating, synging og hosting. Ved kraftige nys kan de imidlertid spres lenger enn dette.

Fluiddynamiske beregninger, i form av CFD, er velegnet både til å beskrive hvordan dråper initielt blir slynget ut fra munn og nese og til å beskrive videre transport av dråpekjerner via lokale luftstrømmer. Likningene for dråpetransport som er formulert i dette arbeidet er en viktig forutsetning for å gjøre slike beregninger for ulike scenarier.

For å utnytte CFD-beregninger fullt ut, er det nødvendig med økt empirisk kunnskap om respiratoriske dråper og spesifikke virus. Med dette menes gode data på dråpestørrelsesfordeling ved ulike respiratoriske aktiviteter, innhold av oppløste salter og faste partikler i respiratoriske dråper, viruskonsentrasjon i respiratoriske dråper, infeksjons dose og virusstabilitet i aerosolform. Det råder usikkerhet rundt dette i litteraturen.

CFD-beregninger kombinert med gode empiriske data på virus og dråper vil gjøre oss i stand til bedre å forstå hvordan luftbåren smittespredning foregår. Det vil også gjøre oss i stand til å gi kunnskapsbaserte råd som grunnlag for vurdering av ulike beredskapstiltak.

Referanser

- Abramzon, B. and Sirignano, W. Droplet vaporization model for spray combustion calculations. *Int. J. Heat Mass Transf*, 32 (9):1605–1618, 1989.
- Asadi, S., Bouvier, N., Wexler, A. S., and Ristenpart, W. D. The coronavirus pandemic and aerosols: Does COVID-19 transmit via expiratory particles? *Aerosol Science and Technology*, 0 (0):1–4, 2020. doi:10.1080/02786826.2020.1749229.
- Blatny, J. M., Reif, B. A. P., Skogan, G., Andreassen, Ø., Høiby, E. A., Ask, E., Waagen, V., Aanonsen, D., Aaberge, I. S., and Caugant, D. A. Tracking airborne legionella and legionella pneumophila at a biological treatment plant. *Environmental science & technology*, 42 (19):7360–7367, 2008.
- Bohren, C., Albrecht, B., and Albrecht, P. *Atmospheric Thermodynamics* (Oxford University Press, 1998). ISBN 9780195099041.
- Bourouiba, L. Turbulent Gas Clouds and Respiratory Pathogen Emissions: Potential Implications for Reducing Transmission of COVID-19. *JAMA*, 2020. ISSN 0098-7484. doi:10.1001/jama.2020.4756. URL <https://doi.org/10.1001/jama.2020.4756>.
- Bourouiba, L., Dehandschoewercker, E., and Bush, J. W. Violent expiratory events: on coughing and sneezing. *J. Fluid Mech.*, 745:537–563, 2014.
- Brankston, G., Gitterman, L., Hirji, Z., Lemieux, C., and Gardam, M. Transmission of influenza A in human beings. *The Lancet infectious diseases*, 7 (4):257–265, 2007.
- Brurberg, K. SARS-CoV-2, MERS-CoV og SARS-CoV og risiko for luftbåren smitte – en hurtigoversikt. Tech. rep., Folkehelseinstituttet, Oslo, 2020.
- Chao, C. Y. H., Wan, M. P., Morawska, L., Johnson, G. R., Ristovski, Z., Hargreaves, M., Mengersen, K., Corbett, S., Li, Y., Xie, X., et al. Characterization of expiration air jets and droplet size distributions immediately at the mouth opening. *Journal of Aerosol Science*, 40 (2):122–133, 2009.
- Crowe, C. T., Schwarzkopf, J. D., Sommerfeld, M., and Tsuji, Y. *Multiphase flows with droplets and particles* (CRC press, 2011).
- Darquenne, C. Aerosol deposition in health and disease. *Journal of aerosol medicine and pulmonary drug delivery*, 25 (3):140–147, 2012.
- Dekker, E. Transition between laminar and turbulent flow in human trachea. *Journal of applied physiology*, 16 (6):1060–1064, 1961.
- Duguid, J. The size and the duration of air-carriage of respiratory droplets and droplet-nuclei. *Epidemiology & Infection*, 44 (6):471–479, 1946.
- Dybwad, M., Aarskaug, T., Fykse, E.-M., Madslie, E. H., and Blatny, J. M. Complete genome sequences of six legionella pneumophila isolates from two collocated outbreaks of legionnaires' disease in 2005 and 2008 in sarpsborg/fredrikstad, norway. *Microbiology Resource Announcements*, 4 (6), 2016. URL <https://mra.asm.org/content/4/6/e01367-16>.

-
-
- Dybwad, M., Granum, P. E., Bruheim, P., and Blatny, J. M. Characterization of airborne bacteria at an underground subway station. *Appl. Environ. Microbiol.*, 78 (6):1917–1929, 2012.
- Effros, R. M., Hoagland, K. W., Bosbous, M., Castillo, D., Foss, B., Dunning, M., Gare, M., Lin, W., and Sun, F. Dilution of respiratory solutes in exhaled condensates. *American Journal of Respiratory and Critical Care Medicine*, 165 (5):663–669, 2002.
- Elghobashi, S. On predicting particle-laden turbulent flows. *Applied scientific research*, 52 (4):309–329, 1994.
- Endregard, M., Reif, B. A. P., Vik, T., and Busmundrud, O. Consequence assessment of indoor dispersion of sarin—a hypothetical scenario. *Journal of hazardous materials*, 176 (1):381–388, 2010.
- Fernstrom, A. and Goldblatt, M. Aerobiology and its role in the transmission of infectious diseases. *Journal of pathogens*, 2013, 2013.
- Fiegel, J., Clarke, R., and Edwards, D. A. Airborne infectious disease and the suppression of pulmonary bioaerosols. *Drug discovery today*, 11 (1-2):51–57, 2006.
- Fossum, H., Dybwad, M., and Helgeland, A. Computational modeling of health effects from indoor dispersion of airborne biological and chemical agents (18/02185). Tech. rep., Forsvarets Forskningsinstitut, 2018.
- Fossum, H. and Helgeland, A. Eksempelstudie for Statens Vegvesen Vegdirektoratet: Vind- og spredningssimuleringer (19/00651). Tech. rep., Forsvarets Forskningsinstitut, 2019.
- Fossum, H., Reif, B., Tutkun, M., and Gjesdal, T. On the use of computational fluid dynamics to investigate aerosol dispersion in an industrial environment: A case study. *Boundary-Layer Meteorology*, 144:21–40, 2012a.
- Fossum, H. E., Reif, B. P., Tutkun, M., and Gjesdal, T. On the use of computational fluid dynamics to investigate aerosol dispersion in an industrial environment: a case study. *Boundary-layer meteorology*, 144 (1):21–40, 2012b.
- Frederix, E., Kuczaj, A. K., Nordlund, M., Bělka, M., Lizal, F., Jedelský, J., Elcner, J., Jícha, M., and Geurts, B. Simulation of size-dependent aerosol deposition in a realistic model of the upper human airways. *Journal of aerosol science*, 115:29–45, 2018.
- Giudice, A. L., Nuca, R., Preziosi, L., and Coste, N. Wind-blown particulate transport: A review of computational fluid dynamics models. *Mathematics in Engineering*, 1 (3):508, 2019.
- Gjesdal, T., Helgeland, A., Vik, T., Petterson Reif, B. A., and Endregard, M. Simulering av utslipp og spredning fra et lagringsanlegg for svoveldioksid. Tech. rep., Tech. Rep. 2013/02880, Forsvarets Forskningsinstitut, 2013.
- Han, Z., Weng, W., and Huang, Q. Characterizations of particle size distribution of the droplets exhaled by sneeze. *Journal of The Royal Society Interface*, 10 (88):20130560, 2013.
- Hertwig, D., Patnaik, G., and Leitl, B. LES validation of urban flow, part I: Flow statistics and frequency distributions. *Environmental Fluid Mechanics*, 17 (3):521–550, 2017.

-
-
- Heyder, J., Gebhart, J., Rudolf, G., Schiller, C. F., and Stahlhofen, W. Deposition of particles in the human respiratory tract in the size range 0.005–15 μm . *Journal of aerosol science*, 17 (5):811–825, 1986.
- Hinds, W. C. *Aerosol technology: properties, behavior, and measurement of airborne particles* (John Wiley & Sons, 1999).
- Jackson, W. Nebulised budesonide therapy in asthma. *A scientific and practical review*. Lund: Astra Draco AB, 1995.
- Karadimou, D. and Markatos, N. Modelling of two-phase, transient airflow and particles distribution in the indoor environment by large eddy simulation. *Journal of Turbulence*, 17 (2):216–236, 2016.
- Kukkonen, J., Vesala, T., and Kulmala, M. The interdependence of evaporation and settling for airborne freely falling droplets. *Journal of aerosol science*, 20 (7):749–763, 1989.
- Lange, C. F. and Finlay, W. H. Overcoming the adverse effect of humidity in aerosol delivery via pressurized metered-dose inhalers during mechanical ventilation. *American journal of respiratory and critical care medicine*, 161 (5):1614–1618, 2000.
- Lateb, M., Meroney, R. N., Yataghene, M., Fellouah, H., Saleh, F., and Boufadel, M. On the use of numerical modelling for near-field pollutant dispersion in urban environments- a review. *Environmental Pollution*, 208:271–283, 2016.
- Lin, C.-L., Tawhai, M. H., McLennan, G., and Hoffman, E. A. Characteristics of the turbulent laryngeal jet and its effect on airflow in the human intra-thoracic airways. *Respiratory physiology & neurobiology*, 157 (2-3):295–309, 2007.
- Lindsley, W. G., Pearce, T. A., Hudnall, J. B., Davis, K. A., Davis, S. M., Fisher, M. A., Khakoo, R., Palmer, J. E., Clark, K. E., Celik, I., et al. Quantity and size distribution of cough-generated aerosol particles produced by influenza patients during and after illness. *Journal of occupational and environmental hygiene*, 9 (7):443–449, 2012.
- Liu, L., Wei, J., Li, Y., and Ooi, A. Evaporation and dispersion of respiratory droplets from coughing. *Indoor Air*, 27 (1):179–190, 2017.
- Lok, C. Where sneezes go. *Nature*, 534 (7605):24–26, 2016.
- Loudon, R. and Roberts, R. Relation between the airborne diameters of respiratory droplets and the diameter of the stains left after recovery. *Nature*, 213 (5071):95–96, 1967.
- Matida, E. A., Finlay, W. H., Breuer, M., and Lange, C. F. Improving prediction of aerosol deposition in an idealized mouth using large-eddy simulation. *Journal of aerosol medicine*, 19 (3):290–300, 2006.
- Mittal, R., Ni, R., and Seo, J.-H. The flow physics of covid-19. *Journal of fluid Mechanics*, 894, 2020.
- Nese, J. M. and Grenzi, L. M. *A World of Weather: Fundamentals of Meteorology* (Kendall/Hunt Publishing Company, 1996). ISBN 9780787205935.

-
-
- Nicas, M., Nazaroff, W. W., and Hubbard, A. Toward understanding the risk of secondary airborne infection: emission of respirable pathogens. *Journal of occupational and environmental hygiene*, 2 (3):143–154, 2005.
- Nordlund, M., Belka, M., Kuczaj, A. K., Lizal, F., Jedelsky, J., Elcner, J., Jicha, M., Sauser, Y., Le Bouhellec, S., Cosandey, S., et al. Multicomponent aerosol particle deposition in a realistic cast of the human upper respiratory tract. *Inhalation toxicology*, 29 (3):113–125, 2017.
- Papineni, R. S. and Rosenthal, F. S. The size distribution of droplets in the exhaled breath of healthy human subjects. *Journal of Aerosol Medicine*, 10 (2):105–116, 1997.
- Potter, J., Matthews, L., Lemm, J., and Spector, S. Human pulmonary secretions in health and disease. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 106 (2):692–697, 1963.
- Pruppacher, H. R. and Klett, J. D. *Microphysics of Clouds and Precipitation: Second Revised and Enlarged Edition with an Introduction to Cloud Chemistry and Cloud Electricity* (Springer, 1997).
- Radhakrishnan, H. and Kassinos, S. Cfd modeling of turbulent flow and particle deposition in human lungs. In *2009 Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*, pp. 2867–2870 (IEEE, 2009).
- Redrow, J., Mao, S., Celik, I., Posada, J. A., and Feng, Z.-g. Modeling the evaporation and dispersion of airborne sputum droplets expelled from a human cough. *Building and Environment*, 46 (10):2042–2051, 2011.
- Schwab, J.-A. and Zenkel, M. Filtration of particulates in the human nose. *The Laryngoscope*, 108 (1):120–124, 1998.
- Sirignano, W. A. *Fluid dynamics and transport of droplets and sprays* (Cambridge university press, 2010).
- Stahlhofen, W., Gebhart, J., and Heyder, J. Experimental determination of the regional deposition of aerosol particles in the human respiratory tract. *American Industrial Hygiene Association Journal*, 41 (6):385–398a, 1980.
- Stahlhofen, W., Rudolf, G., and James, A. Intercomparison of experimental regional aerosol deposition data. *Journal of Aerosol Medicine*, 2 (3):285–308, 1989.
- Tena, A. F. and Clarà, P. C. Deposition of inhaled particles in the lungs. *Archivos de Bronconeumología (English Edition)*, 48 (7):240–246, 2012.
- Thomas, R. J. Particle size and pathogenicity in the respiratory tract. *Virulence*, 4 (8):847–858, 2013.
- Tian, L., Lin, Z., Wang, Q., and Liu, J. Numerical investigation of indoor aerosol particle dispersion under stratum ventilation and under displacement ventilation. *Indoor and Built Environment*, 18 (4):360–375, 2009.
- Vik, T., Tørnes, J., and Petterson Reif, B. Simulations of the release and dispersion of chlorine and comparison with the Jack Rabbit field trials. Tech. rep., Tech. Rep. 2015/01474, Forsvarets Forskningsinstitut, 2015.

-
-
- Wells, W. On air-borne infection: Study ii. droplets and droplet nuclei. *American journal of Epidemiology*, 20 (3):611–618, 1934.
- WHO, 2020. Modes of transmission of virus causing COVID-19: implications for IPC precaution recommendations: scientific brief, 27 March 2020. Tech. rep., World Health Organization, 2020.
- Wingstedt, E. M., Fossum, H. E., and Reif, B. A. P. Simulation of bomb residue deposition following the Oslo bombing July 22, 2011. Tech. rep., Tech. Rep. 2012/01836, Forsvarets Forskningsinstitut, 2012a.
- Wingstedt, E. M., Reif, B. A. P., and Fossum, H. E. On a small-scale indoor aerosol release. Tech. rep., Tech. Rep. 2012/00268, Forsvarets Forskningsinstitut, 2012b.
- Wingstedt, E. M. M., Osnes, A. N., Åkervik, E., Eriksson, D., and Reif, B. P. Large-eddy simulation of dense gas dispersion over a simplified urban area. *Atmospheric Environment*, 152:605–616, 2017.
- Wyngaard, J. C. *Turbulence in the Atmosphere* (Cambridge University Press, 2010).
- Xie, X., Li, Y., Chwang, A., Ho, P., and Seto, W. How far droplets can move in indoor environments—revisiting the wells evaporation-falling curve. *Indoor air*, 17 (3):211–225, 2007.
- Xie, X., Li, Y., Sun, H., and Liu, L. Exhaled droplets due to talking and coughing. *Journal of the Royal Society Interface*, 6 (suppl_6):S703–S714, 2009.
- Yuen, M. and Chen, L. On drag of evaporating liquid droplets. 1976.
- Zhang, R., Li, Y., Zhang, A. L., Wang, Y., and Molina, M. J. Identifying airborne transmission as the dominant route for the spread of covid-19. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2020. ISSN 0027-8424. doi:10.1073/pnas.2009637117. URL <https://www.pnas.org/content/early/2020/06/10/2009637117>.
- Zhang, Z. and Kleinstreuer, C. Airflow structures and nano-particle deposition in a human upper airway model. *Journal of computational physics*, 198 (1):178–210, 2004.
- Zhou, Y. and Cheng, Y.-S. Particle deposition in a cast of human tracheobronchial airways. *Aerosol Science and Technology*, 39 (6):492–500, 2005.

A Fordampingsmodell

I dette arbeidet brukes den dynamiske modellen fra Abramzon and Sirignano (1989), der likningene (2.5) til (2.7) utvides med modeller for massetap og varmeoverføring. Modellen til Abramzon and Sirignano (1989) bygger, som de fleste andre, på antagelsen om at kan neglisjere intern varmetransport i dråpen. Videre antas dråpen å være omgitt av en tynn gassfilm der variablene bare er en funksjon av avstand til dråpen. Ved å se på massebalanse, balanse av vanndamp og temperaturtransport over dette gasslaget får en likningssettet

$$\frac{dr_p}{dt} = -I = -\frac{1}{2} \frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{D_g}{r_p} \text{Sh} \ln(1 + B_M) \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{3}{C_p r_p^2} \left(K_g \text{Nu} \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T} (T_\infty - T_p) - r_p I L \right) \quad (\text{A.2})$$

Her er alle størrelser markert med $(\cdot)_p$ partikkelstørrelser, slik at r_p er dråperadius ($r_p = d_p/2$), T_p er dråpetemperatur, ρ_p er tetthet og C_p er varmekapasitet. Alle størrelser gitt som $(\cdot)_g$ tilhører gassfasen⁷, noe som vil si at ρ_g er gassens tetthet, D_g er gassens massediffusivitet, K_g er gassens termiske konduktivitet og C_g er gassens varmekapasitet. T_∞ er lufttemperatur langt fra dråpen. Det er ofte hensiktsmessig å innføre dimensjonsløse tall som beskriver forholdet mellom ulike mekanismer. Forholdet mellom henholdsvis varmetransport og massetransport og viskøs diffusjon er gitt av Prandtl-tallet og Schmidt-tallet

$$\text{Pr} = \frac{\mu_g C_p}{K_g} \quad \text{og} \quad \text{Sc} = \frac{\mu_g}{\rho_g D_g}.$$

Her er μ_g gassens viskositet. Forholdet mellom disse to gir da forholdet mellom massetransport og varmetransport. Dette er kjent som Lewis-tallet

$$\text{Le} = \frac{\text{Sc}}{\text{Pr}}.$$

B_M og B_T er henholdsvis Spaldings masseoverføringstall og Spaldings varmeoverføringstall. Disse er definert som

$$B_M = \frac{Y - Y_\infty}{1 - Y} \quad (\text{A.3})$$

$$B_T = (1 + B_M) \frac{C_p}{C_g \text{Le}} - 1. \quad (\text{A.4})$$

Her er Y massefraksjonen av vanndamp ved dråpeoverflaten og Y_∞ er massefraksjonen av vanndamp langt fra dråpen. Disse massefraksjonene er nært knyttet til damptrykket. For eksempel er massefraksjon av vanndamp langt fra dråpen gitt som

$$Y_\infty = \frac{S_{RP_s}(T_\infty)}{S_{RP_s}(T_\infty) + (p - S_{RP_s}(T_\infty))W_l/W_v} = f(S_R, T_\infty, p), \quad (\text{A.5})$$

⁷Gassfasen er her en blandet tilstand mellom den rene gassfilmen som omgir dråpen og den luften som igjen omgir denne filmen

hvor W_l er molvekten til luft og W_w er molvekten til vann. Metningstrykket og metningsgraden er definert i henholdsvis (2.12) og (2.13). Massefraksjonen av vanndamp langt fra dråpen er altså en funksjon av metningsgraden (luft-fuktighet), metningstrykket $p_s(T_\infty)$ og det totale lufttrykket p .

Ved dråpeoverflaten antas at gassen er mettet av vanndamp, men vi vil ha muligheten til å korrigere for at dråpen har overflatespenning og for urenheter som salt og faste partikler. Derfor får vi

$$Y = \frac{S_{\text{dråpe}} p_s(T_p)}{S_{\text{dråpe}} p_s(T_p) + (p - S_{\text{dråpe}} p_s(T_p)) W_l / W_v} = f(S_{\text{dråpe}}, T_p, p). \quad (\text{A.6})$$

Her definerer vi $S_{\text{dråpe}}$ slik at det harmoniserer med (2.15)

$$S_{\text{dråpe}} = \underbrace{S_{\text{Kelv}}}_{=1} \underbrace{S_{\text{salt}}}_{=1} \underbrace{S_R}_{=1} = S_{\text{salt}} \quad (\text{A.7})$$

Dersom dråpen består av rent vann er $S_{\text{salt}} = 1$.

Siden alle gassvariabler i større eller mindre grad avhenger av gassammensetning og temperatur må man i denne modellen bestemme seg for hvor man evaluerer variablene. Abramzon and Sirignano (1989) baserer seg på eksperimentelle data (Yuen and Chen, 1976) som viser at gassvariablene er best evaluert etter den såkalte 1/3-regelen

$$Y_r = Y_{p,m} + \frac{1}{3}(Y_\infty - Y_{p,m}), \quad T_r = T_p + \frac{1}{3}(T_\infty - T_p). \quad (\text{A.8})$$

Altså har man

$$\rho_g = \rho_g(T_r, Y_r), \quad \mu_g = \mu(T_r, Y_r), \quad C_{p,g} = C_{p,g}(Y_r) \dots \quad (\text{A.9})$$

Likning (A.1) viser at fordampingsraten øker med minskende dråperadius. Sherwood-tallet gir forholdet mellom konveksjonsrate og diffusjonsrate og øker med økende Reynoldstall. Man sier at dråpene blir ventilert av strømmingen rundt. Sherwood-tallet kan i denne sammenhengen skrives som

$$\text{Sh} = 2 + (0.552 \text{Re}^{1/2} \text{Sc}^{1/3}) / F_M, \quad F_M = (1 + B_M)^{0.7} \frac{\ln(1 + B_M)}{B_M} \quad (\text{A.10})$$

Likning (A.2) består av to ledd, nemlig varmediffusjon og latent varme som følge av fordampning. Første ledd bidrar til å utlikne temperaturforskjeller mellom dråpen og omgivelsene, mens siste ledd tar varme fra omgivelsene til fordampning (og inneholder derfor også massetapsraten). Nusselt-tallet, Nu , inngår som en parameter i varmediffusjonen. Dette er gitt analogt til Sherwood-tallet,

$$\text{Nu} = 2 + (0.5552 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}) / F_T, \quad F_T = (1 + B_T)^{0.7} \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T}. \quad (\text{A.11})$$

Salter og faste partikler vil senke damptrykket. Vi følger Liu et al. (2017) som i tråd med Pruppacher and Klett (1997) definerer S_{salt} som

$$S_{\text{salt}} = \exp\left(-\frac{n \Psi_{\text{salt}} W_v c (1 - \Phi) d_{p,i}^3}{W_{\text{salt}} (1 - c) (d_p^3 - d_{p,i}^3 \Phi)}\right). \quad (\text{A.12})$$

Her er n antall ioner salt kan dissosiere til ($n = 2$ for NaCl), Ψ_{salt} er den praktiske osmotiske koeffisienten (1.2 for NaCl) og $d_{p,i}$ er den initielle diameteren til dråpen. Videre er c massefraksjonen av salt i vannblandingen initielt i dråpen. Denne kan enkelt oversettes til konsentrasjon i mmol/l gjennom

$$c_{\text{mmol/l}} = 1000 \frac{\rho_v}{W_{\text{salt}} - c(W_{\text{salt}} - W_v)} c, \quad (\text{A.13})$$

der ρ_v er tettheten til vann, W_v som før er molekylervekten til vann (18.02g/mol) og W_{salt} er molekylervekten til salt (58.44g/mol for NaCl). Φ er volumfraksjonen til faste stoffer initielt i dråpen. I litteraturen er det mer vanlig å bruke massekonsentrasjon c_{sol} (i g/l) for å angi faste stoffer. Denne fås helt enkelt ved $c_{\text{sol}} = \rho_{\text{sol}}\Phi$, der ρ_{sol} er tettheten til de faste stoffene. Videre er W_{salt} molekylervektene til henholdsvis vann og salt.

About FFI

The Norwegian Defence Research Establishment (FFI) was founded 11th of April 1946. It is organised as an administrative agency subordinate to the Ministry of Defence.

FFI's MISSION

FFI is the prime institution responsible for defence related research in Norway. Its principal mission is to carry out research and development to meet the requirements of the Armed Forces. FFI has the role of chief adviser to the political and military leadership. In particular, the institute shall focus on aspects of the development in science and technology that can influence our security policy or defence planning.

FFI's VISION

FFI turns knowledge and ideas into an efficient defence.

FFI's CHARACTERISTICS

Creative, daring, broad-minded and responsible.

Om FFI

Forsvarets forskningsinstitutt ble etablert 11. april 1946. Instituttet er organisert som et forvaltningsorgan med særskilte fullmakter underlagt Forsvarsdepartementet.

FFIs FORMÅL

Forsvarets forskningsinstitutt er Forsvarets sentrale forskningsinstitusjon og har som formål å drive forskning og utvikling for Forsvarets behov. Videre er FFI rådgiver overfor Forsvarets strategiske ledelse. Spesielt skal instituttet følge opp trekk ved vitenskapelig og militærteknisk utvikling som kan påvirke forutsetningene for sikkerhetspolitikken eller forsvarsplanleggingen.

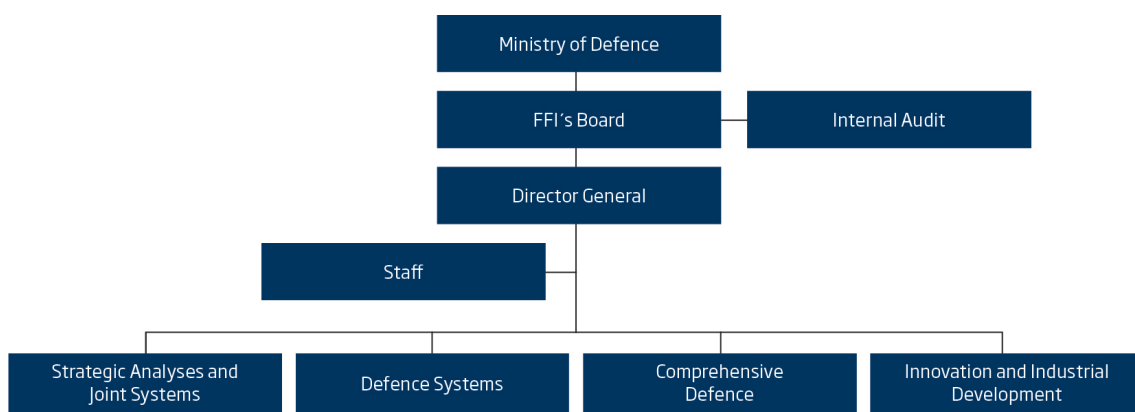
FFIs VISJON

FFI gjør kunnskap og ideer til et effektivt forsvar.

FFIs VERDIER

Skapende, drivende, vidsynt og ansvarlig.

FFI's organisation



Forsvarets forskningsinstitutt
Postboks 25
2027 Kjeller

Besøksadresse:
Instituttveien 20
2007 Kjeller

Telefon: 63 80 70 00
Telefaks: 63 80 71 15
Epost: ffi@ffi.no

Norwegian Defence Research Establishment (FFI)
P.O. Box 25
NO-2027 Kjeller

Office address:
Instituttveien 20
N-2007 Kjeller

Telephone: +47 63 80 70 00
Telefax: +47 63 80 71 15
Email: ffi@ffi.no