

**LABORATORIUM I EMNE**

**TFY4165 TERMISK FYSIKK**

**for studenter ved studieprogrammet**

**MTFYMA**

**NTNU**

**Våren 2007**



## Forord

Dette heftet inneholder tekster til laboratoriekurset til emnet TFY4165 Termisk fysikk. Dette utgjøres av praktiske laboratorieoppgaver og forutgående seminarer til hver oppgave.

En generell beskrivelse av TFY4165 Termisk fysikk finnes på følgende nettside:

<http://home.phys.ntnu.no/brukdef/undervisning/tfy4165/index.html>

og laboratoriekurset spesielt:

[http://home.phys.ntnu.no/brukdef/undervisning/tfy4165\\_lab/index.html](http://home.phys.ntnu.no/brukdef/undervisning/tfy4165_lab/index.html).

På disse nettsidene vil studentene finne all nødvendig informasjon om påmeldinger til laboratoriet, timeplaner, romfordelinger osv.

*Pawel Sikorski   Anne Borg   Thomas Ramstad   Arne Mikkelsen*

20. desember 2005



# Innhold

<b>1</b>	<b>VARMEPUMPE</b>	<b>1</b>
1.1	Teoretisk bakgrunn . . . . .	1
1.1.1	Termodynamikkens 1. lov . . . . .	2
1.1.2	Varmekraftmaskin . . . . .	2
1.1.3	Kjølemaskin . . . . .	2
1.1.4	Entalpi . . . . .	3
1.1.5	Varmepumpas oppbygging . . . . .	4
1.1.6	$pV$ -diagram for varmepumpas syklus . . . . .	5
1.1.7	Syklus fremstilt i $pH$ -diagram . . . . .	6
1.2	Beregningsoppgaver . . . . .	9
1.2.1	Virkningsgrad . . . . .	9
1.2.2	Kretsløpsanalyse . . . . .	9
1.3	Eksperimentelt . . . . .	11
1.3.1	Apparatur . . . . .	11
1.3.2	Innledende observasjoner . . . . .	13
1.3.3	Målinger . . . . .	13
1.3.4	Diskusjon . . . . .	14
1.3.5	Avslutning . . . . .	14
1.4	Tillegg: Krav til og klassifikasjon av kjølevæsker . . . . .	14
<b>2</b>	<b>ATOMENES LINJESPEKTRUM</b>	<b>19</b>
2.1	Teoretisk bakgrunn . . . . .	19
2.1.1	Fotoelektrisk effekt . . . . .	19
2.1.2	Hydrogenatomet . . . . .	20
2.2	Metoder . . . . .	22
2.2.1	Gitterdiffraksjon . . . . .	22
2.2.2	Analyse av gitterdiffraksjonseksperimentet . . . . .	23
2.3	Beregningsoppgaver . . . . .	24
2.3.1	Spektrallinjene i balmerserien . . . . .	24
2.3.2	Avbøyningsvinkler . . . . .	24
2.3.3	Hydrogenspekteret . . . . .	24
2.3.4	Målefeil i bølgelengden . . . . .	24
2.4	Eksperimentelt . . . . .	25
2.4.1	Apparatur . . . . .	25

2.4.2	Klargjøring av apparatur . . . . .	26
2.4.3	Bølgelengden til spektrallinjene i balmerserien . . . . .	27
2.4.4	Diffraksjon av hvitt lys . . . . .	27
2.4.5	Spørsmål og diskusjon . . . . .	28
2.4.6	Avslutning . . . . .	28

# Kapittel 1

## VARMEPUMPE

### Mål

Du skal i denne laboratorieoppgaven

- få kunnskap om og erfaring med termodynamiske kretsprosesser,
- analysere kretsprosessen i ei varmepumpe,
- måle virkningsgraden til ei varmepumpe.

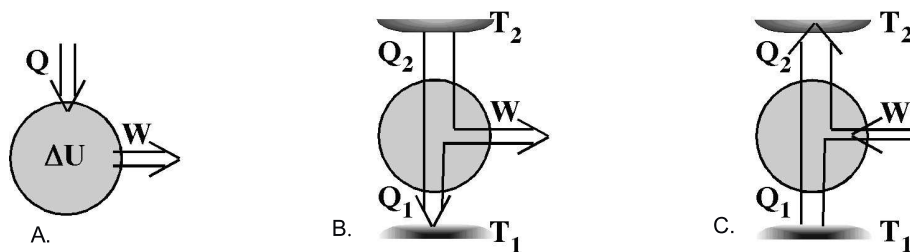
### 1.1 Teoretisk bakgrunn

Varmpumpe er et eksempel på hvordan vi utnytter termodynamiske prinsipper til å forbedre hverdagen. Varmepumpe kan beskrives som et modifisert kjøleskap hvor vi ikke er primært interessert i avkjølingseffekten men isteden benytter den varmen som kjøleskapet avgir.

Tanken om å bruke termodynamiske prinsipper til oppvarming er ikke ny, dette ble foreslått for over 150 år siden. Basisteknologien er heller ikke ny ettersom industrielle kjølesystemer har vært i bruk siden 1850 og kjøleskap for forbrukere ble vanlige rundt 1930. Overskudd av billig elektrisk og fossil energi i sammenheng med dyr kjøleteknologi gjorde imidlertid at varmepumpe inntil ganske nylig ikke var interessant for vanlige forbrukere. Dette har endret seg i løpet av de siste årene og varmepumpe er i dag svært aktuell som strømsparende element hvor man trekker varmeenergi fra et vannreservoar, fra jorda eller fra lufta og bruker denne energien til å varme opp boliger. Det geniale ligger i at man bruker termodynamiske prinsipper til å ta varme fra et kaldt (i forhold til innelufta) medium og deretter bruke denne varmen å vedlikeholde en høyere temperatur i et annet medium.

### 1.1.1 Termodynamikkens 1. lov

Selve grunnloven for termodynamikken – termodynamikkens 1.lov om energiens bevaring – er vist i figur 1.1A. Varme  $Q$  inn i systemet går med til 1) å øke indre energi  $\Delta U$ , 2)



Figur 1.1: Energiflytdiagram som viser: (A) Termodynamikkens 1. lov, (B) varmekraftmaskin og (C) kjølemaskin/varmepumpe.

å utføre et arbeid  $W$ . Første hovedsetning i termodynamikken sier at for enhver prosess der varme tilføres og arbeid utføres på et system, vil den totale tilførte energien være lik økningen av systemets indre energi:

$$\Delta U = Q - W. \quad (1-1)$$

Fortegnsregel brukt i likning (1-1) og av de fleste fysikere: Varme  $Q$  positiv inn og arbeid  $W$  positiv ut av systemet.

### 1.1.2 Varmekraftmaskin

Figur 1.1B viser energiflyten i en varmekraftmaskin. Maskinen (som i det seinere også kalles systemet) trekker ut en viss varme  $Q_2$  fra et reservoar med høy temperatur  $T_2$ , produserer arbeidet  $W$  og gir i tillegg fra seg en mindre varmemenge  $Q_1$  til et reservoar med lav temperatur  $T_1$ . En varmekraftmaskin må som alle termodynamiske maskiner være en syklisk maskin. Ifølge termodynamikkens 2. lov er det ikke mulig for en syklisk arbeidende maskin å omdanne all varme til arbeid. Derfor kan ikke  $Q_1 = 0$  i figur 1.1B.

En viktig faktor når vi omtaler systemer som er basert på varmekraft er virkningsgraden til prosessen, det vil si hvor mye nytte får vi ut i forhold til kostnaden til det vi putter inn i prosessen.

Virkningsgraden  $\eta$  for en varmekraftmaskin er derfor definert som

$$\eta = \frac{W}{Q_2} = \frac{\text{nytte}}{\text{kostnad}}. \quad (1-2)$$

### 1.1.3 Kjølemaskin

Figur 1.1C viser energiflyten i et kjøleskap eller ei varmepumpe. I kjøleskapet bruker vi energi  $W$  til å fjerne en varme  $Q_1$  fra skapet som har temperatur  $T_1$ . Varmen  $Q_2$  avgis



til romlufta med temperatur  $T_2$ . For å få effektiv kjøling bør naturligvis  $Q_1$  være så stor som mulig i forhold til den anvendte energi  $W$ , og vi definerer en kjølefaktor  $\epsilon$  eller  $\eta_R$  (subskript R står her for refrigerator)

$$(\epsilon = ) \quad \eta_R = \left| \frac{Q_1}{W} \right| = \frac{\text{nytte}}{\text{kostnad}}. \quad (1-3)$$

For varmepumpa gjør vi egentlig det samme, idet vi her bruker den tilførte energien  $W$  til å trekke varmen  $Q_1$  fra et rimelig kjølig medium ved temperatur  $T_1$  (f.eks. havvann eller uteluft) og overføre den som varme  $Q_2$  til et varmere medium ved temperatur  $T_2$  (inneluft). Her er vi interessert i at  $Q_2$  blir så stor som mulig og effektfaktoren  $\epsilon$  eller  $\eta_{HP}$  (subskript HP står her for Heat Pump) for varmepumpa blir

$$(\epsilon = ) \quad \eta_{HP} = \left| \frac{Q_2}{W} \right| = \frac{\text{nytte}}{\text{kostnad}}. \quad (1-4)$$

Den praktiske virkningsgraden for en varmeprosess som drives mellom to reservoar med temperaturer  $T_1$  og  $T_2$ , er avhengig av mange faktorer. Det kan ut fra termodynamikkens 2. lov vises at ingen av maskinene kan ha virkningsgrad høyere enn virkningsgraden for en Carnotmaskin. Når maskinen er ei varmepumpe, får vi

$$\eta_{HP, \text{maks}} = \eta_{HP, C} = \frac{T_2}{T_2 - T_1} = \frac{T_2}{\Delta T}. \quad (1-5)$$

Denne relasjonen er utpreget teoretisk, men tendensen viser det beklagelige faktum at en luft-luft varmepumpe vil miste effektivitet når kuldegradene virkelig setter inn og  $\Delta T$  blir stor, mens en vann-luft(vann) varmepumpe fremdeles vil være effektiv ettersom temperaturen i et stort vannreservoar som regel endrer seg forholdsvis lite i løpet av vinteren.

Merk at virkningsgraden for en varmekraftmaskin alltid er mindre enn 1,0 mens for en kjølemaskin/varmepumpe er den alltid større enn 1,0.

### 1.1.4 Entalpi

Når vi analyserer bestemte typer termodynamiske prosesser, spesielt i kraftproduksjon og kjøling, støter vi ofte på kombinasjonen  $U + pV$  der  $U$  = indre energi,  $p$  = trykk og  $V$  = volum. Denne kombinasjonen blir definert som entalpien  $H$ :

$$H \stackrel{\text{def}}{=} U + pV. \quad (1-6)$$

Entalpien er spesielt nyttig for isobare prosesser, idet varme  $Q$  tilført går i sin helhet til økt entalpi:

$$\Delta H \stackrel{\text{konst } p}{=} \Delta U + p\Delta V = \Delta U + W = Q, \quad (1-7)$$

der siste overgang er fra 1. hovedsetning i likning (1-1). Nødvendig varme for ulike termodynamiske prosesser (smeltevarme, kondensasjonsvarme etc.) oppgis gjerne ved  $\Delta H$  fordi slike prosesser er antatt å skje ved konstant trykk  $p$  (oftest 1 atmosfære). Tilført varme går altså med til å øke den indre energien  $U$  pluss å gjøre ytre arbeid  $p\Delta V$ , summert i  $\Delta H$ .

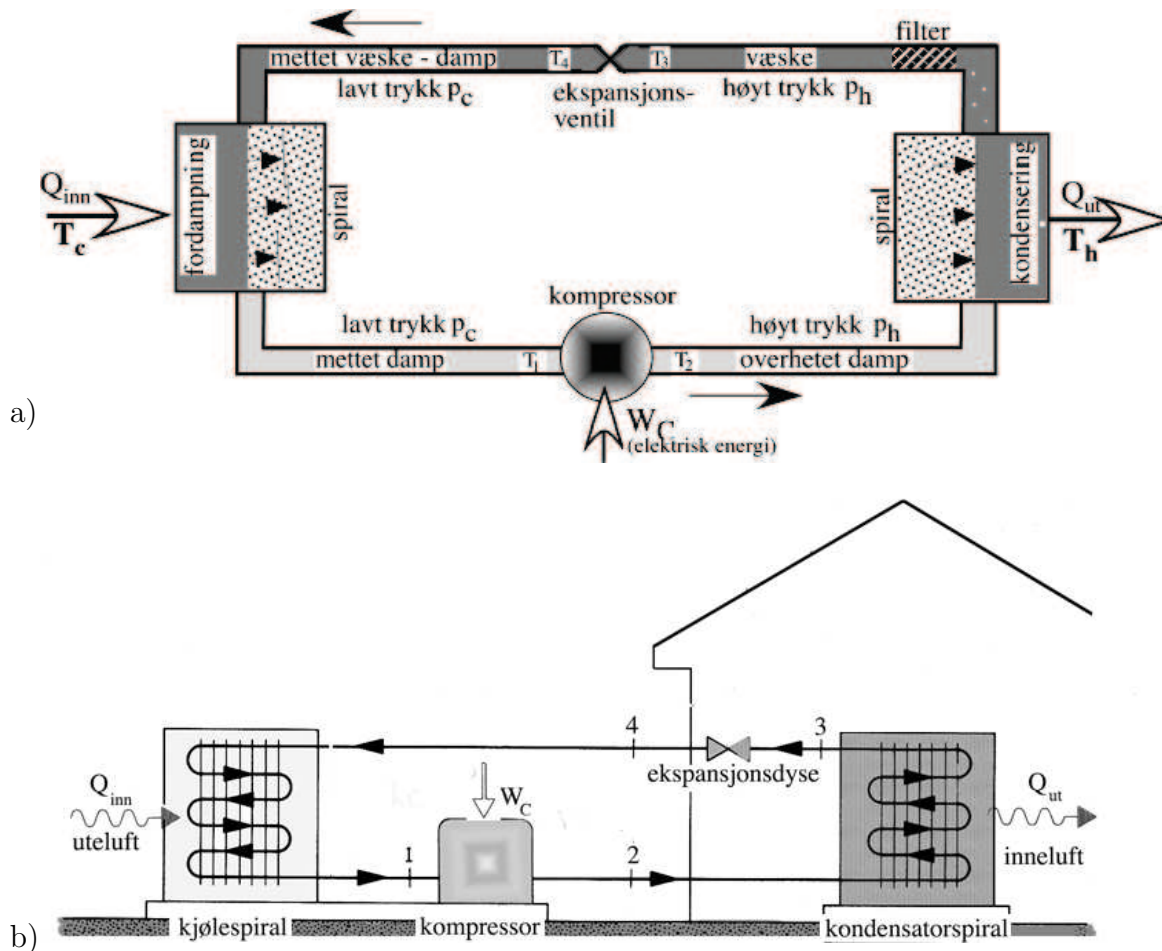
Med fortegnkonvensjonen i figur 1.1A vil vi ha:

Fordampingsvarme:  $Q = \Delta H > 0$  (varme inn i systemet)

Kondensasjonsvarme:  $Q = \Delta H < 0$  (varme ut av systemet)

### 1.1.5 Varmepumpas oppbygging

Den prinsipielle oppbyggingen av varmepumpe er vist i figur 1.2a. Virkemåten er basert på at et kjølemedium vekselvis fordampes og kondenserer.



Figur 1.2: (a) Prinsippskisse av varmepumpe. (b) Konstruksjonen av en luft-til-luft varmepumpe. Fordamperenheten er markert med "kjølespiral", et navn som henger igjen fra kjøleterminologien.

For å forstå varmepumpas virkemåte må vi ha i minne definisjonen av varme: Varmer er en strøm av energi mellom to systemer som skyldes temperaturforskjell mellom systemene.

La oss først se på fordampingen (kokingen). I fordamperenheten tilføres kjølemediet varme  $Q_{\text{inn}}$  slik at det først varmes opp til kokepunktet og så fordampes (koker). Det meste av varmen går med til fordampingen. Trykket må være så lavt at kokepunktet ligger lavere enn temperaturen til omgivelsene (lufta eller vannet). Det lave trykket sørges for av en ekspansjonsventil (dyse) foran fordamperenheten.

Så til kondensasjonen: I kondensatorenheten strømmes varme  $Q_{\text{ut}}$  fra kjølemediet til omgivelsene. Gassen avkjøles til kokepunktet (doggpunktet) og vil så kondensere. Det meste av energien fragjøres p.g.a. kondensasjonen. Trykket må være så høyt at kokepunktet ligger høyere enn temperaturen til omgivelsene. Det høye trykket sørges for av en kompressor mellom fordamperenhet og kondensasjonsenhet.

Oppbyggingen av en luft-luft varmepumpe til boligoppvarming er vist i figur 1.2b. Her brukes en kraftig vifte (ikke vist på figuren) til å føre store luftmengder med uteluft over fordamperenheten (merket “kjølespiral”). Varmeinnholdet i denne lufta blir brukt til å koke (fordampe) kjølemediet. Kompressoren øker trykket og den overopphetede dampen føres inn i huset hvor den kondenserer i kondensatorspiralen med følgende varmeavgivelse. Denne spiralen er plassert foran en vifte som sender den oppvarmede lufta inn i rommet.

### Oppsummert:

Varme pumpes fra kalde til varme omgivelser når følgende er oppfylt:

1. I fordamperenheten (“kjølespiralen”) må temperaturen i kjølemediet være **lavere** enn temperaturen i omgivelsene. P.g.a. temperaturforskjellen transporteres varme fra omgivelsene til kjølemediet, varmen gir fordamping.
2. I kondensatorenheten (“kondensatorspiralen”) må temperaturen i kjølemediet være **høyere** enn temperaturen i omgivelsene. P.g.a. temperaturforskjellen transporteres varme fra kjølemediet til omgivelsene slik at kjølemediet kondenserer.
3. Vi ser av pkt. 1 at på fordampersida må mediets kokepunkt ligge godt **under** omgivelsenes temperatur. Dette oppnås ved å ha tilstrekkelig **lavt** trykk.
4. Vi ser av pkt. 2 at på kondensatorsida må mediets kokepunkt ligge godt **over** omgivelsenes temperatur. Dette oppnås ved å ha tilstrekkelig **høyt** trykk.

Hvilke krav vi må stille til kjølemediet vil bli detaljert i avsnitt 1.4.

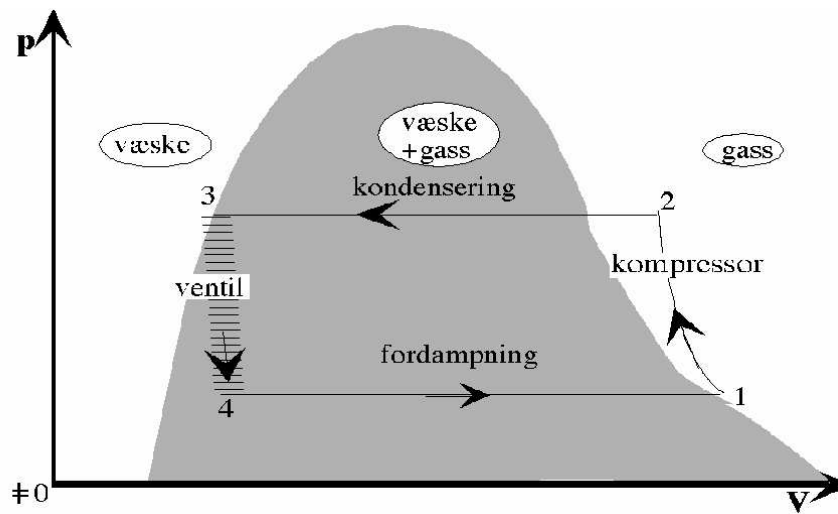
## 1.1.6 $pV$ -diagram for varmepumpas syklus

Vi skal først vise hvordan varmepumpas termodynamikk fremstilles som funksjon av trykk og volum, figur 1.3.<sup>1</sup>

Den grå “haugen” som kommer opp på midten representerer området hvor væske og damp kan sameksistere. Til venstre for området er kjølemediet i væskeform, mens den til høyre er i gassform. I tilstand 2 er kjølevæsken i dampform. Dampen avkjøles til den når doggpunktet og kondenseres langs 2–3. Fordampingsvarme avgis og i tilstand 3 er alt kjølemediet i væskeform. Langs 3–4 synker trykket og noe av væsken fordamper. Denne delen av prosessen er ikke reversibel (som antydnet med en stipling), men ettersom vi kjenner start- og sluttverdier til trykk og volum betyr dette ikke noe for analysen. Systemet ekspanderer deretter langs 4–1 under konstant trykk og mesteparten av mediet er da

---

<sup>1</sup>Legg merke til at vi her bare ser på den delen av diagrammet for kjølemediet som er interessant for prosessen, slik at her representerer ikke origo nullpunktet hverken for trykket eller volumet. Hvis vi ønsker å få med mest mulig av ekstremal-områdene må vi tegne i  $\log p$ -skala, dette gjøres nesten alltid i tekniske datablad.

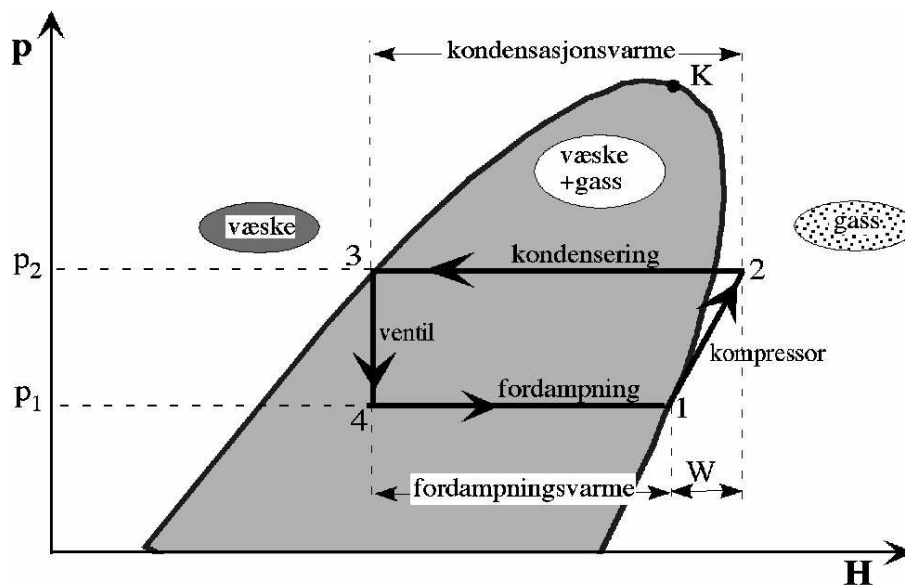


Figur 1.3:  $pV$ -diagram for varmepumpe.

fordampet ved tilførsel av varme. Dampen komprimeres til slutt langs 1–2. Temperaturen øker og eventuelt resterende væske fordampet.

### 1.1.7 Syklus fremstilt i $pH$ -diagram

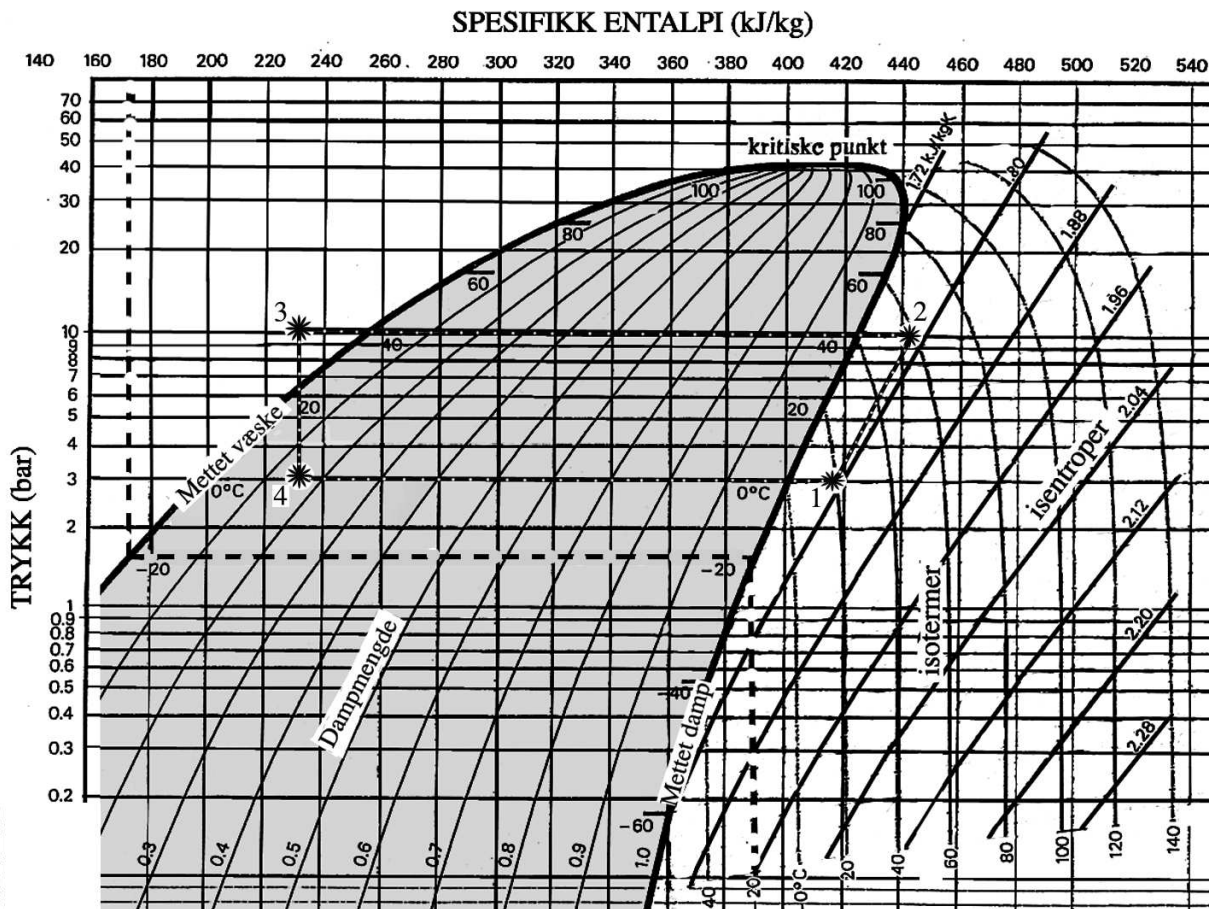
Vi vil først vise syklusen i et forenklet  $pH$ -diagram i figur 1.4. Før vi går løs på selve



Figur 1.4: Trykk-entalpidiagram ( $pH$ -diagram) for varmepumpe.

syklusen kan vi knytte noen kommentarer til selve diagrammet. Som for  $pV$ -diagrammet viser det grå området hvor kjølemediet forekommer som en blanding av væske og gass (damp). Innenfor dette området kan det trekkes kurver for konstant relativ andel av

damp – dette er ikke gjort her men vil finnes på det noe mer omfattende diagrammet i figur 1.5. Grenselinja som avgrenser området til venstre er kurva for mettet væske, eller kokepunktlinja. Til venstre for denne linja forekommer mediet bare som væske. Grenselinja til høyre representer doggpunktlinja. Til høyre for denne linja eksisterer mediet bare i gassfase. Kokepunkt og doggpunktlinjene møtes i det kritiske punktet K – over dette punktet blir gass og væske uatskillbare tilstander.



Figur 1.5:  $\log p$ - $H$ -diagram for varmpumpe med typiske målepunkter (\*) inntegnet. Forstørret utgave av diagrammet finner du i figur 1.8 side 17.

Følg med i det forenklede diagrammet i figur 1.4. Syklusen 1–2–3–4–1 er tegnet inn i diagrammet med piler som angir retningen av prosessen. Vi ser at syklusen blir ganske enkel i dette diagrammet. Den ligger mellom to isobarer  $p_1$  og  $p_2$  (de to horisontale linjene) og overgangen skjer ved en såkalt isentrop 1–2 og en isentalp 3–4.<sup>2</sup>

Punkt 1 tilsvarer tilstanden til dampen like før den blir komprimert, dvs. ved inngangen til kompressoren. Punkt 2 er tilstanden i væska umiddelbart etter komprimeringen. Punktene 3 og 4 er tilstandene like før – og etter strupingen. Ettersom  $H$  representerer energi kan vi finne energibidragene i prosessen å lese av langs  $H$ -aksen: Fordampingsvarmen leses av mellom 4–1 og kondensasjonsvarmen leses av mellom 2–3, men korrigert for

<sup>2</sup>Avstrupningsprosessen 3–4 er lik Joule-Thomson-prosessen som er en isentalpisk prosess.

den korte biten mellom 2 og dogglinja, energien her gir oppvarming av gassen. Tilført energi  $W_C$  i kompressoren finnes ved å gå fra 1–2 langs  $H$ -aksen.

Vi skal nå gjøre oss kjent med den type entalpiediagram som brukes i praksis og hvordan målinger plottes inn i slike diagram. Diagrammet som er vist i figur 1.5 er en litt forenklet versjon av det kommersielle entalpiediagrammet for kjølemediet R-134a som anvendes i vår varmepumpe. Det kommersielle diagrammet finner dere i figur 1.8 side 17.

Først litt kommentarer til selve diagrammet:

Som det fremgår av navnet er trykket  $p$  fremstilt i en logaritmisk skala – på utsnittet ser vi at skalaverdiene går fra ca. 80 bar – et svært høyt trykk, rundt 30 ganger trykket i en bilslange – til 0,08 bar som omtrent er lufttrykket ved 15000 m.o.h. En isobar vil være representert med ei horisontal linje.

Entalpien representerer energi, og energiinnholdet i kjølemediet øker når vi beveger oss mot høyre i diagrammet og avtar når vi beveger oss mot venstre. Energien er gitt per masseenheter av kjølemediet, derfor enheten kJ/kg. Avgitt eller opptatt energimengde mellom to tilstander er gitt som differansen mellom entalpiverdiene; f.eks. har kjølemediet opptatt ca.  $(418 - 230) \text{ kJ/kg} = 188 \text{ kJ/kg}$  ved å gå fra tilstand 4 til 1 på diagrammet i figur 1.5. Innenfor det mørkere arealet eksisterer kjølemediet som en blanding av væske og damp, relativ dampmengde går fra 0 som er mettet væske til 1,0 som er mettet damp. De skrå linjene representerer kurver for konstant relativ dampmengde, andelen angitt med tall nederst.

Isotermene representerer kurvene for konstant temperatur. En isotherm (eksempelvis den stiplete  $-20^\circ$ -isothermen i figuren) følger den angitte kurva i gassen til høyre og inne i området med likevekt væske-damp går isothermen langs en isobar fordi enhver tilføring av varme ikke gir temperaturøkning men fordamping av væske. Når det er 100% væske vil isothermen følge en isoentalp når vi regner væska inkompressibel. Dette skyldes at enhver varmetilførsel ( $\Delta H$ ) i ei inkompressibel væske må gi temperaturøkning, ingenting kan tas opp som volumendring.

Den siste kurveskaren i  $\log p$ - $H$ -diagrammet er isoentropene som representerer konstant entropi. En reversibel adiabatisk prosess er isentropisk, isentropene representerer derfor reversible prosesser uten varmeoverføring. Prosessen 1–2 er eksempel på dette; kompressorens komprimering er tilnærmet isentropisk med energitilførsel lik arbeidet  $W_C$ .

På kurva er plottet inn målepunkter merket \* fra et virkelig forsøk med ei varmepumpe av vår type. Numeriske verdier for disse er vist i tabell 1.1.<sup>3</sup>

Referert til figurene 1.2 og 1.5 er nå:

**Punkt 1** gitt ved tilstanden til kjølemediet ved inngangen til kompressoren, dvs. der hvor  $20^\circ$ -isothermen krysser 3,0 bar-isobaren.

**Punkt 2** er utgangen av kompressoren og er gitt ved kryssing mellom  $58^\circ$ -isothermen og 10,5 bar-isobaren. Dette punktet kan også finnes ved å følge isentropen gjennom punkt

---

<sup>3</sup>For å skille mellom tid og temperatursymboler bruker vi her og i det følgende  $T$  for å indikere temperatur målt i  $^\circ\text{C}$  – normalt skal  $T$  brukes om absolutt temperatur målt i K(elvin).

Tabell 1.1: Typiske verdier for temperaturer og trykk i kjølemediet. Verdiene basert på målte verdier når varmepumpa er i arbeid. Merk at avleste verdier på trykkmålerne er relativt ytre lufttrykk, som vi antar er 1,0 atmosfære. For symbolene refereres til figur 1.5.

Parameter	Symbol	Verdi
Trykk fordamperside (“cold”)	$p_c$	2,0 bar + atmosfæretrykket = 3,0 bar
Trykk kondensatorside (“hot”)	$p_h$	9,5 bar + atmosfæretrykket = 10,5 bar
Temp. ved inngang kompressor	$T_1$	+20°
Temp. ved utgang kompressor	$T_2$	+58°
Temp. ved inngang ekspansjonsdyse	$T_3$	+24°
Temp. ved utgang ekspansjonsdyse	$T_4$	+1,5°
Temp. vannbeholder fordamperside	$T_c$	+2,6°
Temp. vannbeholder kondensatorside	$T_h$	+30,5°

1 til kryssing 10,5 bar-isobaren.

**Punkt 3** er inngangen til ekspansjonsdysen og er gitt ved kryssing mellom 24°-isotermen og 10,5 bar-isobaren.

**Punkt 4** finnes ved å følge isoentalpilinja gjennom 3 nedover inntil den krysser 3,0 bar-isobaren. I dette punktet skal også isotermen for den målte temperaturen +1,5° finnes, og vi ser at det stemmer rimelig bra. Deretter kan vi følge isobaren for 3 bar tilbake til punkt 1 og vi kan nå tegne opp syklusen ved å trekke rette linjer 2–3, 3–4 og 4–1 samt ei linje som går tilnærmet parallelt med isentropen fra 1 til 2.

## 1.2 Beregningsoppgaver

### 1.2.1 Virkningsgrad

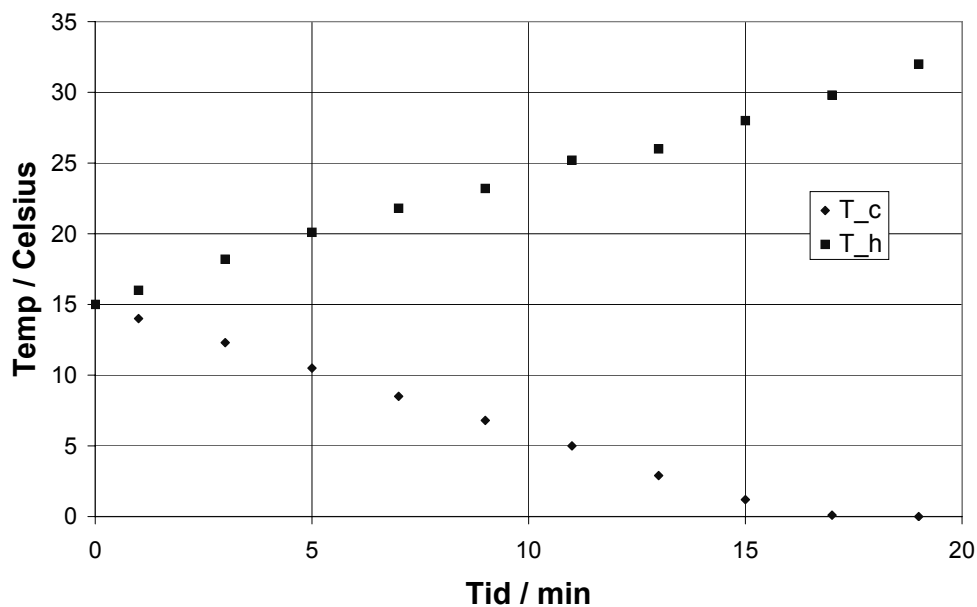
Ei lita varmepumpe av samme type som du skal bruke i eksperimentene i avsnitt 1.3 brukes til å pumpe varme mellom to beholdere, hver med 4,00 l vann. Temperaturutviklingen i beholderne over en periode på 15 minutter er vist i figur 1.6. I løpet av denne perioden trakk kompressoren en gjennomsnittseffekt på 200 W.

**1. Bestem virkningsgraden for pumpa s.f.a. temperaturforskjellen ( $T_h - T_c$ ) mellom vannbeholderne.** Finn verdi for 3-4 punkter. Neglisjer varmetap til omgivelsene. Oppgitt: Vannets varmekapasitet er 4,2 kJ/(kg K) og vannets massetetthet 1,00 kg/l rundt disse temperaturer.

**2. Bestem tilsvarende virkningsgrad for ei ideell Carnotvarmepumpe.**

### 1.2.2 Kretsløpsanalyse

**3. Tegn opp ei damptrykkurve for kjølemediet R134a basert på  $\log p$ - $H$ -diagrammet i figur 1.8 side 17. Ei damptrykkurve viser hva damptrykket er (i kPa) som**



Figur 1.6: Temperaturutvikling i henholdsvis varm ( $T_h$ ) og kald ( $T_c$ ) vannbøtte for ei varmepumpe, som funksjon av tida.

funksjon av temperaturen, når det er likevekt mellom damp og væske (mettet damp). Bruk fortrinnsvis enkeltlogaritmisk papir.

På varmepumpa er det blitt gjort målinger på kjølemediet som vist i tabell 1.1 (side 9). Temperaturene ble målt på overflata til kopperrørene som utgjør kretsløpet.<sup>4</sup>

4. Basert på måleverdiene i tabell 1.1 tegn arbeidssyklusen for pumpa inn på  $\log p$ - $H$ -diagrammet for R134a i figur 1.8.

5. Hvor i syklusen er det størst utveksling av energi?

6. Hvor mye energi blir tilført kjølemediet under kompresjonen?

7. Beregn virkningsgraden for varmepumpa når du antar at all energi som tilføres kompressoren går til å komprimere gassen. Sammenlikn resultatet med virkningsgraden beregnet i avsnitt 1.2.1 (målt verdi og teoretisk beregnet). Gi en forklaring på eventuelle forskjeller i de funne verdier.

8. Estimer massetransporten i kretsløpet i gram/minutt.

<sup>4</sup>Vi må anta at temperaturen i kjølemediet innenfor målepunktet er den samme som målt temperatur. Der hvor kjølemediet er flytende er denne antakelsen sannsynligvis brukbar, men der hvor kjølemediet er i gassform forventes et ikke-neglisjerbart temperaturfall fra kjølemediet til overflata av kopperrøret. Måleresultatene som er angitt i tabellen forventes derfor å være systematisk noe lave der hvor kjølemediet er i gassform.



# 1.3 Eksperimentelt

## 1.3.1 Apparatur

Følgende instrumenter inngår i oppstillingen:

- **Varmepumpe** Leybold Hereaus pT; 200 W, kjølevæske R134a.
- Rørepinne.
- Kjølevifte.

I den følgende forklaring vises til bildet i figur 1.7 (side 12).

Vi leser av følgende temperaturer på digitaltermometrene som er montert i panelet øverst: Før ( $T_1$ ) og etter ( $T_2$ ) kompressoren, før ( $T_3$ ) og etter ( $T_4$ ) ekspansjonsdysen og i vannbeholderne ( $T_c$ ,  $T_h$ ).

To manometre ( $p_c$  og  $p_h$ ) for trykkmåling er montert inn i systemet. Trykket i bar leses av på ytterste skala. Trykket er gitt i forhold til atmosfæretrykket som settes til 1,0 bar og atmosfæretrykket må legges til når vi skal plote trykket i entalpiediagrammet. Innenfor trykkskalaen på manometrene har vi temperaturskalaer som viser doggpunktet/kokepunktet for angjeldende trykk for forskjellige kjølemedier – vi må bruke skala som er merket R-134a, som er vårt kjølemedium.

Vannreservoarene (bøttene) står på svingbare hyller - de to spiralene inne i bøttene er vist ved hjelp av digital bildemanipulering. De to uttakene på sidene av enkelte bølter kan brukes i tilfelle vi ønsker å kjøre vann kontinuerlig. Bruk blå bøtte ved fordamperspole (FS), da vannet her blir kaldt; og rød bøtte ved kondensatorspole (KS), da vannet her blir varmt.

Filteret tar bort og kondenserer eventuelle gassrester i kjølemediet som nå er i væskeform. Under passasjen fra fordamper (FS) til kompressor varmes kjølemediet opp til omtrent romtemperatur før den ved fullført kretsløp går inn i kompressoren. Varmepumpa er koplet til nettet via et wattmeter som viser den elektriske effekten som sendes inn. I tillegg kan vi lese av tid, energiforbruk, strøm, spenning og kostnad.

Prosessen i varmpumpa reguleres av to kontrollsystemer:

1. Åpningen av ekspansjonsventilen blir styrt av temperaturforskjellen mellom temperaturen i kjølemediet ved inngang og utgang fra fordamperen. Kontrolleren er den tynne kveilen som dere ser på toppen av ekspansjonsventilen. Denne svært viktige kontrollfunksjonen sikrer at trykkfallet fra  $p_h$  til  $p_c$  blir riktig.
2. Trykket på kondensatorsiden blir overvåket av regulatoren slik at kompressoren slås av hvis trykket overstiger 16 bar. Hvis dette skjer vil dere ikke kunne starte kompressoren på nytt før trykket har falt til 9 bar. *Fra damptrykkkurva i figur 1.5 ser vi at damptrykket vil være ca. 16 bar ved ca.  $+50^\circ\text{C}$  på kondensatorsiden. Vi kan lett oppnå denne temperaturen hvis vi kjører varmpumpa for lenge eller uten vann i beholderen på kondensatorsiden. Dette bør vi unngå under eksperimentet.*



Figur 1.7: Varmepumpa. FS = fordamperspole, KS = kondensatorspole. De øvrige symboler er forklart i teksten.

### 1.3.2 Innledende observasjoner

Svar på følgende spørsmål før du slår på varmepumpa første gangen:

1. Hvilket trykk forventer du at det skal være i kretsløpet før kompressoren starter? - På kondensatorsida, enn på fordampersida? Baser svaret på  $\log p$ - $H$ -diagrammet i figur 1.8 eller kurva du tegnet i oppgave 3 i avsnitt 1.2.2.
2. Les av trykket på manometrene og sjekk ditt svar.
3. Er kjølemiddelet i væske eller dampform?
4. Sjekk om manometrenes temperaturskala for R-134a stemmer med damptrykkkurva du har funnet i oppgave 3 i avsnitt 1.2.2.

### 1.3.3 Målinger

1. Fyll vann med temperatur rundt  $15^{\circ}\text{C}$  i begge bøtter og start pumpa når dere er klar til å begynne målingene. Mål volumet av vann du fyller opp.  
*Rør meget godt i bøttene under kjøringen – spesielt i den kalde bøtta hvor det lett kan danne seg is nær spiralen. NB! Hvis dere rører godt vil dere kunne få temperaturer under  $0^{\circ}\text{C}$  i den kalde bøtta, vannet er da underkjølt og straks røringen stopper vil vannet fryse.*
2. Mål temperaturen i bøttene med 2 minutters mellomrom i minst 20 minutter. Samtidig som bøttetemperaturen  $T_c$  og  $T_h$  måles, mål også temperaturene på rørene før og etter kompressor ( $T_1$  og  $T_2$ ), før og etter ventil ( $T_3$  og  $T_4$ ), manometerverdiene  $p_c$  og  $p_h$  og den elektriske effekten  $P$  i watt. Plott temperaturutviklingen i de to bøttene i samme graf omlag som grafen i figur 1.6.
3. Beregn teoretisk virkningsgrad  $\eta_C(\Delta T)$  (for en Carnotprosess) og eksperimentell virkningsgrad  $\eta(\Delta T)$  etter 2, 10, og 22 minutter fra start. Fra likning (1-5) (her må temperatur selvsagt angis i kelvin!)

$$\eta_C = \frac{T_h}{T_h - T_c} = \frac{T_h}{\Delta T}. \quad (1-8)$$

Eksperimentelt virkningsgrad fra likning (1-4):

$$\eta = \frac{Q_2}{W_C} = \frac{c m_h \Delta T_h}{P \cdot t}, \quad (1-9)$$

hvor  $c$  er spesifikk varmekapasitet for vann ( $4,18 \text{ kJ}/(\text{kg K})$ ),  $m_h$  er massen av vannet i den varme bøtta,  $\Delta T_h$  er temperaturøkningen i den varme bøtta,  $P$  er den elektriske effekten inn til kompressoren og  $t$  er tida som er forløpt.

4. Tegn syklusen inn i det vedlagte  $\log p$ - $H$ -diagrammet med verdiene etter 10 minutter.  
Bestem  $\eta$  fra forholdet mellom kondensasjonsvarme og tilført energi slik det fremkommer på ditt  $\log p$ - $H$ -diagram (Tips: Se figur 1.4 og likning (1-4)).

Dere vil ventelig få en virkningsgrad som er vesentlig høyere enn den som er målt ovenfor, kan du gi en forklaring på dette?

5. Hvordan ser kretsprosessen ut ved start når de to temperaturene er tilnærmet like?
6. Kjør varmepumpa i luft (forsiktig). Bruk vifte på kondensatorspiralen. Følg med trykket på høytrykksida og slå av ved 14 bar.

### 1.3.4 Diskusjon

- Hva er fordampingsvarmen for kjølemediet ved 0 °C og ved 40 °C?
- Hva er kondensasjonsvarmen for kjølemediet ved de samme temperaturer?
- Vurder muligheten av å vinne energi fra lufta med denne varmepumpa.

### 1.3.5 Avslutning

- Slå av varmepumpa, tøm vann fra bøttene, sett dem på plass og tørk opp eventuelt vannsøl.
- Lever journalen til laboratorielæreren for godkjenning.

## 1.4 Tillegg: Krav til og klassifikasjon av kjølevæsker

### Krav til kjølemedier:

- Ved romtemperatur skal damptrykket være 2–6 atm. dvs. kokepunktet skal ligge rundt romtemperatur for noen få atmosfæres trykk. Vann,  $H_2O$ , er derfor ubrukelig da damptrykket er 24 mmHg (3,2 kPa eller 0,032 atmosfærer) ved romtemperatur.
- Høy fordampingsvarme.
- Ikke miljøskadelig.

Det finnes mange medier som oppfyller de to første av disse kravene.

R-717 (Ammoniakk –  $NH_3$ ) er egentlig svært optimalt ut i forhold til de første kravene og ble brukt i de første kjølesystemer. Dessverre er ammoniakk giftig og etsende slik at etter noen ulykker ble den forbudt i private anlegg. I industriell kjølesammenheng er fremdeles ammoniakk i bruk.

Freongassene R-12 og R-22 tok deretter over som kjølemedium i mange år og alle var fornøyde inntil man oppdaget at disse gassene ødelegger atmosfærens ozon. I de senere

år er det blitt utviklet flere nye kjølemedia som er vesentlig mindre aggressive. Blant disse er R-134a ( $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ ) som vi skal bruke i denne oppgaven.

Tabell 1.2 viser egenskapene til noen kjølemedia. R-407c og R-410a er mest brukt i luft-luft varmepumper i Norge i dag. R-134a er litt dårligere som kjølemedium på grunn av høyere kokepunkt og lavere damptrykk og brukes til formål med midlere kjølekrav som kjøleskap, luftkondisjoneringer i biler etc. R-22 og R-12 er som nevnt ikke lenger tillatt brukt.

Tabell 1.2: De viktigste egenskapene til noen kjølemedia. Blanding betyr at flere kjølemedia er benyttet, f.eks. er R-410a sammensatt av like deler R-32 ( $\text{CH}_2\text{F}_2$ ) og R-125 ( $\text{C}_2\text{F}_5\text{H}$ ).

Navn	Kjemisk formel	Kokepkt ( $^{\circ}\text{C}$ ) v/ 1 atm	Væske: Varmekap. (kJ/(kg K))	Damp: Varmekap. (kJ/(kg K))	Damptrykk (kPa) v/ 25 $^{\circ}\text{C}$	Ford.varme (kJ/kg) (v/ k.p.)
R-134a	$\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$	-26,5	1,42	0,854	662	215
R-407c	(blanding)	-43,6	1,54	0,83	1174	
R-410a	(blanding)	-51,5	1,84	0,83	1653	
R-22	$\text{CHClF}_2$	-40,8	1,24	0,657	1043	
R-12	$\text{CCl}_2\text{F}_2$	-21,6	0,97	0,617	652	
Propan	$\text{C}_3\text{H}_8$	-42		1,68	950	431
Ammoniakk	$\text{NH}_3$	-33	2,1	2,06	1001	1368
Karbon- dioksyd	$\text{CO}_2$	-78 (sublim.)	0,83	0,84	6400	573
Vann	$\text{H}_2\text{O}$	+100	4,2	1,89	3,17	2257
Propan	$\text{C}_3\text{H}_8$	-42		1,68	950	431

### Klassifikasjon av kjølemedier:

Kjølevæsker består av karbonforbindelser ved et ulike antall C-atomer og med hydrogen (H), freon (F), klor (Cl) eller bor (B) på sidegreinene (noen unntak, bl.a.  $\text{NH}_3$  og  $\text{CO}_2$ ). For ikke-sykliske C-kjeder er totalt antall sidegreiner lik (antall C  $\times$  2 + 2). Dette må da være lik summen av antall H,F,Cl og B-atomer.

Væskene klassifiseres etter en kodebetegnelser gitt av en internasjonal standard ISO/TC86-WG-1. Koden har formen:

$$\text{RC-}xyz \text{ Bu,}$$

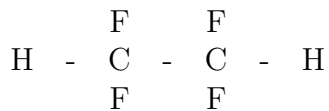
der

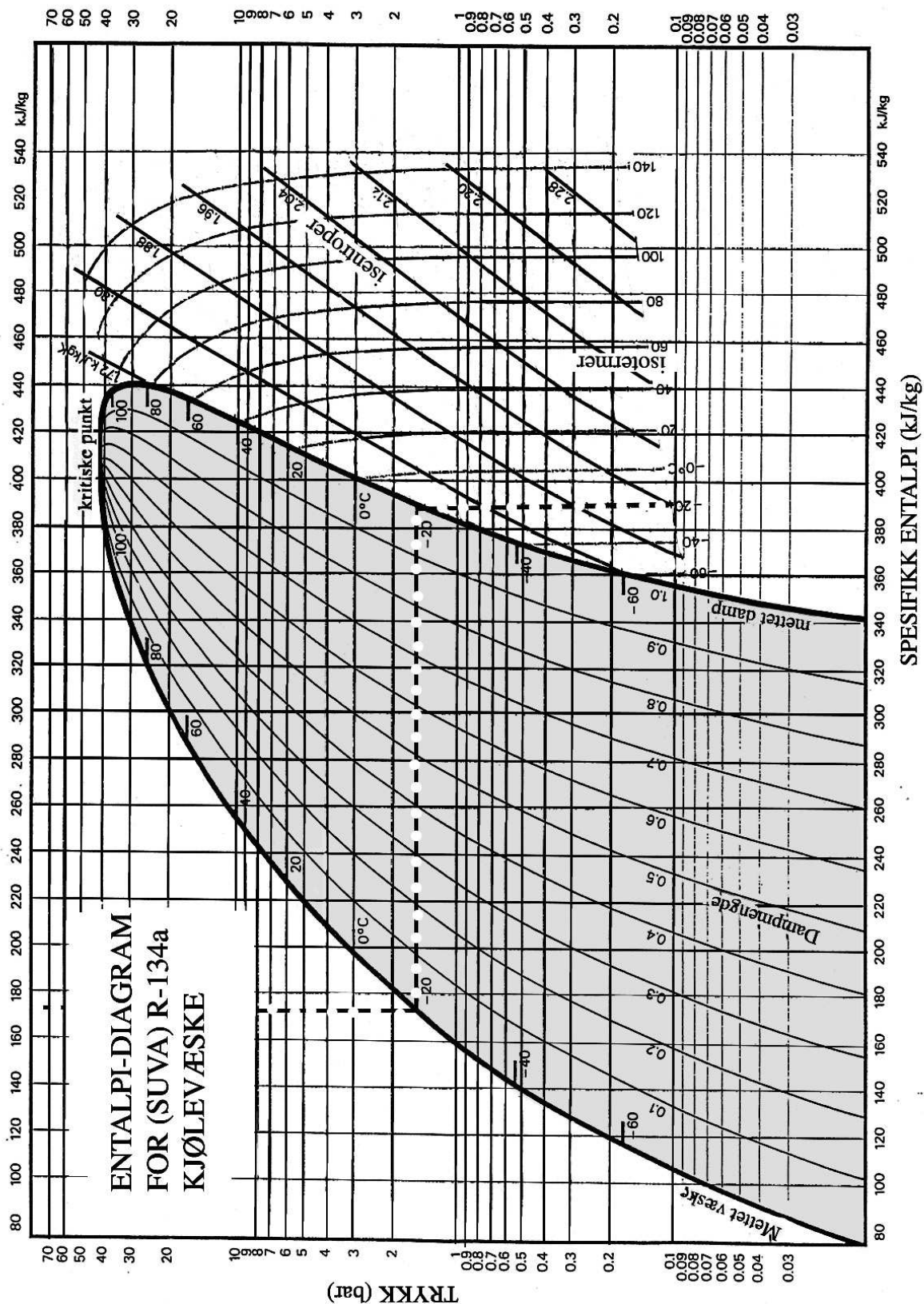
- R betegner at forbindelsen er kjølevæske,
- C betegner at forbindelsen er syklisk (C droppes for ikke-sykliske forbindelser),
- $x$  betegner (antall C-atomer - 1) i formelen (når  $x = 0$  droppes  $x$  fra koden),
- $y$  betegner (antall H-atomer + 1) i formelen,
- $z$  betegner antall F-atomer i formelen,

- B betegner at forbindelsen inneholder B-atomer der  $u$  betegner antall B-atomer (når  $u=0$  droppes Bu fra koden),
- antall Cl-atomer i den kjemiske formelen kan finnes ved at summen av antall (H, F, Cl og B)-atomer er lik totalt mulige sidegreiner i C-kjeden.

**Eksempel:** R134a:

Ikke-syklisk,  $(1+1)=2$  C-atomer,  $(3-1)=2$  H-atomer og 4 F-atomer. Mulige sidekjeder er  $2 \times 2 + 2 = 6$  som er brukt opp av H og F slik at det er ingen Cl eller B-atomer. Kjemisk formel:





Figur 1.8: Det kommersielle  $\log p$ - $H$ -diagram for R-134a kjølevæske. Diagrammet er litt forenkla ved at vi har fjerna et kurvesett (isokorene) som er uaktuelt i denne oppgaven. I tillegg er halvparten av isentropene fjerna.





# Kapittel 2

## ATOMENES LINJESPEKTRUM

### Mål

Du skal i denne laboratorieoppgaven

- tilegne deg kunnskap om bruk av gitterdiffraksjon til å bestemme bølgelengden til optiske spektrallinjer.
- måle bølgelengden til noen av spektrallinjene i balmerserien fra hydrogenatomet ved hjelp av gitterspektrometer
- analysere målefeil for gitterspektrometeret
- utvikle begrepsmessige relasjoner mellom begrepene diffraksjon, emisjonspektrum, spektrallinjer, gitterkonstant, interferens og kvantisering av elektronenergi.

## 2.1 Teoretisk bakgrunn

### 2.1.1 Fotoelektrisk effekt

På slutten av 1800-tallet og begynnelsen av 1900-tallet, kom det til syne en rekke eksperimentelle resultater som ikke lot seg forklare ved hjelp av den klassiske fysikken. Den mest spektakulære uoverensstemmelsen kom i forbindelse med beskrivelsen av elektromagnetisk stråling fra legemer som varmes opp.

For å forklare dette, introduserte Max Planck en ny strålingslov med idéen om at slik stråling sendes ut i små energipakker eller “kvant”. Stråling med en viss frekvens  $\nu$  kunne altså bare ha visse energier  $E$

$$E = 0, h\nu, 2h\nu, 3h\nu, \dots, \quad (2-1)$$

der  $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$  Js er Plancks konstant.

Einstein benyttet denne idéen da han senere forklarte den *fotoelektriske effekt*. En effekt som går ut på at lys som faller inn mot en metallplate, kan slå ut elektroner og dermed gi opphav til en elektrisk strøm i en krets. Likevel er det slik at kun lys over en viss frekvens kan bidra. Under denne sperrefrekvensen  $\nu_0$  skjer det ingenting, uavhengig av intensiteten på lyset, noe som ikke kan forklares med klassisk fysikk.

Antagelsen til Einstein var at ett elektron bare kunne bli truffet av ett lyskvant eller foton. Sannsynligheten for at to fotoner traff ett elektron samtidig var forsvinnende liten. For at et elektron skulle kunne rive seg løs, måtte den kinetiske energien til elektronet  $E_{\text{kin}}$  etter sammenstøtet være større enn null, og energien til fotonet måtte derfor være større enn den potensielle energien  $W$  som bandt elektronet fast til atomkjernen. Altså er

$$E_{\text{kin}} = h\nu - W , \quad (2-2)$$

som gir sperrefrekvensen  $\nu_0 = W/h$ .

For denne teorien fikk Einstein Nobelprisen i fysikk i 1921.

### 2.1.2 Hydrogenatomet

I det forrige avsnittet så vi hvordan et foton kunne *eksitere* et elektron så mye at det løsrev seg fra en metallplate. Fotonet overførte da all sin energi til elektronet og ble selv tilintetgjort. Siden fotonet kan tilintetgjøres må det også kunne skapes.

Vi har tidligere lært at elektroner er bundet til en atomkjerne i ulike energinivåer eller bånd. Desto nærmere elektronene befinner seg kjernen, desto mer er de bundet. For at et elektron skal eksiteres til en mindre bundet tilstand, må altså elektronet få tilført energi slik at det blir eksitert. I den fotoelektriske effekten var vi avhengig av at elektronet løsrev seg totalt, og vi trengte derfor høyfrekvent lys.

For mindre energirike fotoner kan elektronet i hydrogenatomet eksiteres opp et helt antall energinivåer og fortsatt være bundet til kjernen. Når elektronet faller tilbake til en lavere energitilstand, sendes overskuddsenergien ut i form av et foton med bølgelengde  $\lambda$ ,

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = E_b - E_s . \quad (2-3)$$

For atomer med mange elektroner vil det bli et utall forskjellige bølgelengder for de ulike fotonene som sendes ut, og det totale spekteret for den utsendte strålingen vil se kontinuerlig ut. Hydrogenatomet har derimot bare ett elektron og fordelingen av bølgelengder er derfor svært oversiktlig.

Før vi går inn på energinivåene i hydrogen, skal vi se på den generelle Schrödingerligningen for en partikkel. Vi har at energien til en partikkel består av kinetisk energi  $T$  og potensiell energi  $V$ . Totalenergien blir da

$$H = T + V . \quad (2-4)$$

I kvantemekanikken opptrer en dual beskrivelse av materien slik at vi beskriver en partikkel ved hjelp av en bølgefunksjon  $\Psi(\vec{r}, t)$  i tid og rom. Tidsavhengigheten til  $\Psi$  gir

Schrödingerligningen

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right) \Psi = \hat{H} \Psi . \quad (2-5)$$

Vi bruker her  $\hbar = h/2\pi$ ,  $\hat{H}$  som kalles Hamiltonoperatoren og  $V$  som er potensialet til partikkelen.

Hydrogenatomet er stabilt og den stasjonære Schrödingerligningen gir oss egenverdiene for energien til elektronet

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} \right) \psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) . \quad (2-6)$$

Det siste leddet i Hamilton-operatoren kommer fra det kulesymmetriske Coloumbpotensialet fra protonet i kjernen. Det er det som binder elektronet til kjernen.

Energitilstandene  $E$  som vi er på jakt etter er verdien til de bundne egenverdiene i (2-6). Vi kan løse denne ligningen ved å separere  $\psi$  i en radial og en kulesymmetrisk del slik at

$$\psi_{n,l,m}(\vec{r}) = R_{n,l}(r) Y_{l,m}(\vartheta, \phi) , \quad (2-7)$$

der  $n, l$ , og  $m$  kalles kvantetall.

Siden potensialet som binder elektronet bare er avhengig av avstanden  $r$  fra atomkjernen, kan vi finne energitilstandene kun ved hjelp av radialdelen  $R_{n,l}(r)$ . Vi skriver differensialoperatoren  $\nabla$  i polarkoordinater og får

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} r + V_l^{\text{eff}} \right) R_{n,l}(r) = E_n R_{n,l}(r) . \quad (2-8)$$

Det effektive potensialet  $V_l^{\text{eff}}$  består, i tillegg til Coloumbpotensialet, av et ledd som er avhengig av dreieimpulsen  $\vec{L}$ . Det effektive potensialet blir da

$$V_l^{\text{eff}} = \frac{\hat{L}^2}{2m_e r^2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_e r^2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} . \quad (2-9)$$

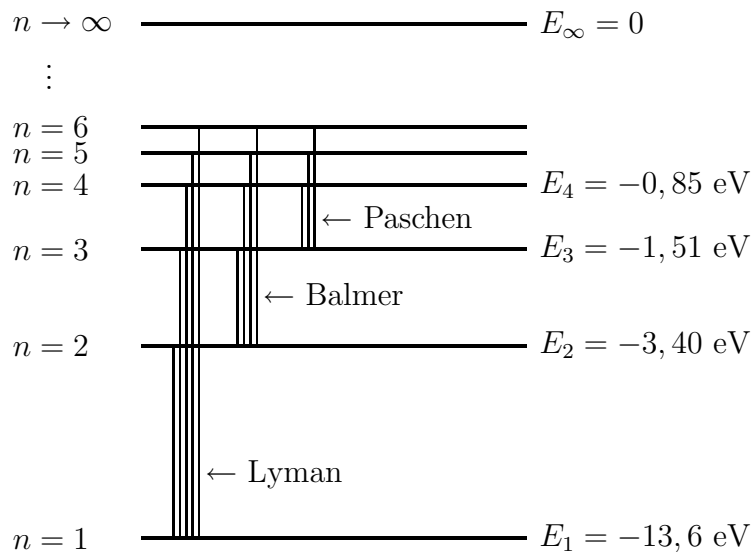
Løsning av ligning (2-8) gir, for bundne tilstander

$$E_n = - \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \frac{m_e}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} , \quad (2-10)$$

hvor  $n = 1, 2, 3 \dots$  er det såkalte hovedkvantetallet som nummererer de mulige bundne energitilstandene fra grunntilstanden  $E_1$  og oppover.

Som du ser av (2-10), er energinivåene til hydrogenatomet kun avhengig av ett kvantetall siden kvantiseringen av dreiemomentet er degenerert på grunn av Coloumbpotensialets kulesymmetri. Emisjonsspektret fra hydrogen blir derfor svært enkelt. Når slutttilstanden idet elektronet har deeksitert tilsvarende energien  $E_2$ , vil vi kunne observere spektrallinjene visuelt. Dette kalles balmer-serien og er illustrert i figur 2.1. Hvis slutttilstanden til et deeksitert elektron er lavere enn  $E_2$ , det vil si  $E_1$ , er frekvensen til det emitterte fotonet for høy til at vi kan se det. Lyset som sendes ut er da i det ultrafiolette området. Er slutttilstanden høyere enn  $E_2$  vil spektrallinjene være i det infrarøde området. Disse er også usynlige for våre øyne.

Til slutt kan man nevne at emisjonsspektre blir mye anvendt i teknologi og industri siden disse gir en god og nøyaktig måte å identifisere stoffer på.



Figur 2.1: Diagram over elektronenerginivåene for hydrogenatomet.

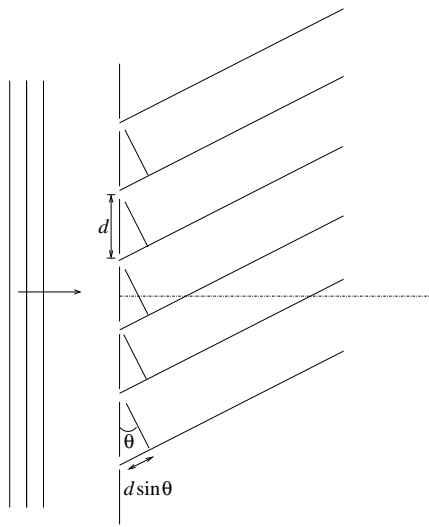
## 2.2 Metoder

### 2.2.1 Gitterdiffraksjon

I dette eksperimentet skal vi benytte oss av gitterdiffraksjon til å observere linjespektret fra en balmerlampe. Gassen i balmerlampen består av ionisert vanndamp, og ved hjelp av denne kan vi få fram emisjonsspektret fra atomære overganger i hydrogenatomer.

Dersom vi sender monokromatisk lys inn mot en enkelt spalt, vil lyset avbøyes av kantene til spalten. Dette fenomenet kaller vi diffraksjon. Diffraksjon betegnes som Fresneldiffraksjon eller Fraunhoferdiffraksjon avhengig av hvor stor avstanden er mellom lyskilde, diffraksjonsobjekt og observasjonsskjermer. I denne oppgaven bruker vi linser til å gjøre avstandene mellom lyskilde og diffraksjonsobjekt og mellom diffraksjonsobjekt og observasjonsobjekt uendelige lange, slik at vi har å gjøre med Fraunhoferdiffraksjon (fjernfeltsdiffraksjon), som er lettest å beskrive matematisk.

Dersom lyset fra lyskilden sendes inn mot et gitter, som består av et stort antall spalter med lik spalteavstand  $d$  mellom spaltene, som illustrert i figur 2.2, vil diffraksjonsmønsteret fra hver av spaltene overlappe og gi interferens. Interferensmønsteret består av lysmaksima som vi kan observere på en observasjonsskjermer. Disse vil komme i bestemte avstander både til høyre og venstre for midtpunktet på skjermen (om lyset faller vinkelrett inn mot gitteret, som vist i figur 2.2) og skyldes konstruktiv interferens mellom bølgene som diffraktes i hver av spaltene. Mellom maksimaene vil det være nullpunkt eller minima i intensitetsfordelingen, som skyldes destruktiv interferens. Betingelsen for konstruktiv interferens er at forskjellen i veilengde for bølgene fra de ulike spaltene er lik et helt antall bølgelengder.



Figur 2.2: Gitterdiffraksjon av en planbølge.

Vi får da følgende uttrykk for konstruktiv interferens

$$d \sin \theta_m = m\lambda \quad \text{med} \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (2-11)$$

hvor vi følgelig ser lysmaksima av  $m$ te orden under en vinkel  $\theta_m$  i forhold til lysets innfallsakse mot gitteret med 0-te ordens maksimum ved  $\theta_m = 0$ . Måling av avbøyningsvinkelen til koherente lysstråler som passerer et gitter med kjent gitterkonstant, er en klassisk målemetode for indirekte bestemmelse av bølgelengde til spektrallinjene fra kilden.

## 2.2.2 Analyse av gitterdiffraksjonseksperimentet

Nøyaktigheten i bestemmelsen av  $\lambda$  fra ligning (2-11) avhenger både av nøyaktigheten i i bestemmelsen av gitterkonstanten  $d$  og avbøyningsvinkelen  $\theta_m$ .

Ifølge Gauss feilforplantningslov<sup>1</sup> og ligning (2-11) blir målefeilen som forplantes til den beregnede verdien av bølgelengden  $\lambda$  fra målefeilen  $\Delta d$  i  $d$  og  $\Delta \theta_m$  i  $\theta_m$  lik

$$\frac{\Delta \lambda_m}{\lambda_m} = \sqrt{\left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2 + (\Delta \theta_m \cot \theta_m)^2}. \quad (2-12)$$

De primære målefeilene  $\Delta d$  og  $\Delta \theta_m$  er uavhengig av  $m$ , men  $\Delta \lambda_m$  er avhengig av  $m$  siden  $\cot \theta_m$  avtar med stigende  $m$ . Dermed vil også  $\Delta \lambda_m$  avta med stigende  $m$ . Det er da naturlig å gi målinger av høyere ordens spektrallinjer mer vekt siden disse har mindre relativ usikkerhet. Et slikt veiet gjennomsnitt av  $\lambda_m$ -verdier er gitt ved

$$\langle \lambda \rangle = \frac{\sum w_m \lambda_m}{\sum w_m}. \quad (2-13)$$

Ut fra statistiske metoder ved betraktning av standardavvik, er en god vektfunksjon gitt ved

$$w_m = \frac{1}{(\Delta \lambda_m)^2}, \quad (2-14)$$

---

<sup>1</sup>  $\Delta \lambda_m = \sqrt{\left(\frac{\partial \lambda_m}{\partial d} \cdot \Delta d\right)^2 + \left(\frac{\partial \lambda_m}{\partial \theta} \cdot \Delta \theta\right)^2}$

som er lett å finne når  $\Delta\lambda_m$  er kjent.

## 2.3 Beregningsoppgaver

### 2.3.1 Spektrallinjene i balmerserien

Ligning (2-10) gir en kvantemekanisk modell for energitilstandene i hydrogenatomet.

Utledd et uttrykk for bølgelengen til spektrallinjene i balmerserien fra modellen.

Beregn bølgelengden til de tre første spektrallinjene i balmerserien.

Hvilke farger har disse linjene?

Hvilke farger tror du det er på den 4. og 5. linjen?

### 2.3.2 Avbøyningsvinkler

I eksperimentet skal vi bruke et gitter med 300 linjer/mm, det vil si  $d = 3,333 \mu\text{m}$ .

Er gitterkonstanten til gitteret av hensiktsmessig størrelsesorden for å analysere spektrallinjer i balmerserien? (Begrunn svaret!)

Beregn avbøyningsvinklene for dette gitteret for orden 1, 2 og 3 for de tre første linjene i balmerserien ( $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  og  $H_\gamma$ ).

### 2.3.3 Hydrogenspekteret

Tegn linjene som funksjon av forventet avbøyningsvinkel, og angi forventet farge og bølgelengde.

### 2.3.4 Målefeil i bølgelengden

Anta at  $1/d = 300 \pm 3$  linjer/mm og  $\Delta\theta = 1,5'$  (bueminutter).

Utledd uttrykket (2-12) fra Gauss feilforplantningslov.

Estimer  $\Delta\lambda_m$  og vektallene  $w_m$  for orden  $m = 1, 2, 3$  for de tre laveste spektrallinjene i balmerserien.

## 2.4 Eksperimentelt

### 2.4.1 Apparatur

Følgende instrumenter inngår i oppstillingen:

- **Balmerlampe** Leybold 451-13.
- **Gitter** Pasco SE-9359 (kopi), linjetetthet  $1/d = 300 \pm 3$  linjer/mm; sliping: asymmetrisk intensitet.
- **Goniometer** Precision Tools and Instruments 2302, avlesningsfeil i gradbue  $\pm 15''$  (buesekunder).

Balmerlampen gir lys fra atomære overganger uten nevneverdig forstyrrelser fra overganger i molekylært hydrogen. Lamperøret er fylt med vanndamp og en spenningsdrevet gassutladning i et kapillærrør spalter vannmolekylene i H og OH. Det blir da en konsentrasjon av H atomer i kapillærrøret som emitterer stråling.

**MERK:** Balmerlampen må varmes opp i 10 til 15 minutter for å gi et stabilt spektrum. Etter at lampen er slukket, må den avkjøles før den tennes igjen. Unngå å ta på lampen siden det vil sette igjen fettflekker.

Gitteret vi bruker er slipt asymmetrisk slik at ene siden av 0-te orden maksimum får sterkere diffraksjonstopper. Bruk den sterke siden til målingene. Pass på at gitteret står loddrett på kollimatorens optiske akse, hvis ikke blir avbøyningsvinklene til  $m$ -te ordens maksimum forskjellig på hver side av 0-te ordens maksimum.

**MERK: Ikke ta på gitterets overflate med fingrene!** Ta alltid på sidene av glasset når du plasserer gitteret i holderen.

Goniometeret består av

- kollimator
- plattform
- kikkert

**Kollimatoren** har en lysspalte med justerbar bredde som vender mot balmerlampen og en linse i den andre enden mot gitteret. Avstanden mellom spalten og linsen kan reguleres med en reguleringsskrue. Bredden på spalten bør være så smal som mulig. Juster denne under oppsettet av apparaturen.

**Plattformen** er utstyrt med en festeanordning for gitteret som justeres slik at gitteret står vinkelrett på lysstrålen fra kollimatoren.

**Kikkerten** har en linse som vender mot gitteret og en linse som vender mot øyet (okularet). Juster kikkerten slik at spektrallinjene blir godt fokusert. Det er i tillegg montert på en dreibar plate med avlesning for vinkelutslag. Denne skal brukes til å finne  $\theta_m$  for de ulike spektrallinjene.



Figur 2.3: Fotografi av apparatoppsettet slik det er i laboratoriet.

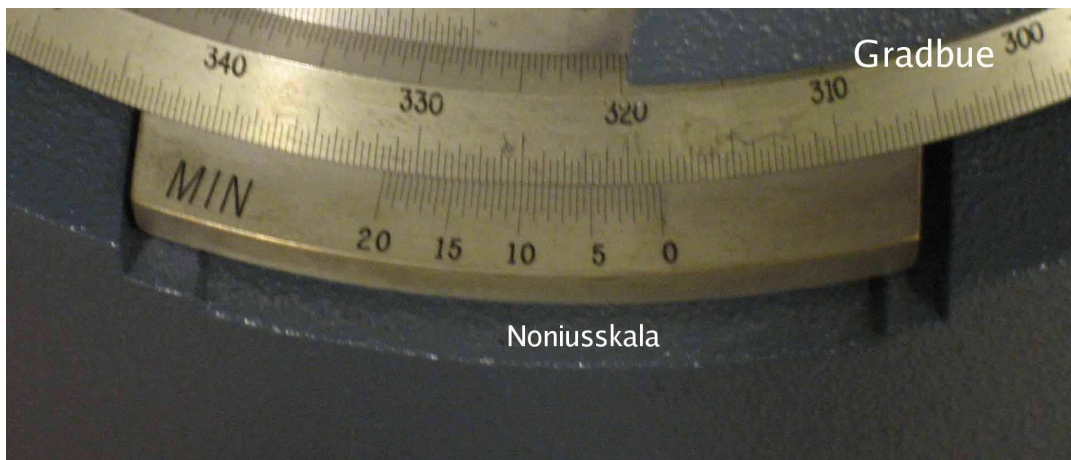
## 2.4.2 Klargjøring av apparatur

Klargjør apparaturen slik

- Slå på balmerlampen.
- Sjekk at gitteret ikke står i gitterholderen.
- Juster okularet slik at trådkorset vises skarpt.
- Plasser balmerlampen helt inntil spalteåpningen på kollimatoren slik at den blir jevnt belyst.
- Drei kikkerten slik at du ser spalteåpningen, og fokuser på denne. Juster åpningen til spalten til du ser det 0-te ordens maksima skarpt og tydelig. Denne har samme farge som den du ser direkte fra lampen. Reduser åpningen så mye som mulig. Juster plasseringen av balmerlampen slik at den linjen du ser i kikkerten er så sterk som mulig.
- Les av kikkertposisjonen på gradbuen.
- Plasser gitteret i gitterholderen normalt på kollimatoren. Sjekk dette visuelt.
- Finn andre ordens maksimum på hver side av 0-te ordens maksimum for den grønne spektrallinjen. Finn middelet av de avleste avbøyningsvinklene og sjekk om den avlesningen du hadde for 0-te ordens maksimum er korrekt. Hvis avviket er stort, må du justere gitterholderen.

**MERK:**  $H_{\gamma}$ -linjen (den blå) fra lampen er splittet opp i en sterk og en svak linje. Bruk den sterke. Hvis lampen er veldig varm, kan det noen ganger observeres en gul linje. Dette er en Na-linje fra glasset i lampen.





Figur 2.4: Avlesningen av avbøyningsvinkel gjøres på gradbuen. Tallene angir grader, og hver grad er delt opp i tre mindre avsatser som hver er på 20 bueminutter. En grad består altså av 60 bueminutter. I tillegg er det en noniusskala som angir avlesningen til en nøyaktighet på 30 buesekunder. Denne brukes på samme måte som noniusskalaen på et skyvelære

### 2.4.3 Bølgelengden til spektrallinjene i balmerserien

Du skal nå etterprøve eksperimentelt resultatene fra beregningsoppgavene du gjorde på seminaret.

#### Beregning av bølgelengde

- Mål nøyaktig avbøyningsvinklene for de tre første spektrallinjene til 1., 2. og 3. orden. Observer fargene på linjene.
- Anslå avlesningsfeilen på buegradsskalaen.

Beregn bølgelengdene og estimer målefeilen i bølgelengdebestemmelsen.

Beregn veiet gjennomsnitt av bølgelengdene bestemt for forskjellig orden av hver spektrallinje.

Sammeln med de beregnede resultatene fra forhåndsoppgavene.

Antyd i et elektrondigram hvilke overganger du har undersøkt.

Sett opp et diagram over de observerte spektrallinjene som funksjon av avbøyningsvinkel og angi bølgelengde og farge for hver av dem.

Kommenter overensstemmelsen mellom forventet og observert spektrum. Sammenlign med tabellverdier.

### 2.4.4 Diffraksjon av hvitt lys

Bytt ut balmerlampen med en glødelampe, og observer spektret.

Forklar forskjellene mellom dette spektret og det som kom fra balmerlampen.

Hva forteller spektret fra glødelampen deg om energitilstandene til elektronene i glødetråden?

### 2.4.5 Spørsmål og diskusjon

- Sammenlign måleresultatene fra de forskjellige teamene i gruppa.
- Diskuter feilkildene i eksperimentet, og sammenlign målefeilestimatene.
- Sammenlign måleresultatene med klassiske og kvantemekaniske forestillinger.

### 2.4.6 Avslutning

- Slå av balmerlampen.
- Sett gitteret tilbake.
- Lever journalen til laboratorielæreren for godkjenning.

# Bibliografi

- [1] E. Lillestøl, A. Hunderi og J.R. Lien, 2001 *Generell fysikk for universiteter og høgskoler. Bind 2: varmelære og elektrisitetslære*, Universitetsforlaget.
- [2] M. Alonso and E.J. Finn, 1992 *Physics*, Addison Wesley.
- [3] P.C. Hemmer, 2002 *Termisk fysikk*, Tapir.
- [4] G.L. Squires, 1985, *Practical Physics*, Cambridge University Press, Cambridge.
- [5] Nyttige nettsteder ang. varmepumper:  
<http://www.novap.no/flash>  
<http://www.energy.sintef.no/publ/xergi/99/4/art-4.htm>  
[http://www.ntnu.no/gemini/2001-04/10\\_13.htm](http://www.ntnu.no/gemini/2001-04/10_13.htm)  
<http://www.spareenergi.no/varmepumpe.htm> (mange videre linker)