This is a Very Important Title!

Person McSomething
(Dated: November 22, 2021)

This abstract is abstract.

If you want to learn more about using LaTeX, you should check UiO's official tutorials: https://www.mn.uio.no/ifi/tjenester/it/hjelp/latex/

If you are familiar with LaTeX and you want to learn more about the REVTeX4-1 document class, check: http://www.physics.csbsju.edu/370/papers/Journal_Style_Manuals/auguide4-1.pdf

I. INTRODUKSON

II. MAL JEG MÅ ENDRE PÅ

Vi starter med et 2×2 gitter og skal regne dette analytisk slik at vi kan gjøre en sammenlikning med vårt numeriske resultat. Vi ser at hver kombinasjon av ett spinn opp vil være en rotert versjon av de andre kombinasjonene av ett spinn opp. Den samme rotasjonsegenskapen ser vi med tre spinn opp, siden det også bare er ett spinn ned. Med to spinn opp derimot, ser vi at vi får flere kombinasjoner. Vi har igjen fire roterte versjoner hvor spinn opp-partiklene er ved siden av hverandre, men også to hvor de er diagonale til hverandre. For å finne energien vil vi trenge

$$E(s) = -J \sum_{<kl>}^{N} s_k \cdot s_l$$

Hvor $< kl >$ betyr at vi går over alle partiklene uten å telle interaksjonen mellom partiklene to ganger. s_l og s_k vil også være nabopartikler i gitteret. Vi vil i alle forsøkene, også utenfor 2×2 eksempelet anta periodiske grensebetingelser. Det vil si at vi antar at i hver ende vil nabopartikelen være den motsatte enden. Man kan tenke seg at i én dimensjon så vil partiklene være i en sirkel hvor endene møtes.

Vi skal også regne det magnetiske feltet gitt ved

$$M(\mathbf{s}) = \sum_i s_i$$

III. TEORI

Vi skal regne for tilstander $\mathbf{s}$ gitt som et 2D $L \times L$ gitter med partikler s_i som enten kan ha tilstanden spinn opp eller spinn ned. Vi setter at dersom s_i har tilstanden spinn opp så er $s_i = +1$ og hvis s_i har spinn ned er $s_i = -1$. Vi vil bruke periodiske grensebetingelser slik at naboen til s_1 som er lengst til venstre vil har s_L som er lengst til høyre som sin venstre nabo. Det samme gjelder da lodrett, så den øverste spinnet vil ha den nederste parikkelen som sin nabo. I dette forsøket antar vi at ved å bruke Hamiltonianeren på en slik state gir energien

$$E(\mathbf{s}) = -J \sum_{\langle kl \rangle}^{N} s_k s_l$$

hvor $\langle kl \rangle$ betyr at den går gjennom det energien mellom hvert spinn og deres naboer én gang og teller ikke dette to ganger. J vil være koblingskonstant. $N = L^2$ altså størrelsen av $\mathbf{s}$ slik at vi går gjennom hele matrisen.

Vi har også energien per spin ϵ gitt ved

$$\epsilon(\mathbf{s}) = \frac{E(\mathbf{s})}{N}$$

som vi må bruke når vi skal sammenligne matriser av ulike størrelser.

Vi trenger også magnetisaseringen gitt ved

$$M(\mathbf{s}) = \sum_i^N s_i$$

så vi da får en magnetisasjon per spin som

$$m(\mathbf{s}) = \frac{\mathbf{s}}{N}$$

Vi skal også finne forventingsverdiene $\langle \epsilon \rangle$ og $\langle |m| \rangle$. Forventingsverdien i dette systemet er gitt ved

$$\langle a \rangle = \sum_i^N a(\mathbf{s}_i) p(\mathbf{s}_i)$$

hvor vi her går gjennom alle mulige tilstander $\mathbf{s}_i$ som systemet av denne størrelsen kan være i. Z er her partisjonsfunksjonen gitt som

$$Z = \sum_i^N e^{\beta \mathbf{s_i}}$$

hvor $\beta = \frac{1}{k_b T}$.

Vi skal også finne den spesifike varmekapasiteten

$$C_V = \frac{1}{k_B T^2} (\langle \epsilon \rangle^2 - \langle \epsilon \rangle^2)$$

og den susceptilbiliteten

$$\chi = \frac{1}{k_B T} (\langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2 - \langle |m| \rangle^2)$$

så vi må også finne $\langle \epsilon^2 \rangle$ og $\langle m^2 \rangle$.
Når vi flipper et spinn så skal vi også kunne få en energiendring gitt ved

$$\Delta E = E(\mathbf{s}_{etter}) - E(\mathbf{s}_{før}) = E_(\mathbf{s}_a) - E(\mathbf{s}_b)$$

Utvider vi det får vi

$$\Delta E = -J \sum_{\langle kl \rangle}^{N} s_{a_k} s_{l_a} - (-J) \sum_{\langle kl \rangle}^{N} s_{k_b} s_{l_b}$$

$$\Delta E = -J \sum_{\langle kl \rangle}^{N} s_{k_a} s_{l_a} - s_{k_b} s_{l_b}$$

La oss si at vi flipper spinnet $s_{i,j}$ hvor i representerer den vannrette posisjonen og j den lodrette. Da kun $s_{k_b} sl_b$ kun endre seg hvor $s_{i,j}$ er en av faktorene. Ellers vil $s_{k_b} s_{l_b} = s_{k_a} s_{l_a}$ og her vil $s_{k_a} s_{l_a} - s_{k_b} s_{l_b} = 0$. Vi står da kun igjen med

$$\Delta E = -J \begin{pmatrix} s_{i,j-1} s_{i,j_a} - s_{i,j-1} s_{i,j_b} + s_{i+1,j} s_{i,j_a} - s_{i+1,j} s_{i,j_b} \\ + s_{i,j+1} s_{i,j_a} - s_{i,j+1} s_{i,j_b} + s_{i-1,j} s_{i,j_a} - s_{i-1,j} s_{i,j_b} \end{pmatrix}$$

Vi kan så ta ut $(s_{i,j_a} - s_{i,j_b}$ og få

$$\Delta E = -J(s_{i,j_a} - s_{i,j_b})(s_{i.j-1} + s_{i+1,j} + s_{i,j+1} + s_{i-1.j})$$

Vi ser at $s_{i,j_a} - s_{i,j_b}$ er enten $+1 - (-1) = 2$ når den skifter fra spin ned til opp og $-1 - (+1) = -2$ når den skifter fra spin opp til ned. Ellers må vi også naboleddene somhar fem muligheter

$$1 + 1 + 1 + 1 = 4$$

$$1 + 1 + 1 - 1 = 2$$

$$1 + 1 - 1 - 1 = 0$$

$$1 - 1 - 1 - 1 = -2$$

$$-1 - 1 - 1 - 1 = -4$$

Så vi får altså 5 mulige forskjeller i energi

IV. METODE

V. RESULTATER

VI. DISKUSJON

VII. CONKLUSJON

ACKNOWLEDGMENTS

I would like thank myself for writing this beautiful document.

REFERENCES

- Reference 1

- Reference 2

Appendix A: 2×2 gitter

Vi starter med å finne alle mulige tilstander for et 2×2 gitter, som gitt i figur A

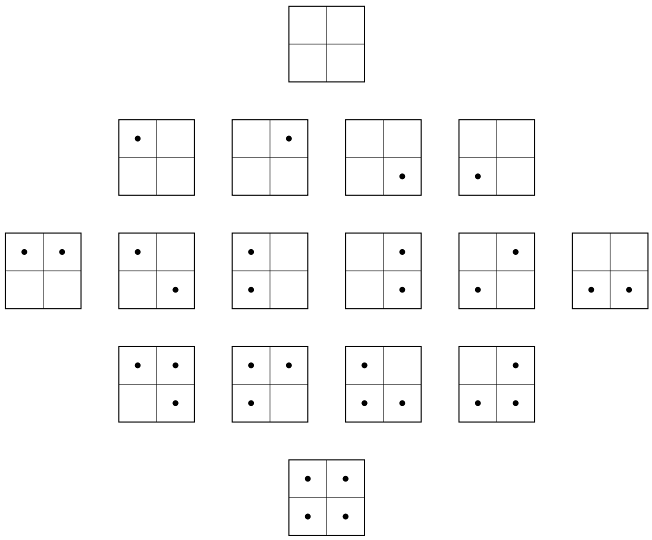

Figure 1. Alle tilstander som er mulig i et 2×2-gitter. En rute med en prikk i seg betyr at dette spinnet har spin opp altså $+1$, mens en blank rute betyr at dette spinnet har spin ned, altså -1

Vi ser altså at det er 16 forskjellige muligheter tilstander i et 2×2-gitter, men noen av disse er symmetriske. Alle fire tilstandene med ett spin opp er symmetriske, det samme gjelder for ett spin ned. Alle tilstandene for to spin opp hvor to av dem er naboer er har også en symmetri og det samme med de to diagonale. Vi kan derfor si at de som er symmetriske har samme total energi og da trenger vi bare å finne en av disse som er symmetriske til hverandre for å finne alle. Da blir disse tilstandene også energidegenererte. Vi får da en tabell gitt som i I

Antall spin opp	$E(s)$	$M(s)$	Degenerasjon
0	$-8J$	-4	4
1	0	-2	4
2	0	0	4
2	$8J$	0	2
3	0	2	4
4	$-8J$	4	1

Table I. En tabell med verdiene til 2×2 matrisen

Så kan vi bruke dette til å finne den andre verdiene. Først ser vi på Z, som blir

$$Z = \sum_s = e^{-\beta E(s)} = 12e^0 + 2e^{-\beta(-8J)} + 2e^{-\beta 8J} = 12 + 4\cosh(8\beta)$$

Så finner vi $\langle \epsilon \rangle$, altså

$$\langle \epsilon \rangle = \sum_s p(s) \frac{E(s)}{N} = \sum_s \frac{e^{-\beta E(s)} E(s)}{N}$$

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{-8Je^{8J} \cdot 2 + 8Je^{-\beta 8J} \cdot 2}{NZ} = \frac{-16J}{NZ}(e^{8\beta J} - e^{-8\beta J})$$

$$\langle \epsilon \rangle = -\frac{-16J}{4Z} 2\sinh(8\beta J) = \frac{-8J}{Z}\sinh(8J\beta)$$

Så finner vi $\langle \epsilon^2 \rangle$ med

$$\langle \epsilon^2 \rangle = \sum_s \frac{E(s)^2}{N^2} p(s) = \sum_s e^{-\beta E(s)} \frac{E(s)^2}{N^2 Z}$$

$$\langle \epsilon^2 \rangle = \frac{2(8J)^2 e^{8J\beta} + 2(8J)^2 e^{-8J\beta}}{N^2 Z} = \frac{2(8J)^2}{N^2 Z}\cosh(8J\beta)$$

$$\langle \epsilon^2 \rangle = 4(\frac{8J}{4})^2 \cosh(8J\beta) = \frac{16J^2}{Z}\cosh(8J\beta)$$

Så kan vi bruke disse til å finne

$$C_V = \frac{1}{Nk_B T^2}(\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2)$$

Hvor

$$\langle E \rangle^2 = (\langle \epsilon \cdot N \rangle)^2 = \langle \epsilon \rangle \cdot N)^2 = (\frac{-8J \cdot 4}{Z}\sinh(8J\beta))^2$$

så

$$\langle E \rangle^2 = (\frac{32J}{Z})^2 \sinh^2(8J\beta)$$

Mens

$$\langle E^2 \rangle = \langle (\epsilon^2 \cdot N^2) \rangle = \frac{16^2 J^2}{Z}\cosh(0J\beta)$$

så vi får at

$$C_V = \frac{1}{Nk_B T^2}(\frac{16^2 J^2}{Z}\cosh(0J\beta) - (\frac{32J}{Z})^2 \sinh^2(8J\beta))$$

Så finner vi magnetiseringen

$$\langle |M| \rangle = \sum_s |M(s)| p(s) = \frac{4e^{8J} + 2e^0 + 2e^0 + 4e^{8J}}{Z} = 4\frac{1 + 2e^{8J}}{Z}$$

så

$$\langle |m| \rangle = \left\langle \frac{|M|}{N} \right\rangle = \frac{4}{4}\frac{1 + 2e^{8J\beta}}{Z} = \frac{1 + 2e^{8J\beta}}{Z}$$

Så har vi

$$\langle M^2 \rangle = \sum_s M(s)^2 p(s) = \frac{16e^{8J\beta + 4 + 4 + 16e^{8J\beta}}}{Z} = 8\frac{1 + 2e^{8J\beta}}{Z}$$

så

$$\langle m^2 \rangle = \frac{8}{16}\frac{1 + 2e^{8J\beta}}{Z} = \frac{1 + 2e^{8J\beta}}{2Z}$$

Da får vi at

$$\chi$$

Appendix B: This is another appendix

Tada.

Note that this document is written in the two-column format. If you want to display a large equation, a large figure, or whatever, in one-column format, you can do this like so:

This text and this equation are both in one-column format. [**?**]

$$\frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi + V\Psi = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Psi \tag{B1}$$

Note that the equation numbering (this: B1) follows the appendix as this text is technically inside Appendix B. If you want a detailed listing of (almost) every available math command, check: `https://en.wikibooks.org/wiki/LaTeX/Mathematics`.

And now we're back to two-column format. It's really easy to switch between the two. It's recommended to keep the two-column format, because it is easier to read, it's not very cluttered, etc. Pro Tip: You should also get used to working with REVTeX because it is really helpful in FYS2150.

One last thing, this is a code listing:

```
This will be displayed with a cool programming font!
```

You can add extra arguments using optional parameters:

```
This will be displayed with a cool programming font!
```

You can also list code from a file using `lstinputlisting`. If you're interested, check `https://en.wikibooks.org/wiki/LaTeX/Source_Code_Listings`.

This is a basic table:

Table II. This is a nice table

Hey	Hey	Hey
Hello	Hello	Hello
Bye	Bye	Bye

You can a detailed description of tables here: `https://en.wikibooks.org/wiki/LaTeX/Tables`.

I'm not going to delve into Tikz in any level detail, but here's a quick picture:

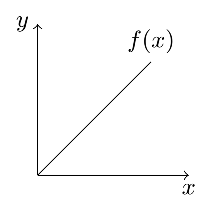

Figure 2. This is great caption

If you want to know more, check: `https://en.wikibooks.org/wiki/LaTeX/PGF/TikZ`.