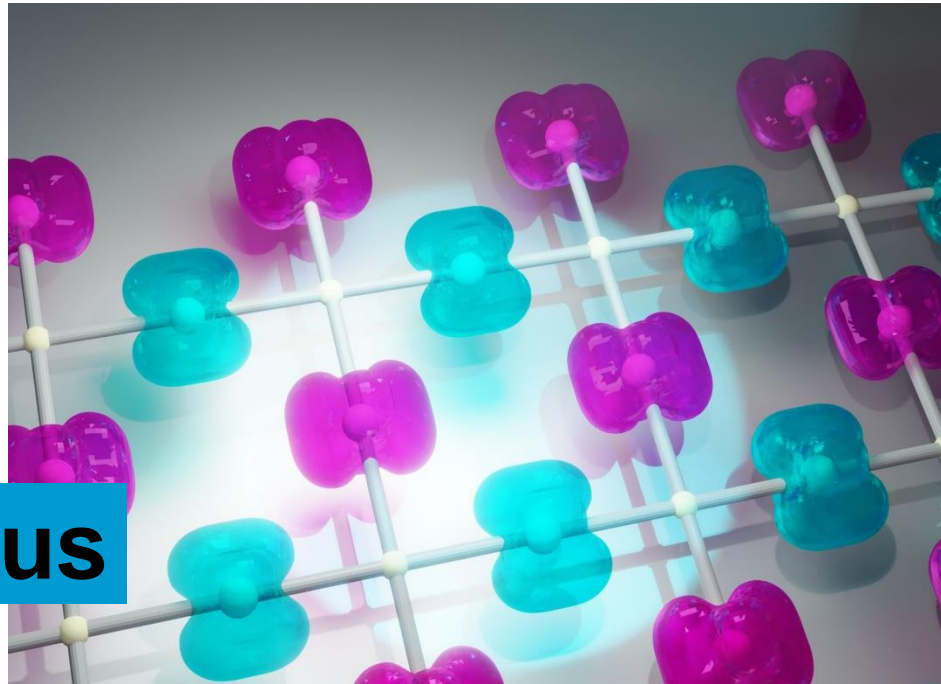


Seminarvortrag: Von Magnetismus und Altermagnetismus



L. Šmejkal et al. PRX 12, 040501 (2022)

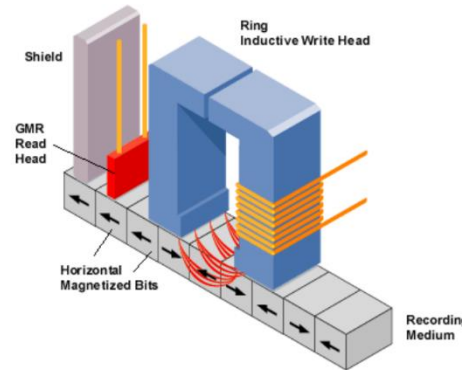
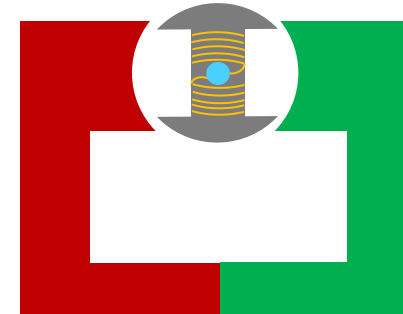
Julian Beisch

Konstanz, 07.06.2024

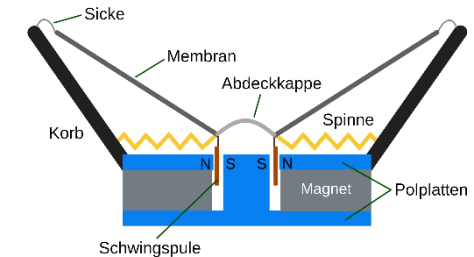
Motivation

Magnete sind Überall (nicht nur am Kühlschrank):

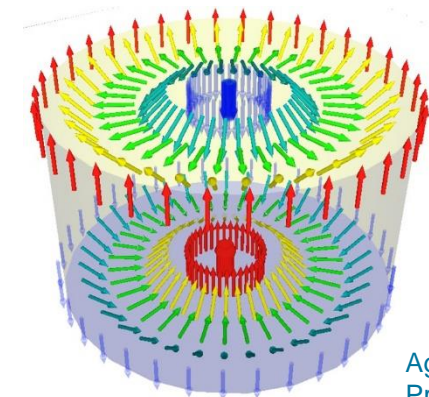
- In jedem elektrischen Motor.
 - Lautsprecher
- Medizin
 - MRT
- Digitaler Speicher
 - HDD
 - Skyrmions?
- Computing – Spintronics - Magnonen?
- Forschung (Nowak, Gönnerwein, Bossini....)



pcmag.com



Wikipedia.com



Ag Nowak
Pressemitteilung



S.Blundell, *Magnetism in Condensed matter* (2000)

Motivation

Magnete sind Überall (nicht nur am Kühlschrank):

- In jedem elektrischen Motor.
 - Lautsprecher
- Medizin
 - MRI
- Digitaler Speicher
 - HDD
 - Skyrmions?
- Computing – Spintronics - Magnonen?
- Forschung (Nowak, Gönnerwein, Bossini....)

Alles aber keine Neuheiten

- IK2
- Festkörperphysik

Motivation

Alles aber keine Neuheiten

- IK2
- Festkörperphysik

	Gebundene e^-	Quasi-freie e^-
Dia	Lamor Diamagnetismus	Landau Diamagnetismus
Para	Langevin Paramagnetismus	Pauli Paramagnetismus
WWM	Kooperativer Magnetismus	Band Ferromagnetismus

Motivation

Alles aber keine Neuheiten

- IK2
- Festkörperphysik

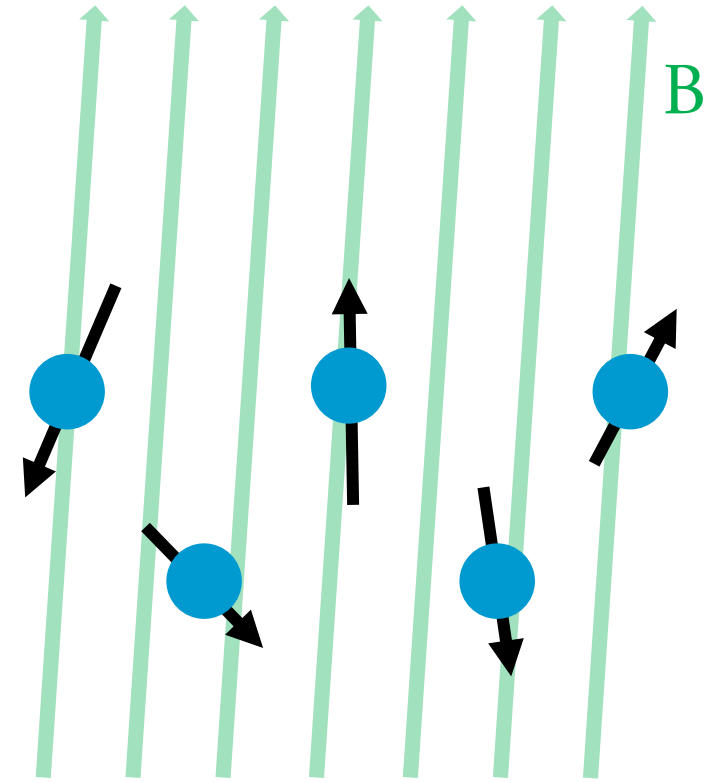
Wechselwirkender Magnetismus

- Quantenmechanischer Ursprung von Spins nicht relevant
- Vorstellung von Ørsted (Uhlenbeck-Goudsmith)
 - e^- rotieren um eigene Achse
 - Begründet magnetisches Moment
- Noch einfacheres Bild, jeder Spin ein Stabmagnet mit dem magnetischen Moment μ_{Bohr}

	Gebundene e^-	Quasi-freie e^-
Dia	Lamor Diamagnetismus	Landau Diamagnetismus
Para	Langevin Paramagnetismus	Pauli Paramagnetismus
WWM	Kooperativer Magnetismus	Band Ferromagnetismus

Aufgabe

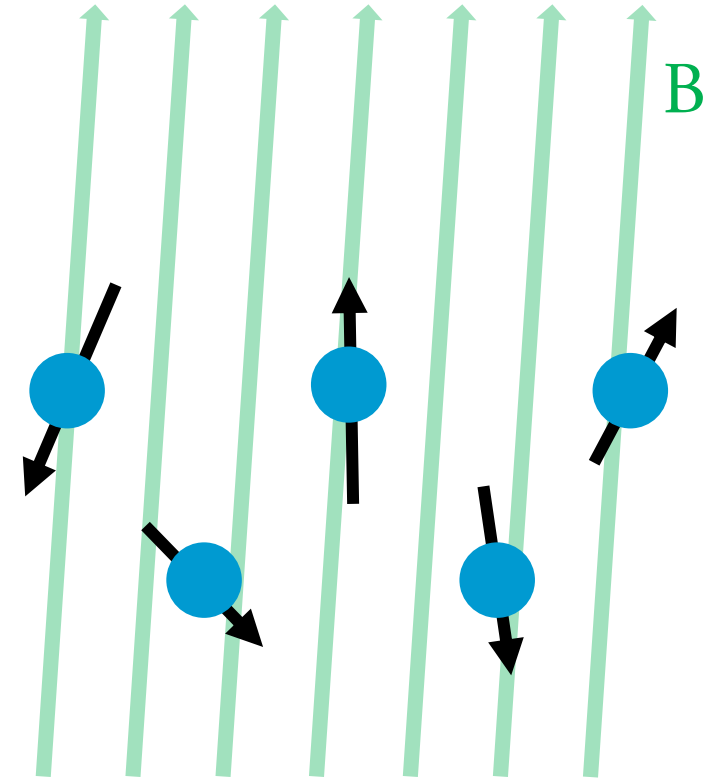
Wie groß müsste ein magnetisches Feld sein um einen Spin bei Raumtemperatur auszurichten?



Aufgabe

Wie groß müsste ein magnetisches Feld sein um einen Spin bei Raumtemperatur auszurichten?

- Ergebnis: $\sim 10^3$ T
- Würdigung: Sehr groß und nicht physikalisch!
- „Beweis“: Simulation



Weiss-Model eines Ferromagneten

Modell $B_{\text{Mf}} = g \cdot \lambda \cdot M$

NI 80.000.000 Gauß $\hat{=}$ 8000 T

P. Weiss Journ. de phys. (4) 6, 661 (1907)

Kritik

„Das Feld [der Atome] ist jedoch mehr als tausendmal schwächer als das Molekularfeld [...]. Diese Interpretationsschwierigkeit [soll] weniger als Einwand denn als Hinweis für die Suche nach neuen Hypothesen [...] angesehen werden [...].“

P. Weiss Journ. de phys. (4) 6, 661 (1907)

- Model war dennoch auf den Prinzipien der statistischen Physik begründet und „*formal befriedigend*“. *W. Heisenberg Z. Physik 49, 619-636, (1928)*
- Model war erfolgreich, nur die großen Felder sorgten für Unmut.

Heisenbergs Lösung

Etwa 30 Jahre später konnte Heisenberg die Probleme mit Hilfe der Austauschwechselwirkung lösen

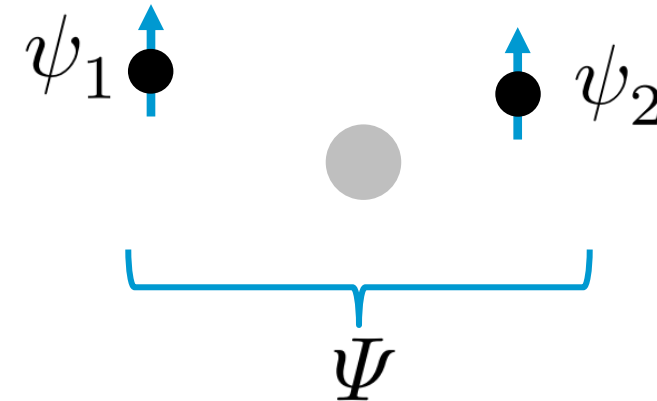
- Diese wollen wir nun in Teilen herleiten

Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus

Heisenbergs Lösung

Etwa 30 Jahre später konnte Heisenberg die Probleme mit Hilfe der Austauschwechselwirkung lösen

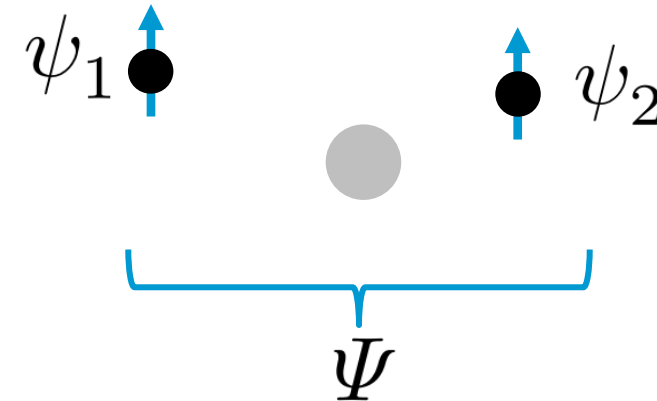
- Diese wollen wir nun in Teilen herleiten
- Betrachten wir zwei Elektronen (eines Atoms)
- Wir definieren $q_i = \vec{r}_i, s_i$ mit $i \in 1, 2$



Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus


Heisenbergs Lösung

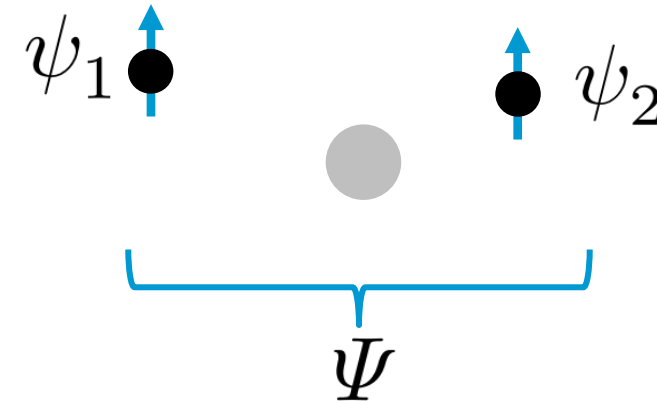
- Aufteilen der Wellenfunktion in einen Orts-teil und einen Spin-teil
 - $\Psi(q_1, q_2) = \phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \cdot \chi(s_1, s_2)$
- Dies ist noch kein physikalischer Zustand
 - Muss noch symmetrisiert werden.
 - Elektronen => Antisymmetrisierung



Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus

Heisenbergs Lösung

- Aufteilen der Wellenfunktion in einen Orts-teil und einen Spin-teil
 - 
- Dies ist noch kein physikalischer Zustand
 - Muss noch symmetrisiert werden.
 - Elektronen => Antisymmetrisierung
 - Daraus folgen zwei Fälle
- $\phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \phi(\vec{r}_2, \vec{r}_1) \Leftrightarrow \chi(s_1, s_2) = -\chi(s_2, s_1)$
- $\phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = -\phi(\vec{r}_2, \vec{r}_1) \Leftrightarrow \chi(s_1, s_2) = \chi(s_2, s_1)$



Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus

Heisenbergs Lösung

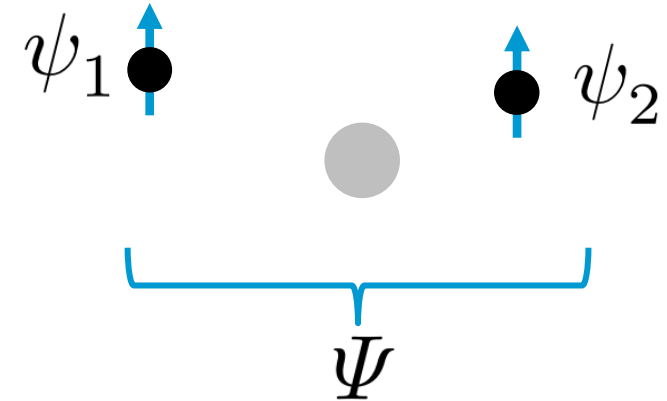
- Aufteilen der Wellenfunktion in einen Orts-teil und einen Spin-teil

$$\Psi(q_1, q_2) = \phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \cdot \chi(s_1, s_2)$$

- Dies ist noch kein physikalischer Zustand
 - Muss noch symmetrisiert werden.
 - Elektronen => Antisymmetrisierung
 - Daraus folgen zwei Fälle

$$\Psi_S = \frac{1}{\sqrt{2}} [\phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + \phi(\vec{r}_2, \vec{r}_1)] \cdot \chi_S$$

$$\Psi_T = \frac{1}{\sqrt{2}} [\phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) - \phi(\vec{r}_2, \vec{r}_1)] \cdot \chi_T$$



		S_z	S^2	$S_1 S_2$
Triplet (sym.)	$ \uparrow\uparrow\rangle$	1	1	$\frac{1}{4}$
	$\frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow\downarrow\rangle + \downarrow\uparrow\rangle)$	0	1	$\frac{1}{4}$
	$ \downarrow\downarrow\rangle$	-1	1	$\frac{1}{4}$
Singlett (asym.)	$\frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow\downarrow\rangle - \downarrow\uparrow\rangle)$	0	0	$-\frac{3}{4}$

Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus

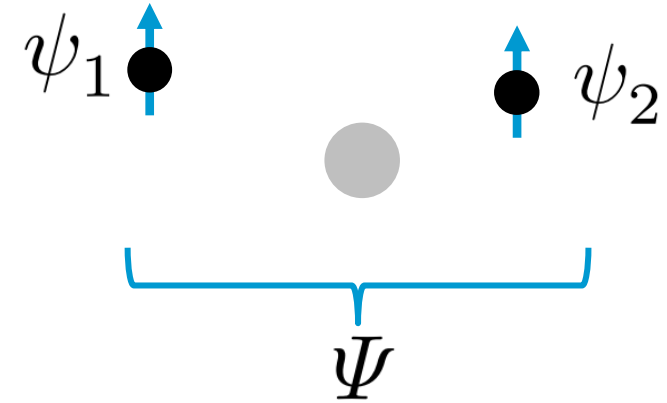
Heisenbergs Lösung

- Hamiltonian

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2 + \mathcal{H}_{12} + \mathcal{H}_{\text{Mag}}$$

- $\mathcal{H}_{12} \propto \frac{e^2}{\vec{r}_{12}}$ „nur“ eine Coulomb Wechselwirkung

- Gesamtenergie $U = \int \Psi^* \mathcal{H} \Psi dV$



		S_z	S^2	$S_1 S_2$
Triplet (sym.)	$ \uparrow\uparrow\rangle$	1	1	$\frac{1}{4}$
	$\frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow\downarrow\rangle + \downarrow\uparrow\rangle)$	0	1	$\frac{1}{4}$
	$ \downarrow\downarrow\rangle$	-1	1	$\frac{1}{4}$
Singlett (asym.)	$\frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow\downarrow\rangle - \downarrow\uparrow\rangle)$	0	0	$-\frac{3}{4}$

Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus

Heisenbergs Lösung

- Hamiltonian
 - $\mathcal{H} = \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2 + \mathcal{H}_{12} + \mathcal{H}_{\text{Mag}}$
- $\mathcal{H}_{12} \propto \frac{e^2}{\vec{r}_{12}}$ „nur“ eine Coulomb Wechselwirkung
- Gesamtenergie $U = \int \Psi^* \mathcal{H} \Psi dV$
- $U_S = I_1 + I_2 + K_{12} + J_{12}$
- $U_T = I_1 + I_2 + K_{12} - J_{12}$

$$\begin{aligned}
 U &= \frac{1}{2} \iint [\varphi_1^*(r_1) \varphi_2^*(r_2) \pm \varphi_2^*(r_1) \varphi_1^*(r_2)] (\mathcal{K}_1 + \mathcal{K}_2 + \mathcal{K}_{12}) \\
 &\quad \times [\varphi_1(r_1) \varphi_2(r_2) \pm \varphi_2(r_1) \varphi_1(r_2)] dV_1 dV_2 \\
 &= \frac{1}{2} \left\{ \int \varphi_1^*(r_1) \mathcal{K}_1 \varphi_1(r_1) dV_1 + \int \varphi_2^*(r_1) \mathcal{K}_1 \varphi_2(r_1) dV_1 \right. \\
 &\quad + \int \varphi_1^*(r_2) \mathcal{K}_2 \varphi_1(r_2) dV_2 + \int \varphi_2^*(r_2) \mathcal{K}_2 \varphi_2(r_2) dV_2 \\
 &\quad + \iint \varphi_1^*(r_1) \varphi_2^*(r_2) \mathcal{K}_{12} \varphi_1(r_1) \varphi_2(r_2) dV_1 dV_2 \\
 &\quad + \iint \varphi_2^*(r_1) \varphi_1^*(r_2) \mathcal{K}_{12} \varphi_2(r_1) \varphi_1(r_2) dV_1 dV_2 \\
 &\quad \pm \iint \varphi_1^*(r_1) \varphi_2^*(r_2) \mathcal{K}_{12} \varphi_2(r_1) \varphi_1(r_2) dV_1 dV_2 \\
 &\quad \left. \pm \iint \varphi_2^*(r_1) \varphi_1^*(r_2) \mathcal{K}_{12} \varphi_1(r_1) \varphi_2(r_2) dV_1 dV_2 \right\} \\
 &= I_1 + I_2 + K_{12} \pm J_{12},
 \end{aligned}$$

S.Chikazumi *Physics of Ferromagnetism* (2009)

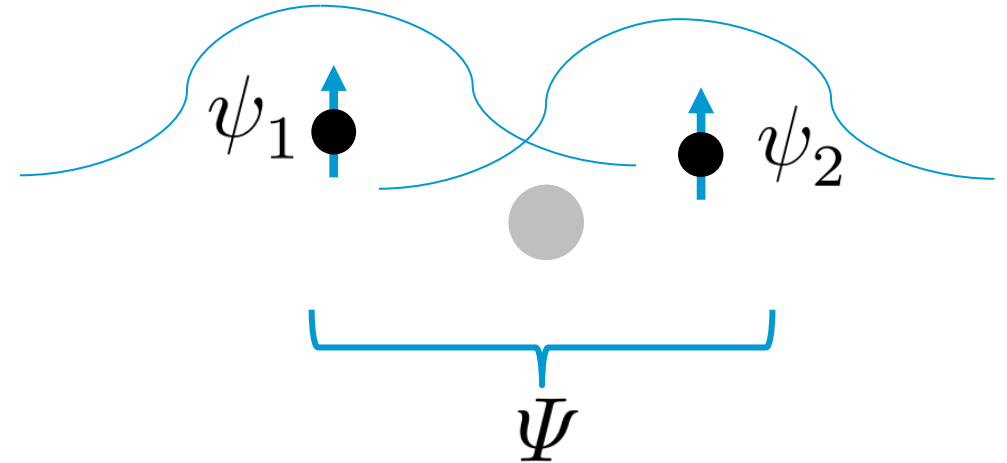
Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus

Heisenbergs Lösung

- Ergebnis und Interpretation

- $U_S - U_T = 2 \cdot J_{12} = 2 \cdot \int \int \phi_1^*(\vec{r}_1) \phi_2^*(\vec{r}_2) \mathcal{H}_{12} \phi_1(\vec{r}_2) \phi_2(\vec{r}_1) dV_1 dV_2$

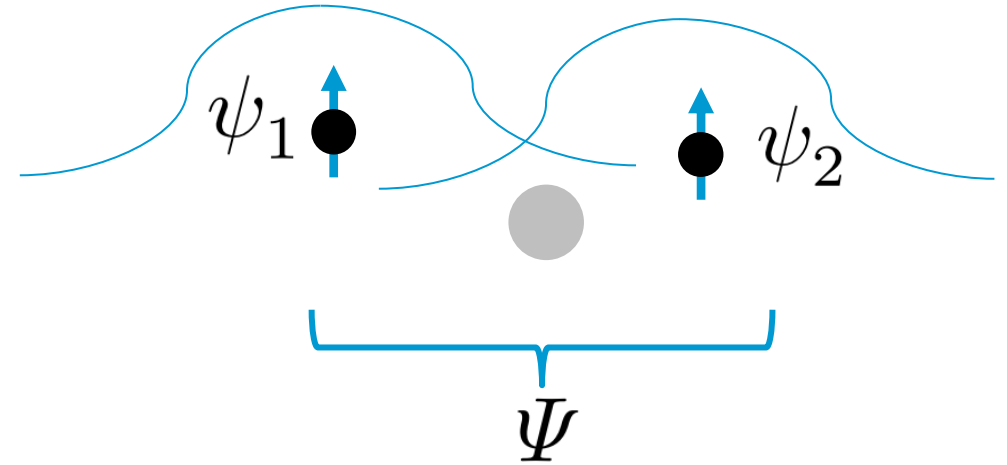
- Gibt eine **Energiedifferenz** zwischen dem **Singlett** und dem **Triplett** Zustand basierend auf der **Coulombenergie** und der **asymmetrischen Wellenfunktion**.
- Abhängig vom Überlapp der Wellenfunktionen
 - Eisen/Nickel-Salz Lösungen sind nicht ferromagnetisch
- Je nach Situation ist also der Triplett oder der Singlett Zustand energetisch günstiger



Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus

Heisenbergs Lösung

- Ergebnis und Interpretation
 - $U_S - U_T = 2 \cdot J_{12}$
- Konstruktion eines „effektiven Hamiltonian“:
 - Zur Unterscheidung von T u. S geht sowohl S^2 und $S_1 S_2$

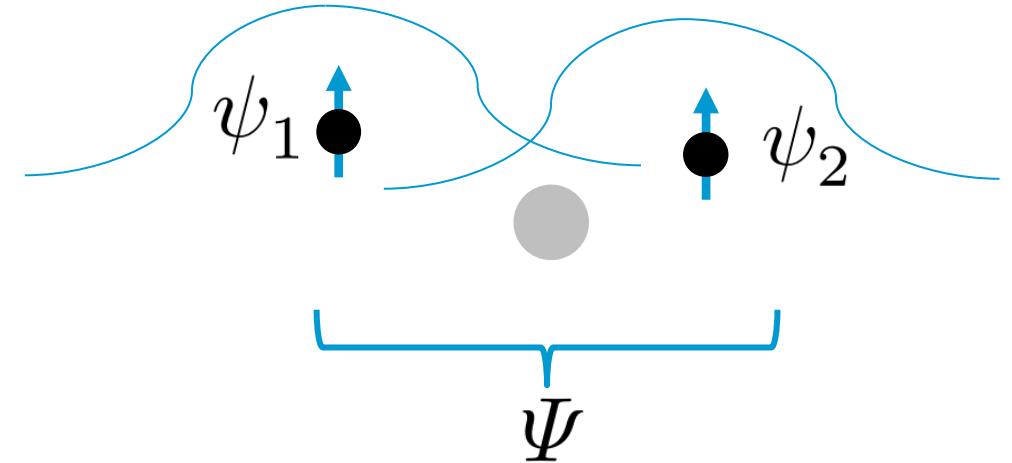


		S_z	S^2	$S_1 S_2$
Triplett (sym.)	$ \uparrow\uparrow\rangle$	1	1	$\frac{1}{4}$
	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\rangle + \downarrow\uparrow\rangle)$	0	1	$\frac{1}{4}$
	$ \downarrow\downarrow\rangle$	-1	1	$\frac{1}{4}$
Singlett (asym.)	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\rangle - \downarrow\uparrow\rangle)$	0	0	$-\frac{3}{4}$

Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus

Heisenbergs Lösung

- Ergebnis und Interpretation
 - $U_S - U_T = 2 \cdot J_{12}$
- Konstruktion eines „effektiven Hamiltonian“:
 - Zur Unterscheidung von T u. S geht sowohl S^2 und $S_1 S_2$
- $S^2 = (S_1 + S_2)^2 = \underbrace{S_1^2 + S_2^2}_{=const.} + 2S_1 \cdot S_2$
- $\mathcal{H}_{\text{eff.}} \left(S_1 \cdot S_2 = -\frac{3}{4} \right) = U_S$
- $\mathcal{H}_{\text{eff.}} \left(S_1 \cdot S_2 = \frac{1}{4} \right) = U_T$



		S_z	S^2	$S_1 S_2$
Triplett (sym.)	$ \uparrow\uparrow\rangle$	1	1	$\frac{1}{4}$
	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\rangle + \downarrow\uparrow\rangle)$	0	1	$\frac{1}{4}$
	$ \downarrow\downarrow\rangle$	-1	1	$\frac{1}{4}$
Singlett (asym.)	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\rangle - \downarrow\uparrow\rangle)$	0	0	$-\frac{3}{4}$

Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus

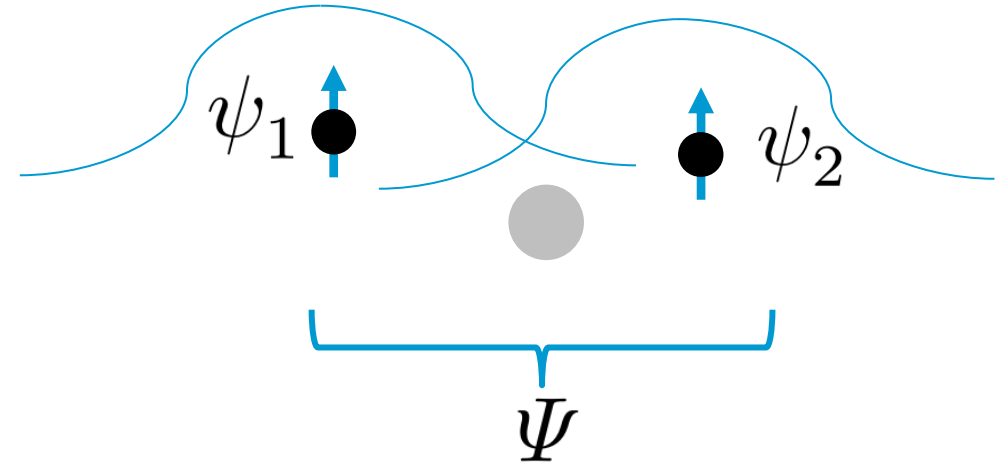
Heisenbergs Lösung

- Ergebnis und Interpretation

$$- U_S - U_T = 2 \cdot J_{12}$$

- Konstruktion eines „effektiven Hamiltonian“:

$$- \mathcal{H}_{\text{eff.}} = \frac{1}{4} (U_S + 3 \cdot U_T) - (U_S - U_T) \cdot S_1 \cdot S_2$$



		S_z	S^2	$S_1 S_2$
Triplett (sym.)	$ \uparrow\uparrow\rangle$	1	1	$\frac{1}{4}$
	$\frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow\downarrow\rangle + \downarrow\uparrow\rangle)$	0	1	$\frac{1}{4}$
	$ \downarrow\downarrow\rangle$	-1	1	$\frac{1}{4}$
Singlett (asym.)	$\frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow\downarrow\rangle - \downarrow\uparrow\rangle)$	0	0	$-\frac{3}{4}$

Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus

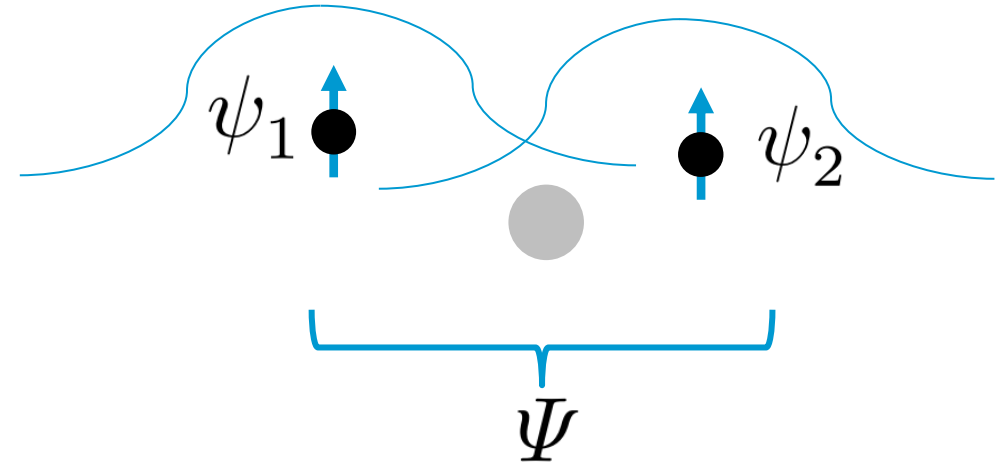
Heisenbergs Lösung

- Ergebnis und Interpretation

$$- U_S - U_T = 2 \cdot J_{12}$$

- Konstruktion eines „effektiven Hamiltonian“:

$$- \mathcal{H}_{\text{eff.}} = \underbrace{\frac{1}{4} (U_S + 3 \cdot U_T)}_{=\text{const.}} - \underbrace{(U_S - U_T)}_{=2 \cdot J_{12}} \cdot S_1 \cdot S_2$$

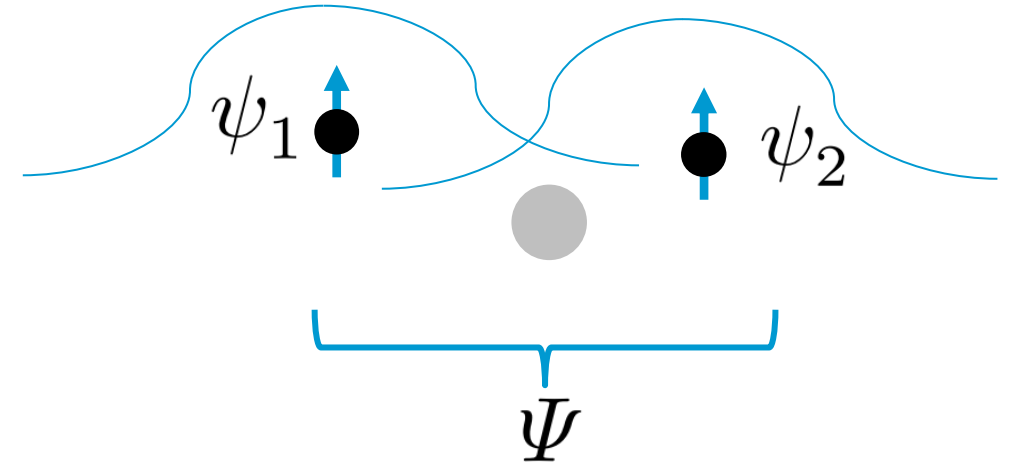


		S_z	S^2	$S_1 S_2$
Triplett (sym.)	$ \uparrow\uparrow\rangle$	1	1	$\frac{1}{4}$
	$\frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow\downarrow\rangle + \downarrow\uparrow\rangle)$	0	1	$\frac{1}{4}$
	$ \downarrow\downarrow\rangle$	-1	1	$\frac{1}{4}$
Singlett (asym.)	$\frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow\downarrow\rangle - \downarrow\uparrow\rangle)$	0	0	$-\frac{3}{4}$

Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus

Heisenbergs Lösung

- Ergebnis und Interpretation
 - $U_S - U_T = 2 \cdot J_{12}$
- Konstruktion eines „effektiven Hamiltonian“:
- $\mathcal{H}_{\text{eff.}} = -2J_{12} \cdot S_1 \cdot S_2$
 - Obacht mit dem Vorzeichen und der 2
- $J > 0 \Leftrightarrow U_S > U_T \Leftrightarrow \text{FM Grundzustand}$
- $J < 0 \Leftrightarrow U_S < U_T \Leftrightarrow \text{AFM Grundzustand}$



		S_z	S^2	$S_1 S_2$
Triplett (sym.)	$ \uparrow\uparrow\rangle$	1	1	$\frac{1}{4}$
	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\rangle + \downarrow\uparrow\rangle)$	0	1	$\frac{1}{4}$
	$ \downarrow\downarrow\rangle$	-1	1	$\frac{1}{4}$
Singlett (asym.)	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\rangle - \downarrow\uparrow\rangle)$	0	0	$-\frac{3}{4}$

Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus

Heisenbergs Erweiterung

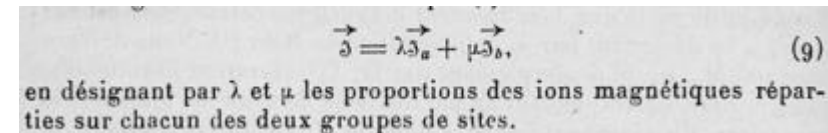
- $$\mathcal{H}_{\text{Heisenberg}} = - \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij} \cdot S_i \cdot S_j$$

W. Heisenberg Z. Physik **49**, 619-636, (1928)

- „Beweis durch Simulation“

Erfolge

- Luis Néel verwendete das Heisenberg Modell zur Entdeckung/Beschreibung von Antiferro- und Ferrimagnetismus.



(9)
en désignant par λ et μ les proportions des ions magnétiques réparties sur chacun des deux groupes de sites.

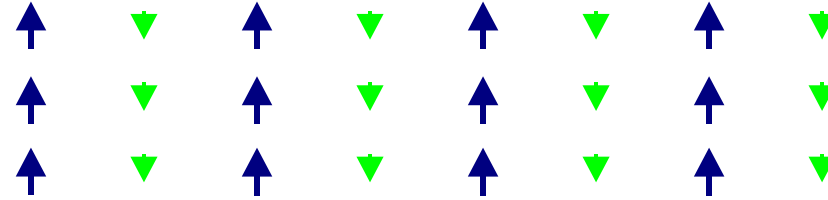
L. Néel An. de phys. **12**, 137-198 (1948)

- Simulationen/Berechnungen von Magnonen/Dispersionen
 - Aktuelle Forschung zu (gequetschten) Magnonen
 - Forschungsgebiet der Spintronik
- Nicht nur direkte Wechselwirkung

Weitere Arten von magnetischer Ordnung

- Ferrimagnete (1930er)
 - Antiferromagnete mit unterschiedlicher Magnetisierung für verschiedene Untergitter

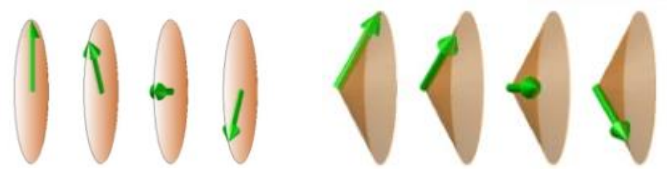
L. Néel An. de phys. 12, 137-198 (1948)



Wikipedia.com

- Helimagnetismus (1959)

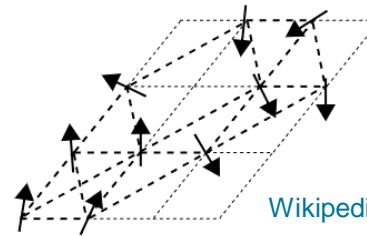
A. Yoshimori J. Phys. Soc. Jpn. 14, 807-821 (1959)



N.Jiang et al. Nature 11,1601 (2020)

- Spin Gläser(1973)
 - Zufällige aber kooperatives einfrieren von Spins

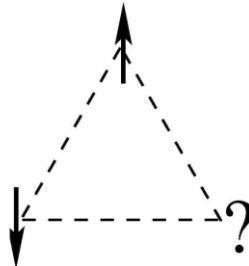
D.Sherrington et al. PRL 35,26 (1975)



Wikipedia.com

- Frustrierter Magnetismus (1950-77)
 - Kollinear und Nicht-kollinear

G. Toulouse, Commun. Phys. 2, 115 (1977).



Fkf.mpg.de

Obacht

Pfeildarstellung der Spins ist semi-klassisch. Stets beachten dass es sich um quantenmechanische Magnetisierungsdichten handelt.

NEWSFLASH

TECHNOLOGY

INTERNATIONAL BUSINESS TIMES^{UK}

Revolutionary 'Magic Magnet' Altermagnetism
Paves the Way for Advanced Electronic Devices

20.02.24

Experimental Evidence for a New Type of Magnetism



January 18, 2024 • *Physics* 17, s10

Physik

Süddeutsche Zeitung

Eine neue Art von Magnetismus

28.02.24

ALTERMAGNETISMUS

**Neue Art von Magnetismus
entdeckt**

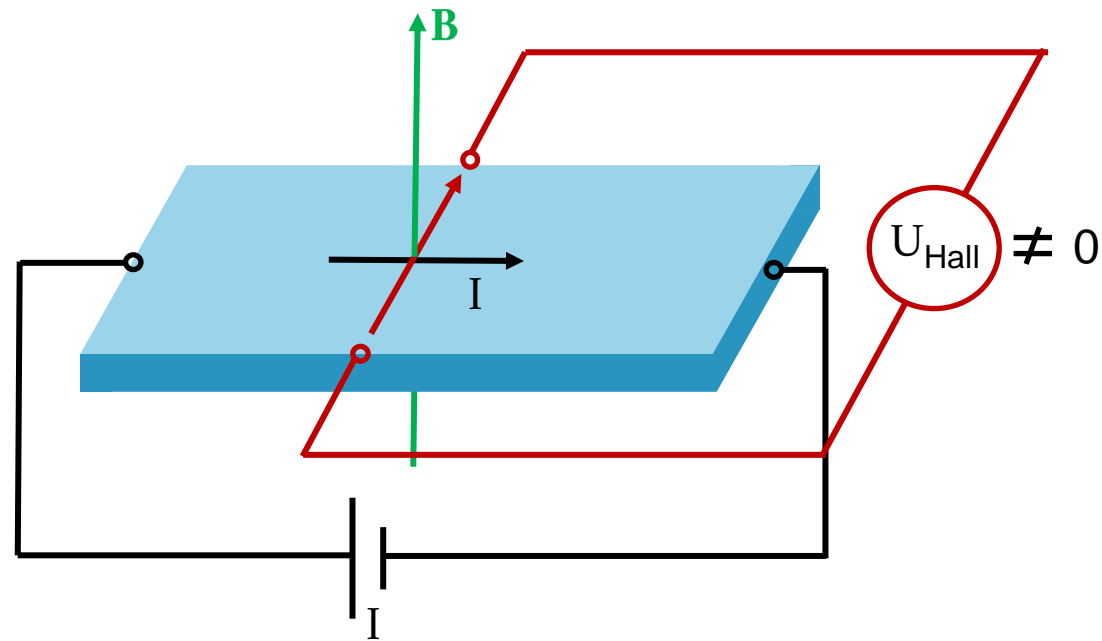
Spektrum
der Wissenschaft

22.02.24

Woher kommt die Auffuhr?

Hall Effekt mit B-Feld

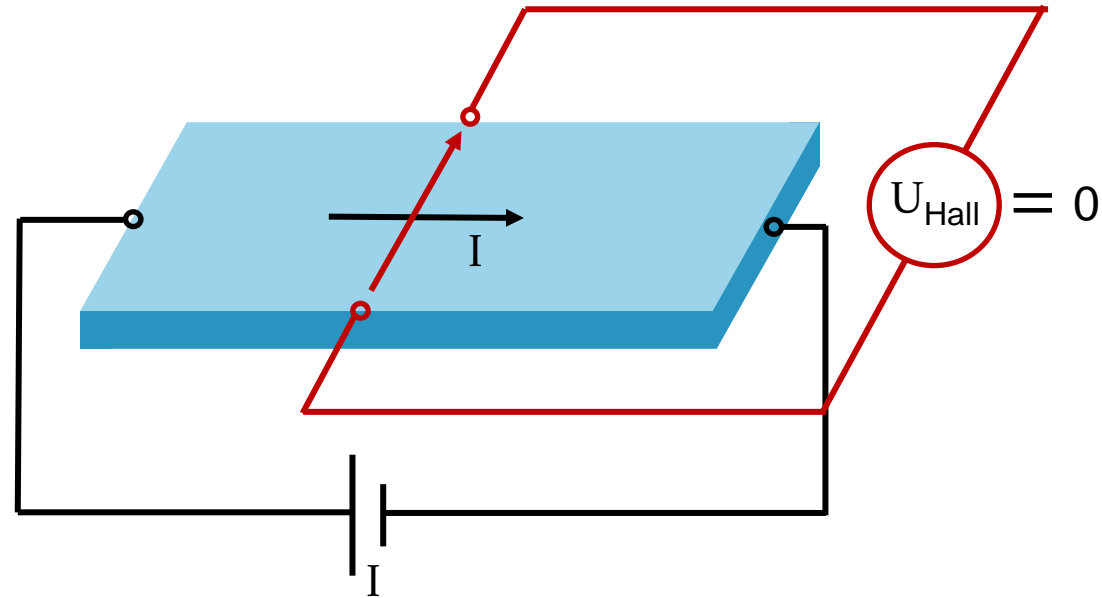
- Mit B-Feld bereits bekannt



Woher kommt die Auffuhr?

Hall Effekt mit B-Feld

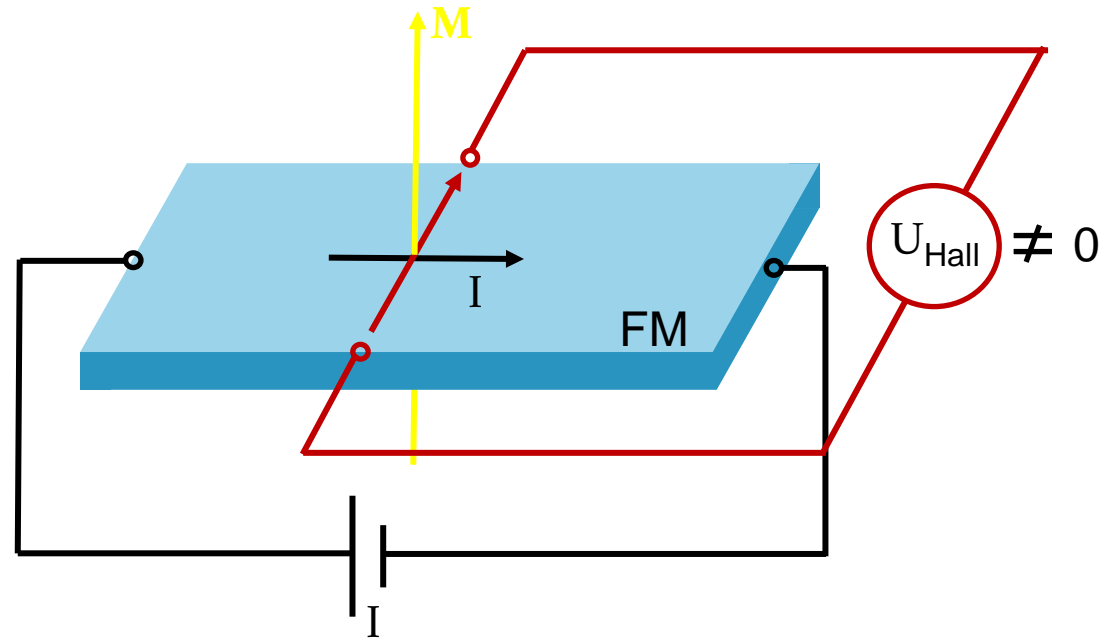
- Mit B-Feld bereits bekannt



Woher kommt die Auffuhr?

Hall Effekt mit B-Feld

- Mit B-Feld bereits bekannt



Anormaler Hall Effekt

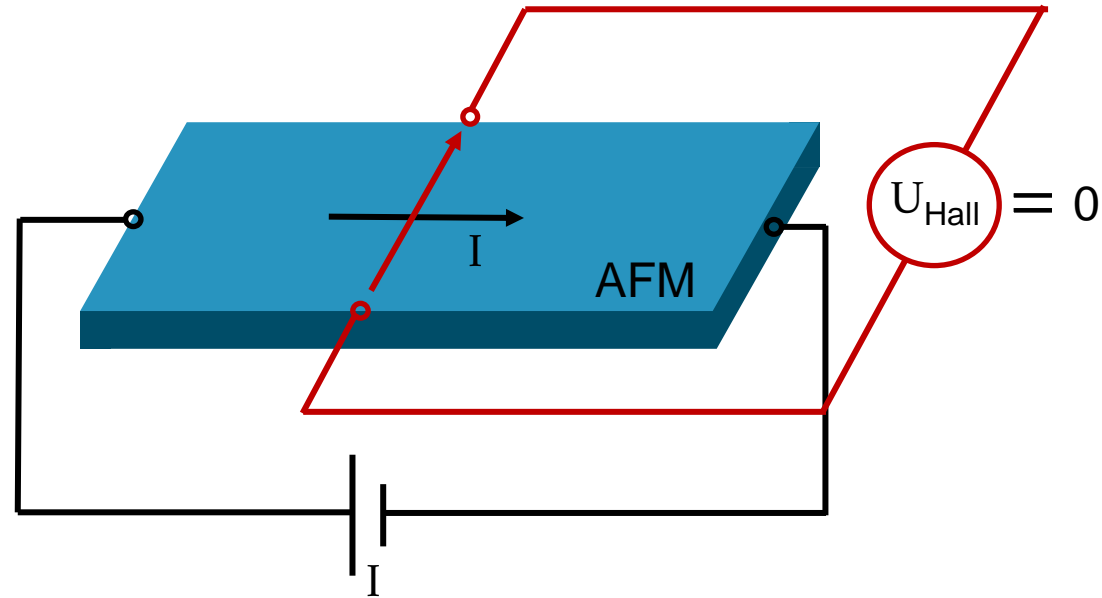
Kein externes Feld $B = 0$

- FM: $M \neq 0$ $U_{\text{Hall}} \neq 0$

Woher kommt die Auffuhr?

Hall Effekt mit B-Feld

- Mit B-Feld bereits bekannt



Anormaler Hall Effekt

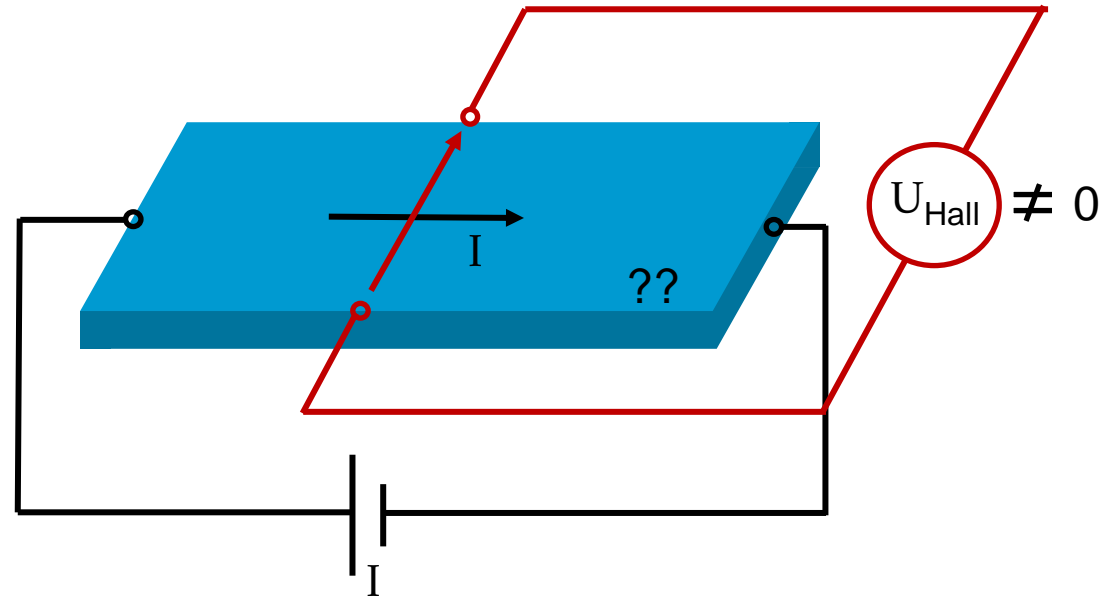
Kein externes Feld $B = 0$

- FM: $M \neq 0$ $U_{\text{Hall}} \neq 0$
- AFM: $M = 0$ $U_{\text{Hall}} = 0$

Woher kommt die Auffuhr?

Hall Effekt mit B-Feld

- Mit B-Feld bereits bekannt



Anormaler Hall Effekt

Kein externes Feld $B = 0$

- FM: $M \neq 0$ $U_{\text{Hall}} \neq 0$
- AFM: $M = 0$ $U_{\text{Hall}} = 0$
- ??: $M = 0$ $U_{\text{Hall}} \neq 0$
 - (in manchen Richtungen)

H. Reichloa et al. arXiv:2012.15651

Symmetrien

Zeitumkehroperator

- Gegeben durch den Operator $\mathcal{T} : t \rightarrow -t$
- Angewandt auf ein paar bekannte Größen

$$\mathcal{T} : v \rightarrow \frac{dx}{-dt} = -v$$

$$\mathcal{T} : j \rightarrow \frac{dq}{-dt} = -j$$

$$\mathcal{T} : B \rightarrow -B$$

$$\mathcal{T} : S \rightarrow -S$$

Symmetrien

Zeitumkehroperator

- Gegeben durch den Operator $\mathcal{T} : t \rightarrow -t$
- Angewandt auf ein paar bekannte Größen

$$\mathcal{T} : v \rightarrow \frac{dx}{-dt} = -v$$

$$\mathcal{T} : j \rightarrow \frac{dq}{-dt} = -j$$

$$\mathcal{T} : B \rightarrow -B$$

$$\mathcal{T} : S \rightarrow -S$$

Anschauung

- Vorstellung von Ørsted (Uhlenbeck-Goudsmith)
 - e^- haben eine Ausdehnung
 - e^- rotieren um eigene Achse
 - Daraus folgt magnetisches Moment(Spin)
- Zeitumkehr bedeutet nun dass die Rotationsrichtung umgekehrt wird
 - Folglich auch das magnetische Moment(Spin)

Symmetrien

Zeitumkehroperator

- Gegeben durch den Operator $\mathcal{T} : t \rightarrow -t$
- Angewandt auf ein paar bekannte Größen

$$\mathcal{T} : v \rightarrow \frac{dx}{-dt} = -v$$

$$\mathcal{T} : j \rightarrow \frac{dq}{-dt} = -j$$

$$\mathcal{T} : B \rightarrow -B$$

$$\mathcal{T} : S \rightarrow -S$$

Spin-Gruppen

- Eine Symmetrie stellen wir da durch
 - Spin-Raum $[T_s || T_g]$ Gitter-Raum

L. Šmejkal et al. PRX 12, 031042 (2022)

- Frage zur Klassifizierung: Kann eine Gittertransformation die Zeitumkehr aufheben?

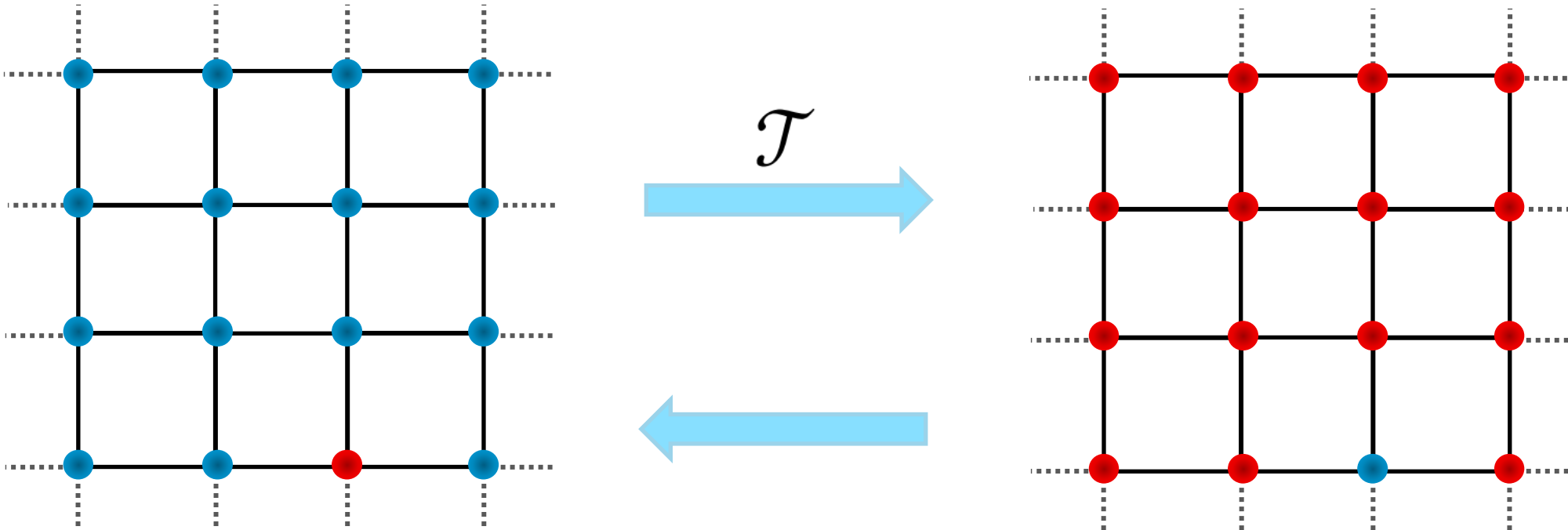
L. Šmejkal et al. PRX 12, 031042 (2022)

Phasen des Magnetismus

Frage zur Klassifizierung: Kann eine Gittertransformation die Zeitumkehr aufheben?

Ferromagnetismus

- Starke Magnetisierung



Phasen des Magnetismus

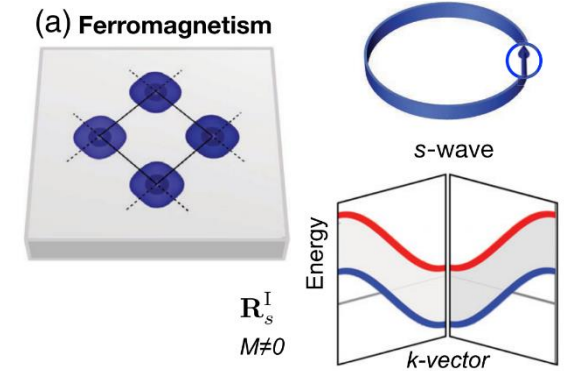
Frage zur Klassifizierung: Kann eine Gittertransformation die Zeitumkehr aufheben?

Ferromagnetismus: Nein

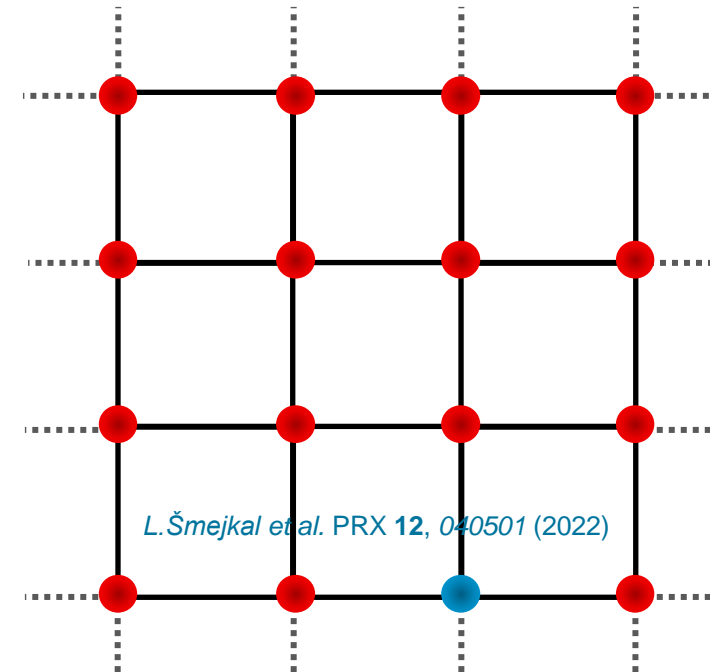
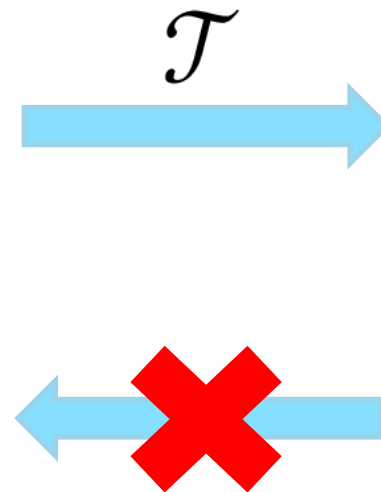
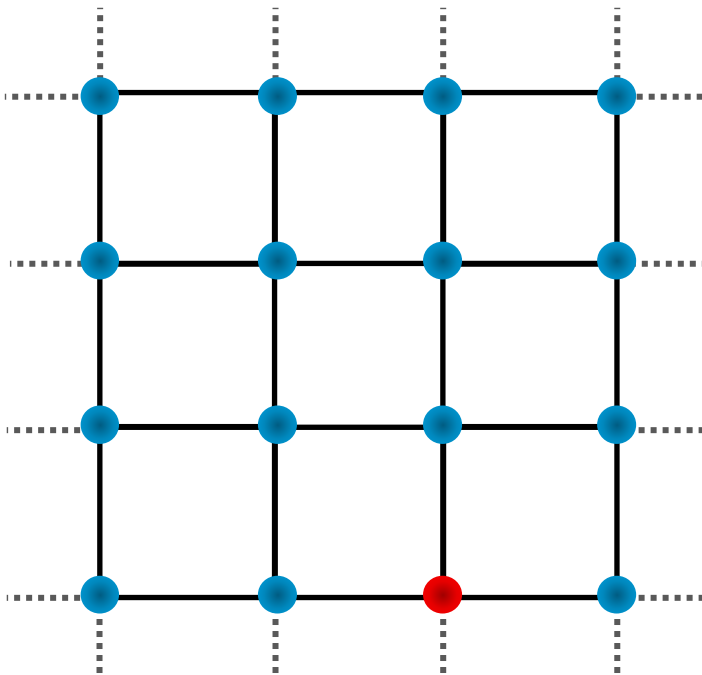
- Starke Magnetisierung

Folge: Bandaufteilung

Keine Zeitumkehrsymmetrie



L. Šmejkal et al. PRX 12, 040501 (2022)



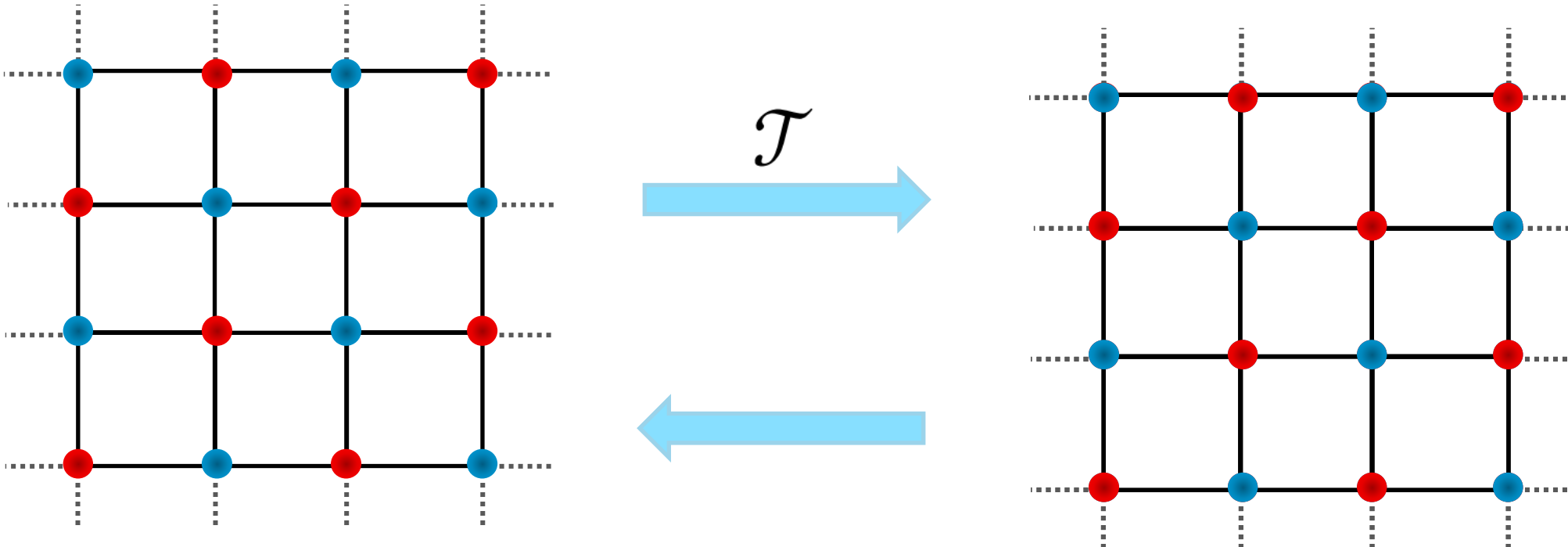
L. Šmejkal et al. PRX 12, 040501 (2022)

Phasen des Magnetismus

Frage zur Klassifizierung: Kann eine Gittertransformation die Zeitumkehr aufheben?

Antiferromagnetismus

- Keine Magnetisierung

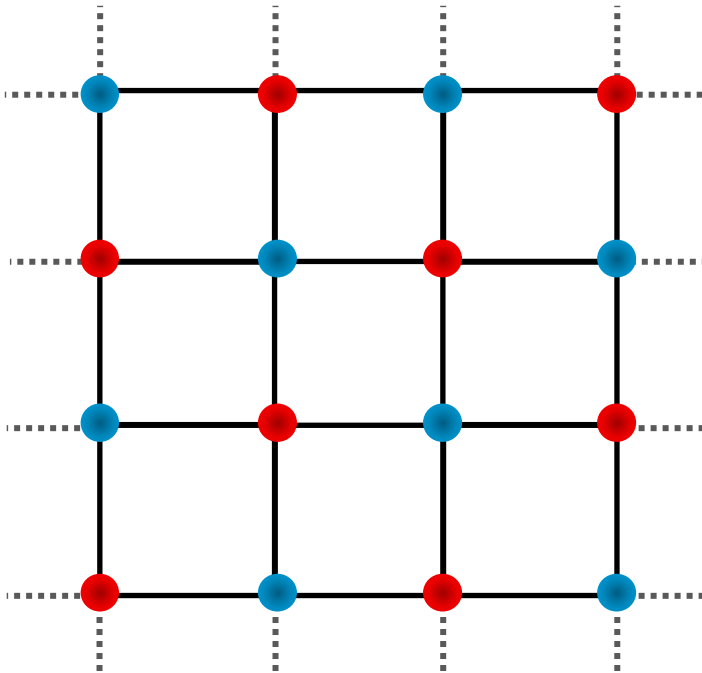


Phasen des Magnetismus

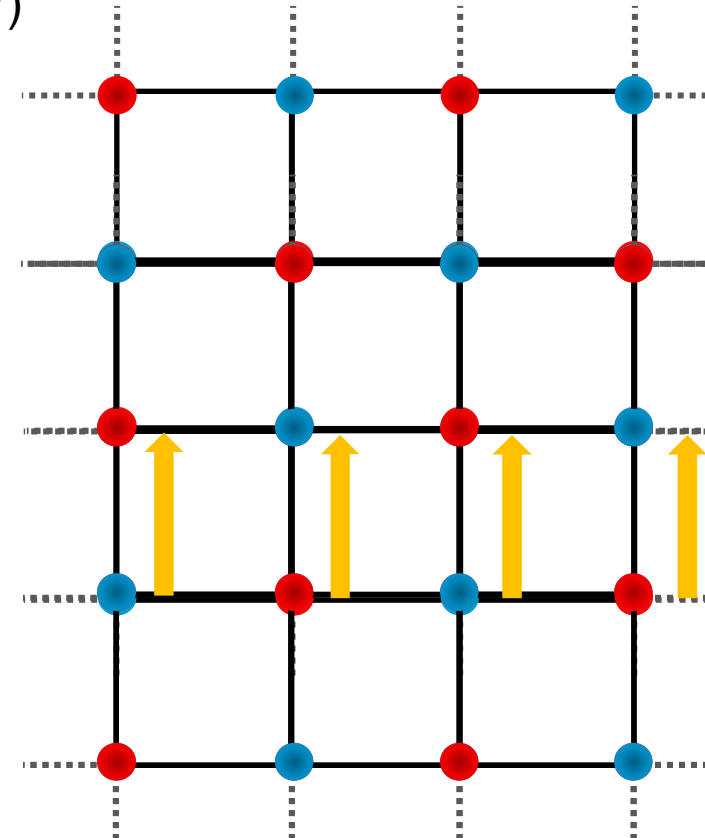
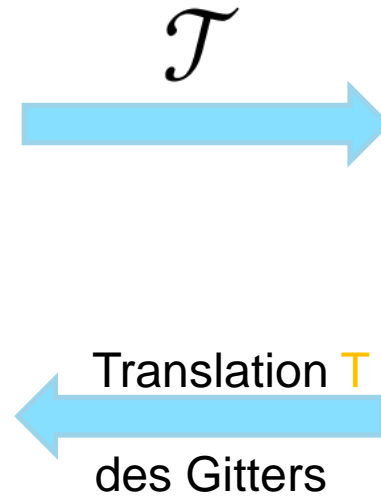
Frage zur Klassifizierung: Kann eine Gittertransformation die Zeitumkehr aufheben?

Antiferromagnetismus: Ja

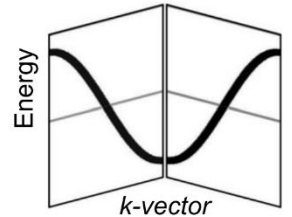
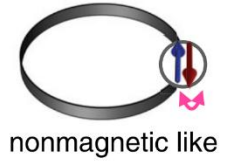
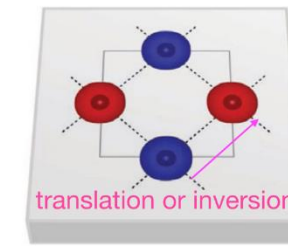
- Keine Magnetisierung



Folge: Bandentartung
Symmetrien: Zeitumkehr + Translation $[C_2 || \mathbf{t}]$
Zeitumkehr + Inversion $[C_2 || \bar{E}]$
(Zeitumkehr)



(c) Antiferromagnetism



$$\mathbf{R}_s^{\text{II}} \\ M=0$$

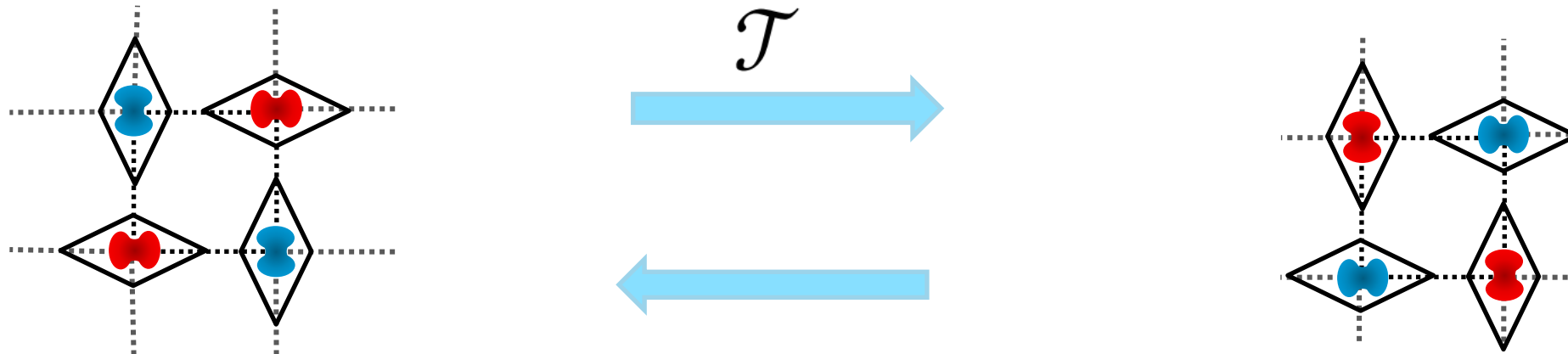
L. Šmejkal et al. PRX 12, 040501 (2022)

Phasen des Magnetismus

Frage zur Klassifizierung: Kann
eine Gittertransformation die
Zeitumkehr aufheben?

Altermagnetismus

- Keine Magnetisierung



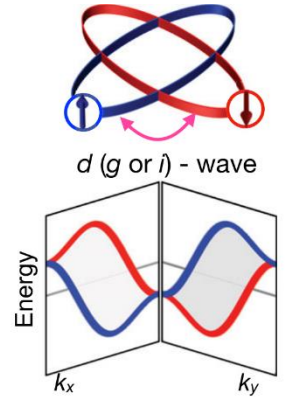
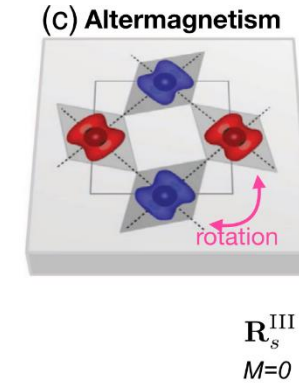
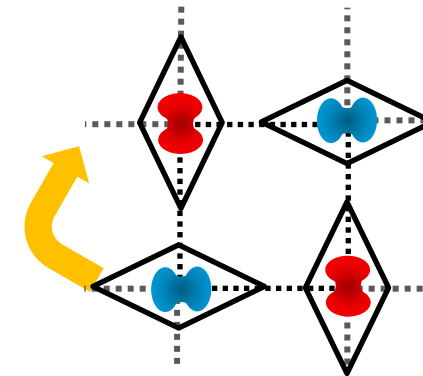
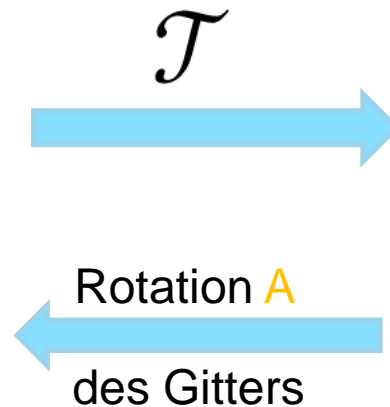
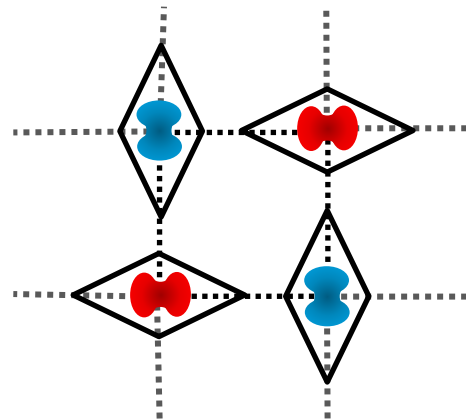
Phasen des Magnetismus

Frage zur Klassifizierung: Kann eine Gittertransformation die Zeitumkehr aufheben?

Antiferromagnetismus: Ja

- Keine Magnetisierung

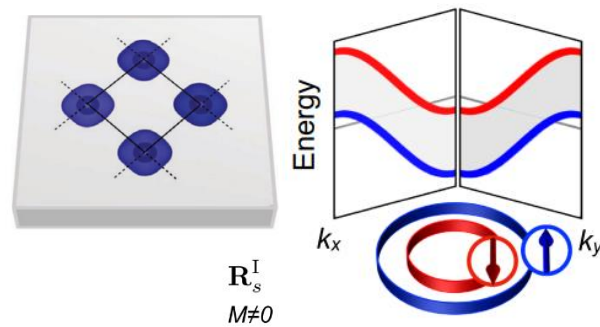
Folge: Bandentartung?
Symmetrien: Zeitumkehr + Rotation $[C_2 || A]$
Keine Zeitumkehrsymmetrie



L.Šmejkal et al. PRX 12, 040501 (2022)

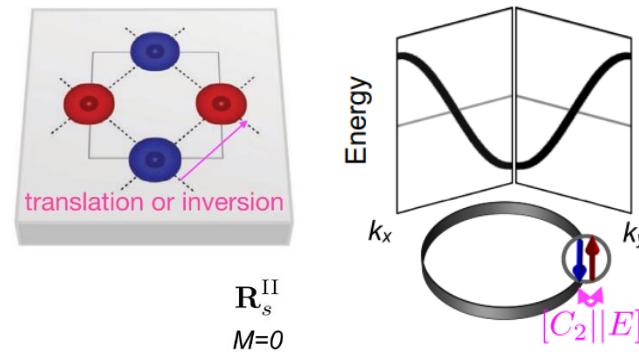
Symmetrie Beschreibung der Phasen

Ferromagnetismus



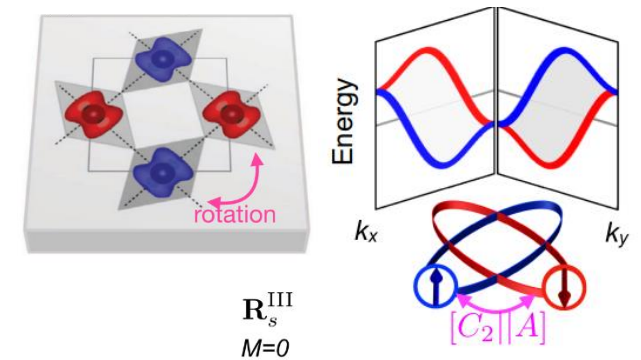
- Spin-Gruppe: $[E||G]$

Antiferromagnetismus



- Spin-Gruppe: $[E||G] + [C_2||G]$

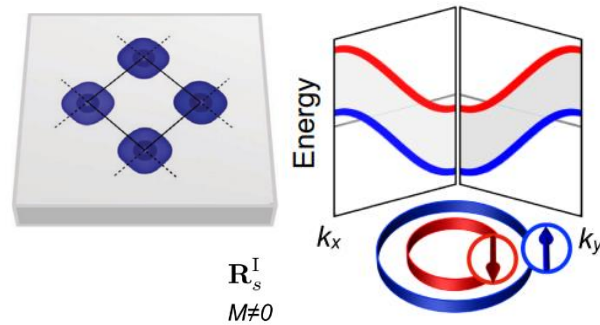
Altermagnetismus



- Spin-Gruppe: $[E||H] + [C_2||AH]$

Symmetrie Beschreibung der Phasen

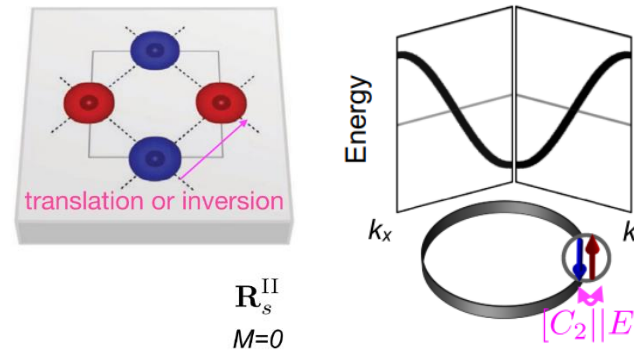
Ferromagnetismus



– Spin-Gruppe: $[E||G]$

- Magnetisierung
- Isotrope aufgeteilte Energiebänder

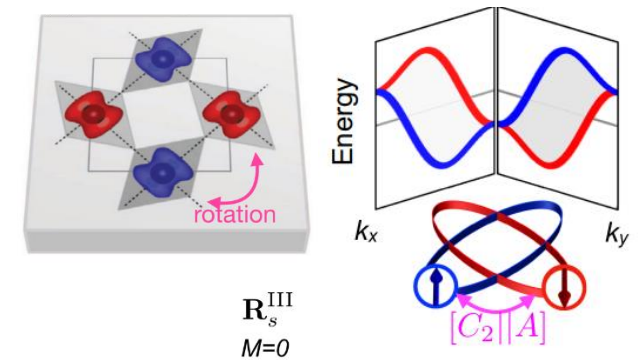
Antiferromagnetismus



– Spin-Gruppe: $[E||G] + [C_2||G]$

- Keine Magnetisierung
- Isotrope entartete Energiebänder
 - (Im nichtrelativistischen Limit)

Altermagnetismus



– Spin-Gruppe: $[E||H] + [C_2||AH]$

- Keine Magnetisierung
- Alternierende Spin-Polarisation
 - Im k- und r-Raum
- Gleichbesetzte und aufgeteilte Up u. Down Bänder
 - (Im nichtrelativistischen Limit)

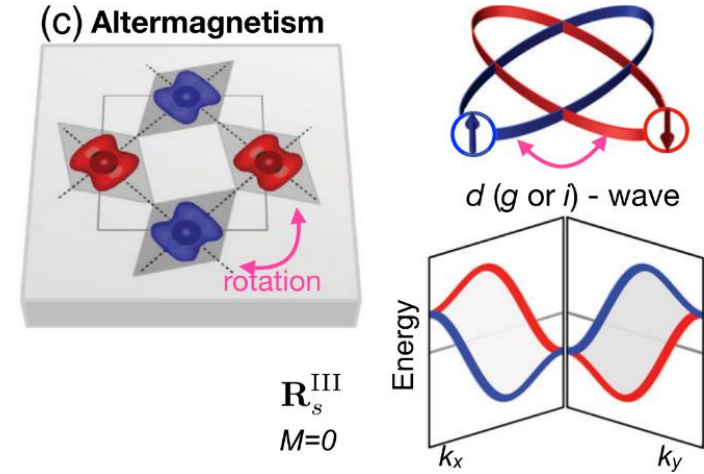
Altermagnetismus

Erkennungsmerkmale

Regeln zur Identifizierung von AM

1. Gerade Anzahl magnetischer Atome in der EZ
2. Keine Inversionsymmetrie zwischen magn Atomen der Untergitter
3. Untergitter durch kristallographische Rotationen verbunden

L. Šmejkal et al. PRX 12, 040501 (2022)

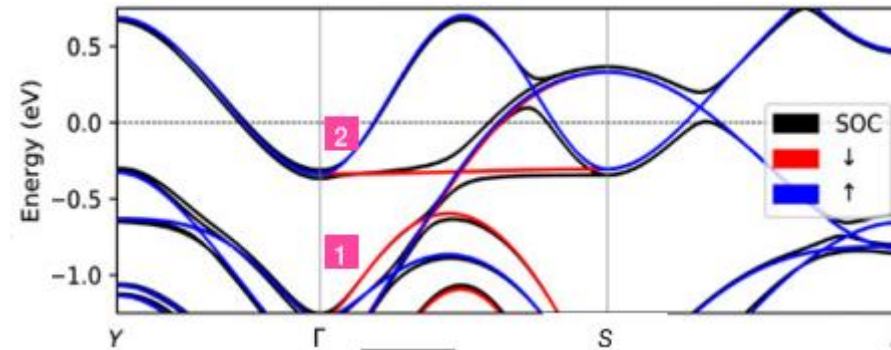


L. Šmejkal et al. PRX 12, 040501 (2022)

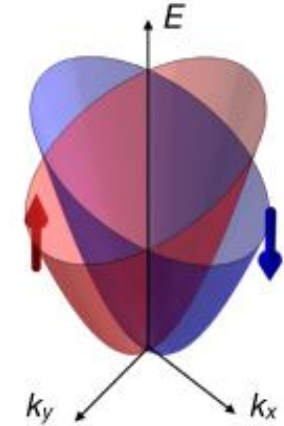
Altermagnetismus

Vorteile/Einfluss

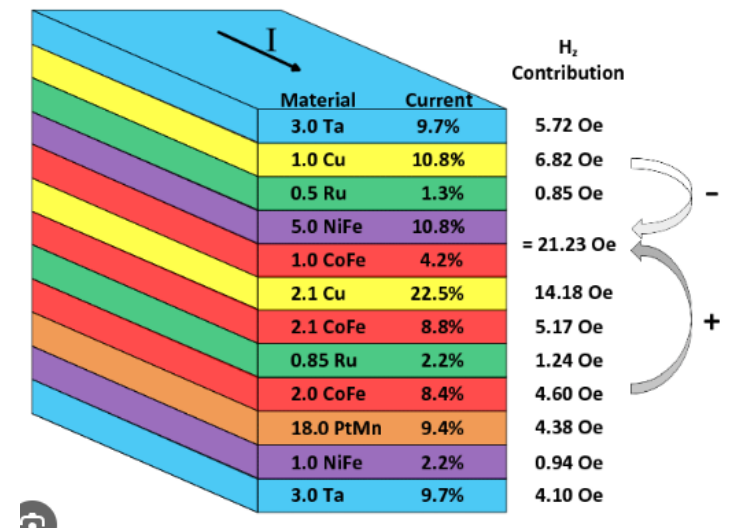
- Anomaler Hall Effekt/GMR/TMR
- Robust, weil keine Magnetisierung
 - keine Streumagnetisierung (aufwendiges SAFS(GMR-Stacks) im Moment)
- Spinwellen im THz bereich
- Spin Dynamik im ps-Bereich (FM μ s-Bereich)
- „einfache“ Symmetrie Klassifizierung erlaubt Folgerung der beobachteten Eigenschaften
 - Relativistische Effekt nicht nötig aber addierbar.



$$R_s^{\text{III}} \\ M=0$$



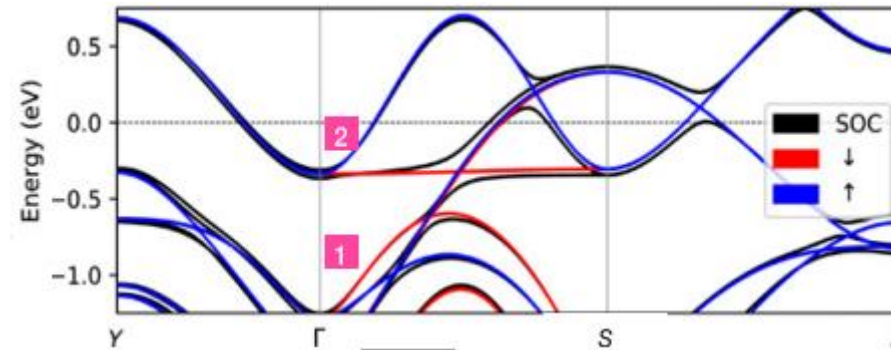
L.Šmejkal et al. PRX 12, 040501 (2022)



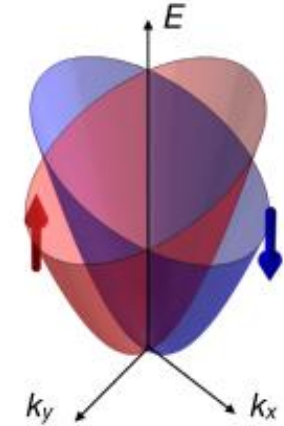
Altermagnetismus

Vorteile/Einfluss

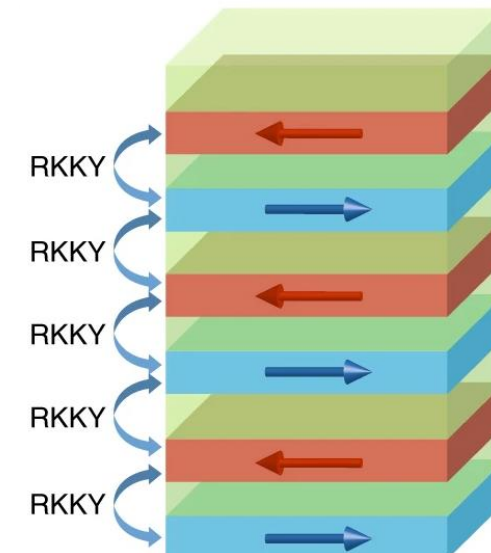
- Anomaler Hall Effekt/GMR/TMR
- Robust, weil keine Magnetisierung
 - keine Streumagnetisierung (aufwendiges SAFS(GMR-Stacks) im Moment)
- Spinwellen im THz-Bereich
- Spin Dynamik im ps-Bereich (FM μ s-Bereich)
- „einfache“ Symmetrie Klassifizierung erlaubt Folgerung der beobachteten Eigenschaften
 - Relativistische Effekt nicht nötig aber addierbar.



$$\mathbf{R}_s^{\text{III}} \\ M=0$$



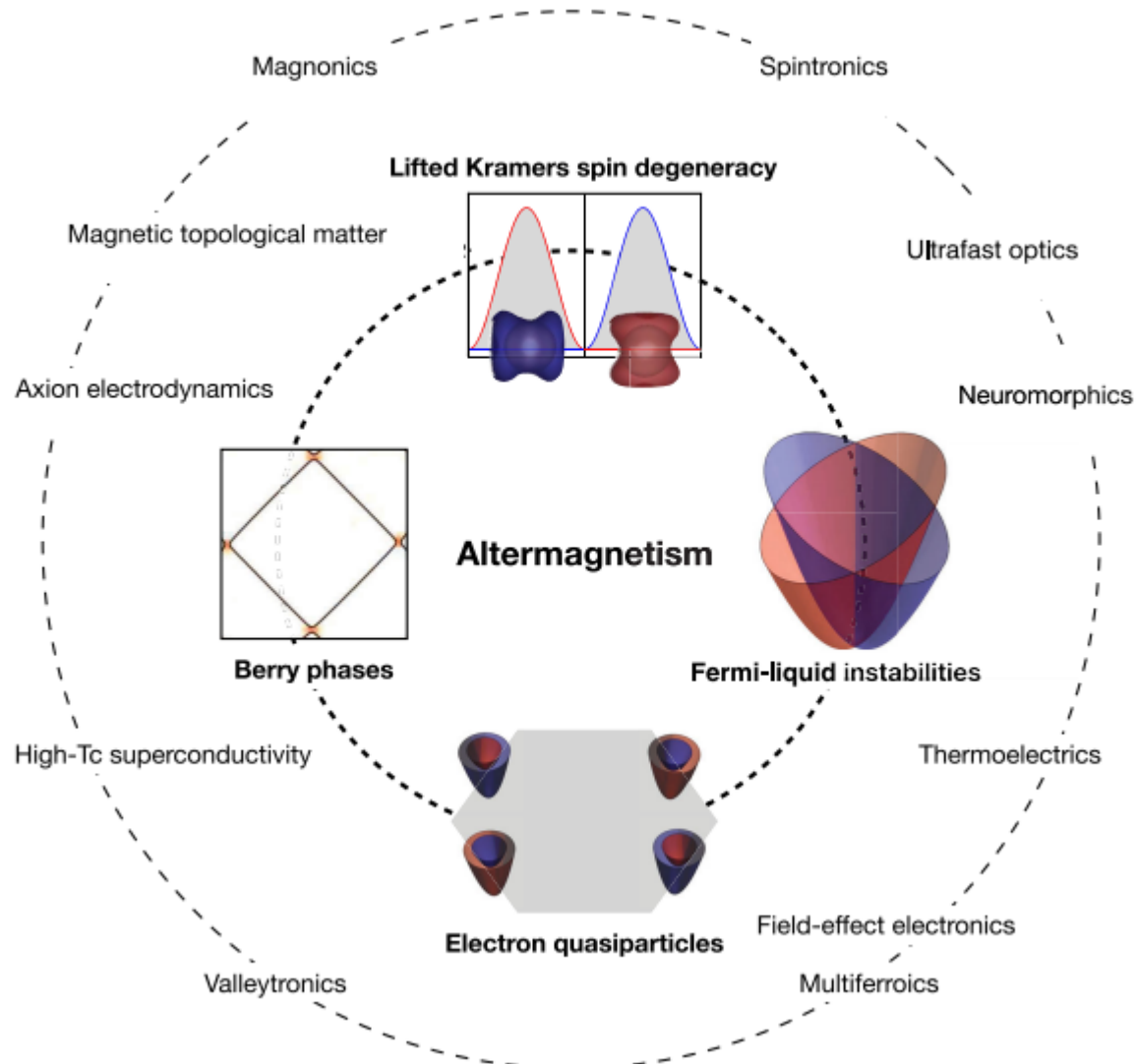
L.Šmejkal et al. PRX 12, 040501 (2022)



R.A.Duine et al. Nature 14, 217-219 (2018)

Altermagnetismus

Ausblick



L.Šmejkal et al. PRX 12, 040501 (2022)