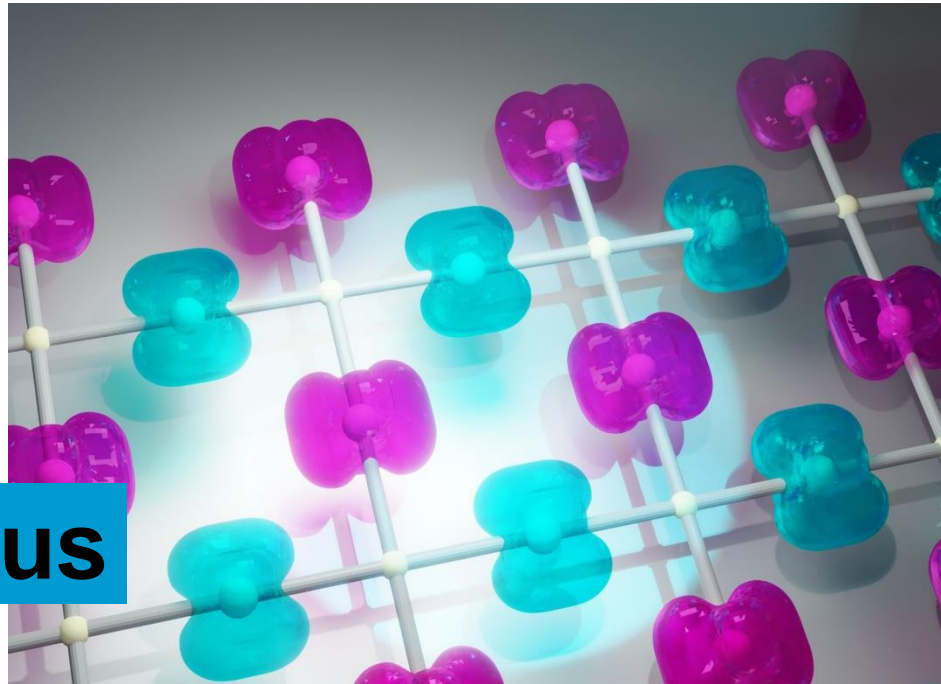


# Seminarvortrag: Von Magnetismus und Altermagnetismus



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

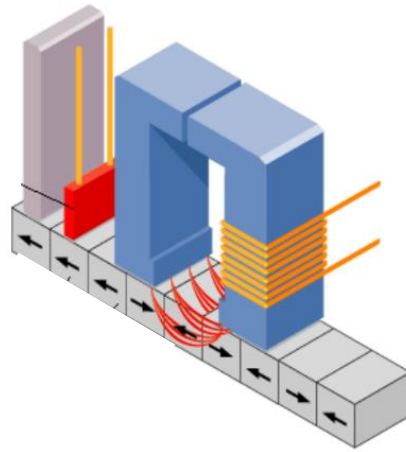
Julian Beisch

Konstanz, 07.06.2024

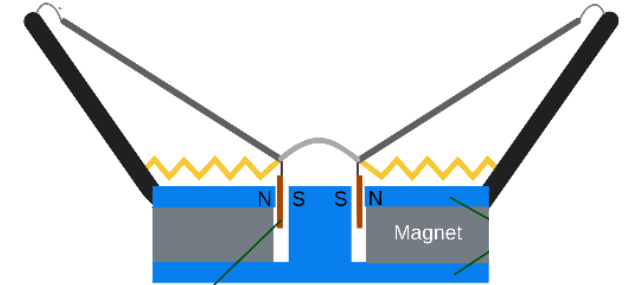
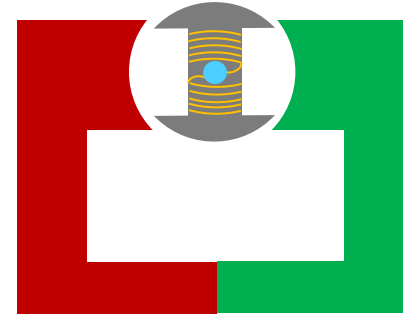
# Motivation

## Magnete sind überall (nicht nur am Kühlschrank):

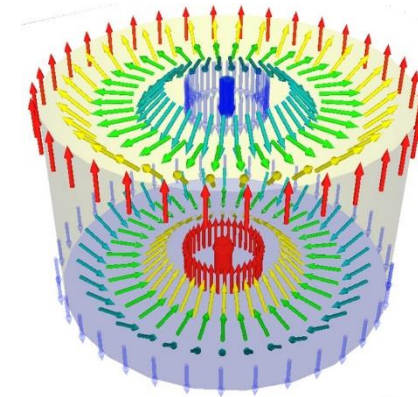
- Elektrische Motoren
  - Lautsprecher
- Medizin
  - MRT
- Digitaler Speicher
  - HDD
  - Skyrmions(?)
- Computing – Spintronics – Magnonen(?)
- Forschung (Nowak, Gönnerwein, Bossini....)



pcmag.com



Wikipedia.com



Ag Nowak  
Pressemitteilung



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

# Motivation

## Magnete sind überall (nicht nur am Kühlschrank):

- Elektrische Motoren
  - Lautsprecher
- Medizin
  - MRT
- 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

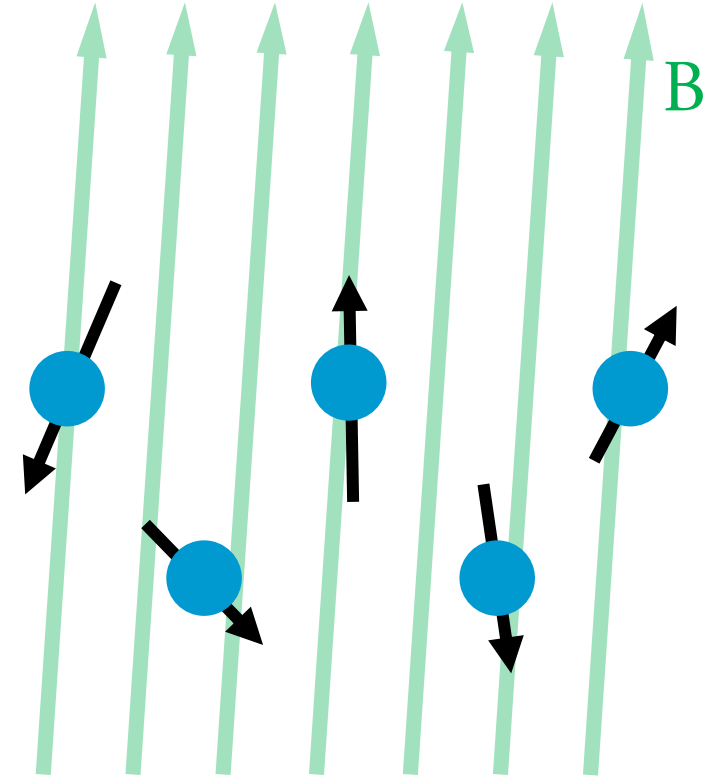
## Wechselwirkender Magnetismus

- 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 magnetischem Moment  $\mu_{\text{Bohr}}$

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

# Aufgabe

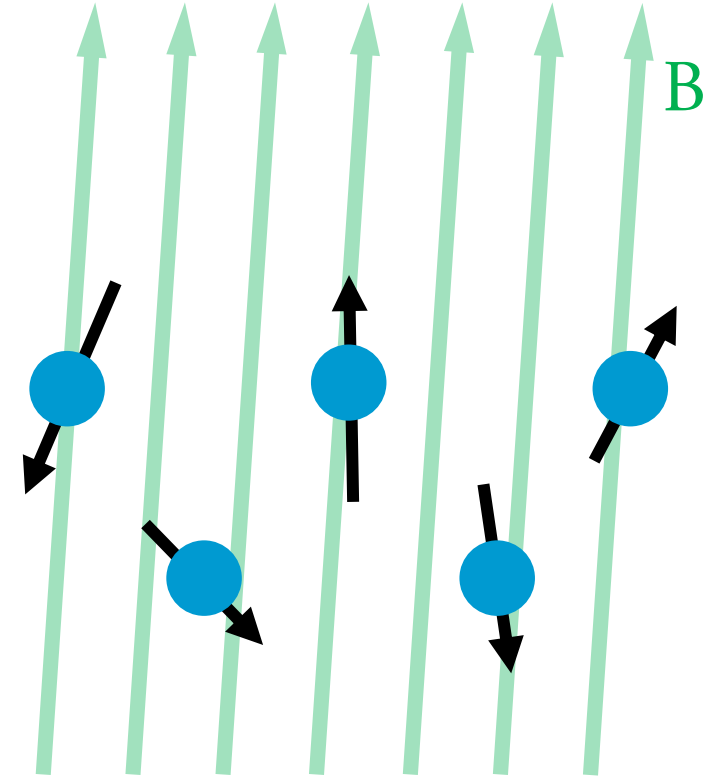
Wie groß müsste ein magnetisches Feld sein um einen Spin bei Raumtemperatur auszurichten?



# 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  $80.000.000 \text{ Gau\ss} \hat{=} 8000 \text{ T}$   
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 20 Jahre später konnte Heisenberg die Probleme mit Hilfe der Austauschwechselwirkung lösen

- Diese wollen wir nun in Teilen herleiten

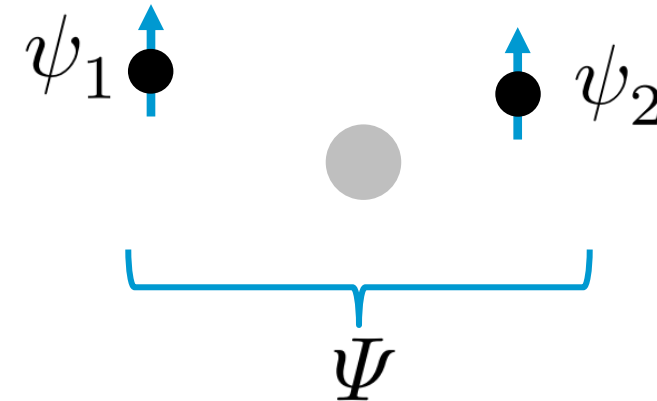


# Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus

## Heisenbergs Lösung

Etwa 20 Jahre später konnte Heisenberg die Probleme mit Hilfe der Austauschwechselwirkung lösen

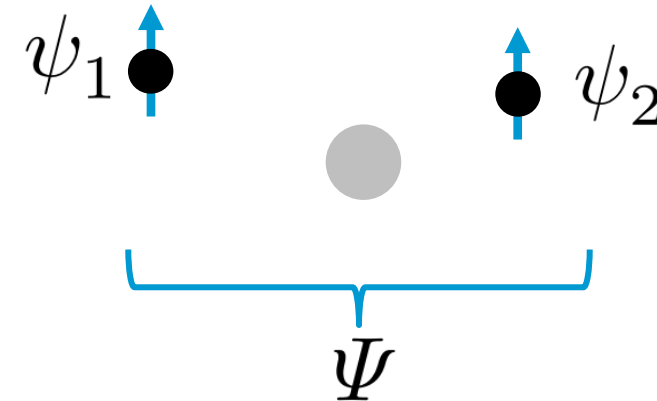
- Diese wollen wir nun in Teilen herleiten
- Betrachten wir zwei Elektronen (eines Atoms)



# Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus

## Heisenbergs Lösung

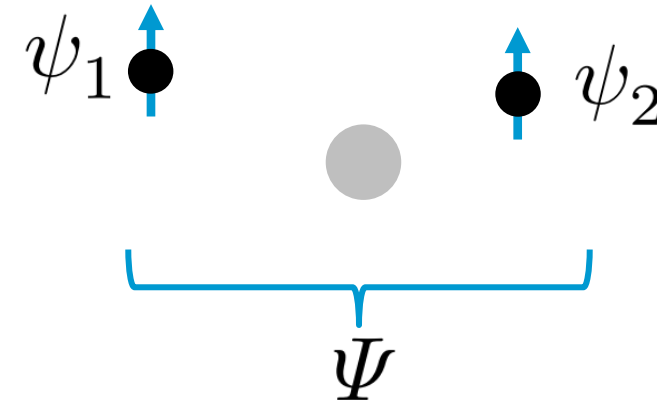
- Aufteilen der Wellenfunktion in einen Orts-teil und einen Spin-teil
  - $\Psi(q_1, q_2) = \phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \cdot \chi(s_1, s_2)$
- Dies ist noch kein physikalischer Zustand
  - Muss noch symmetrisiert werden
  - Elektronen => Antisymmetrisierung



# Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus

## Heisenbergs Lösung

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



# Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus

## Heisenbergs Lösung

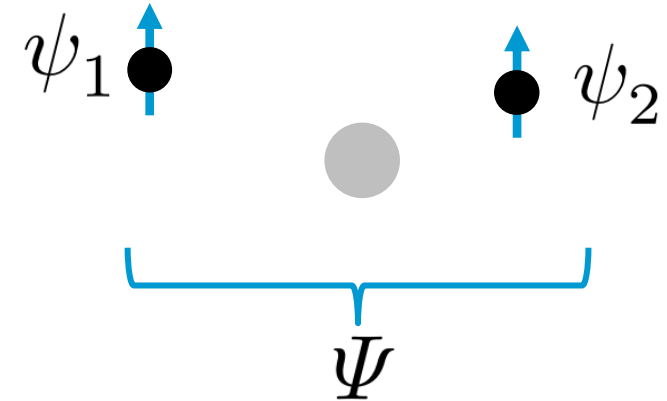
- Aufteilen der Wellenfunktion in einen Orts-teil und einen Spin-teil

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

- 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

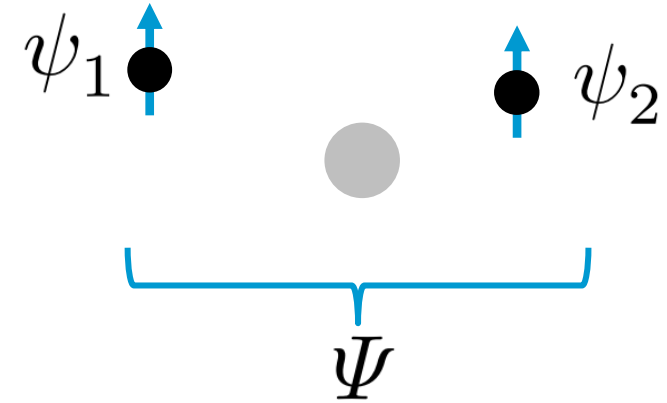
## Heisenbergs Lösung

- Hamiltonian

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

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

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



		$S_z$	$S^2$	$S_1 S_2$
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

- 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  $U = \int \Psi^* \mathcal{H} \Psi dV$
- $U_S = I_1 + I_2 + K_{12} + J_{12}$
- $U_T = I_1 + I_2 + K_{12} - J_{12}$

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

S.Chikazumi *Physics of Ferromagnetism* (2009)

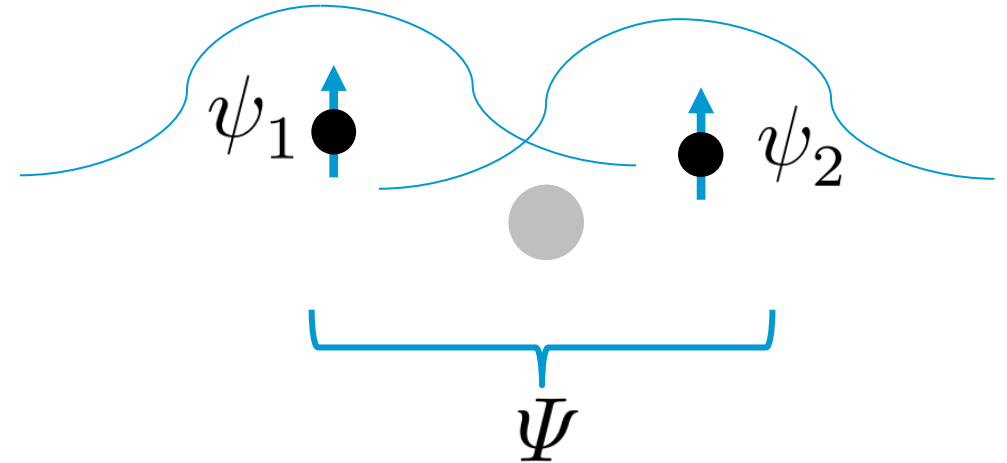
# Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus

## Heisenbergs Lösung

- Ergebnis und Interpretation

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

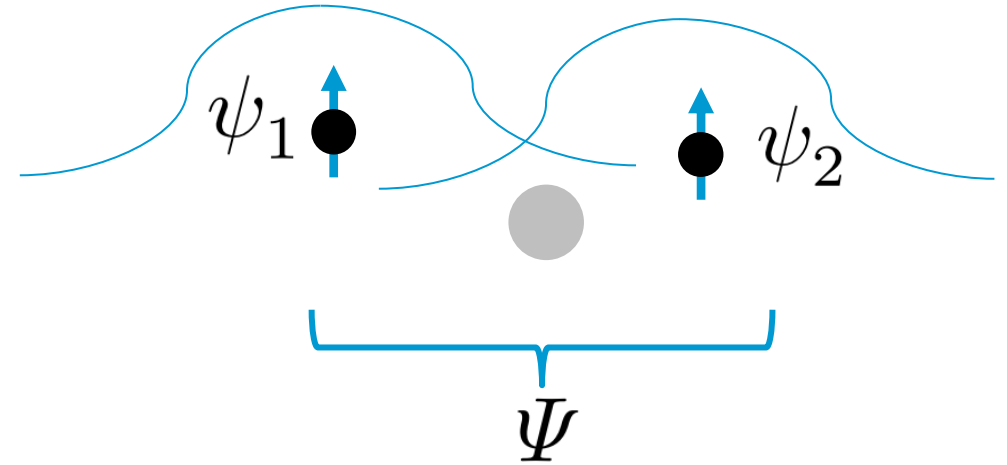
- Gibt eine **Energiedifferenz** zwischen dem **Singlett** und dem **Triplett** Zustand basierend auf der **Coulombenergie** und der **asymmetrischen Wellenfunktion**.
- Abhängig vom Überlapp der Wellenfunktionen
  - Eisen/Nickel-Salz Lösungen sind nicht ferromagnetisch [W.Heisenberg Z.Physik 49, 619-636, \(1928\)](#)
- Je nach Situation ist entweder 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

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

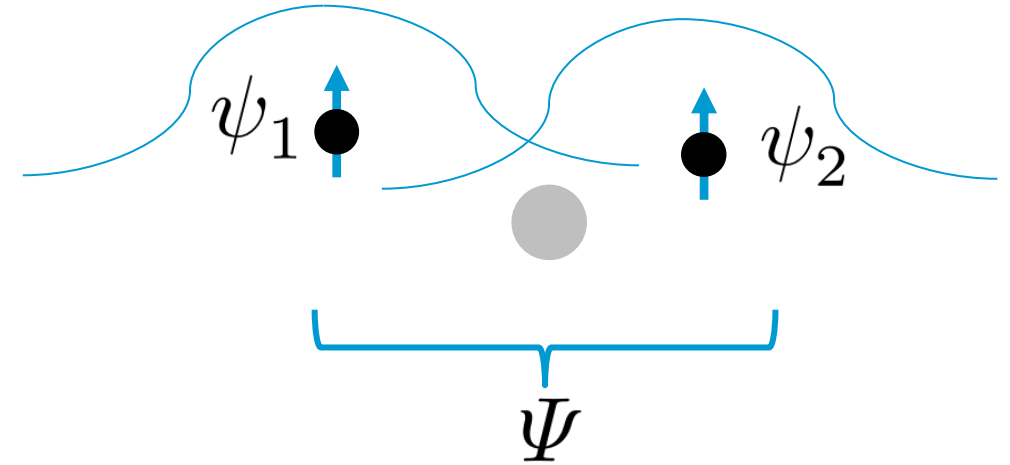
- Konstruktion eines „effektiven Hamiltonian“:

$$- \mathcal{H}_{\text{eff.}} = -2J_{12} \cdot S_1 \cdot S_2$$

- Obacht mit dem Vorzeichen und der 2
- Semiklassische Näherung

$$- J > 0 \Leftrightarrow U_S > U_T$$

$$- J < 0 \Leftrightarrow U_S < U_T$$



		$S_z$	$S^2$	$S_1 S_2$
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 Erweiterung

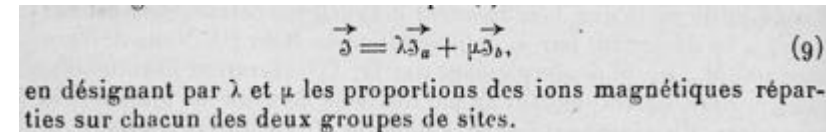
- $$\mathcal{H}_{\text{Heisenberg}} = - \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij} \cdot S_i \cdot S_j$$

*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.



$$\vec{S} = \lambda \vec{S}_a + \mu \vec{S}_b, \quad (9)$$
  
en désignant par  $\lambda$  et  $\mu$  les proportions des ions magnétiques réparties sur chacun des deux groupes de sites.

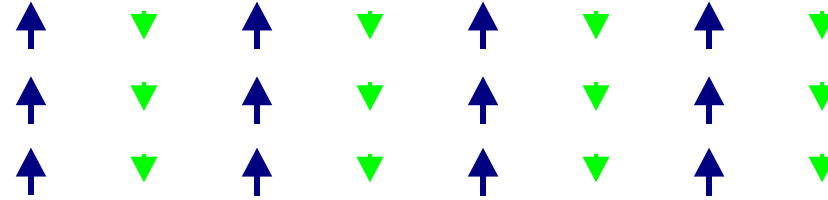
*L. Néel* An. de phys. **12**, 137-198 (1948)

- 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

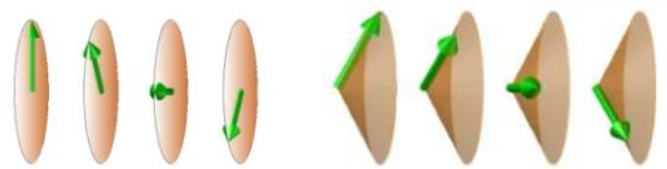
*L. Néel An. de phys. 12, 137-198 (1948)*



Wikipedia.com

- Helimagnetismus (1959)

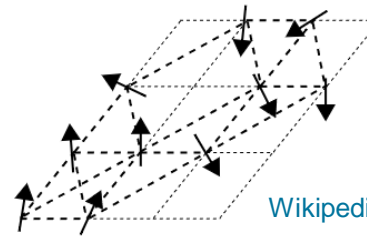
*A. Yoshimori J. Phys. Soc. Jpn. 14, 807-821 (1959)*



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

- Spin Gläser(1973)
  - Zufälliges aber kooperatives Einfrieren von Spins

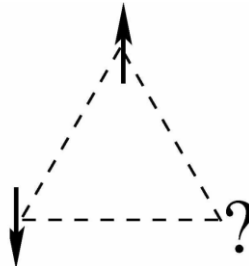
*D.Sherrington et al. PRL 35,26 (1975)*



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<sup>UK</sup>

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**

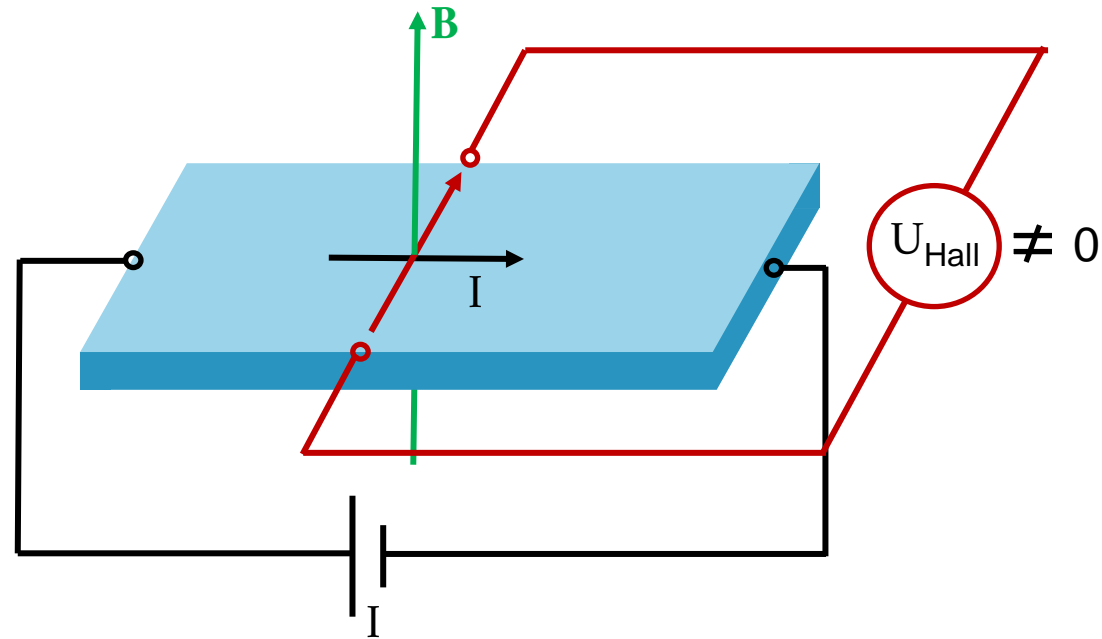
**Spektrum**  
der Wissenschaft

22.02.24

# Woher kommt die Aufruhr?

## Hall Effekt mit B-Feld

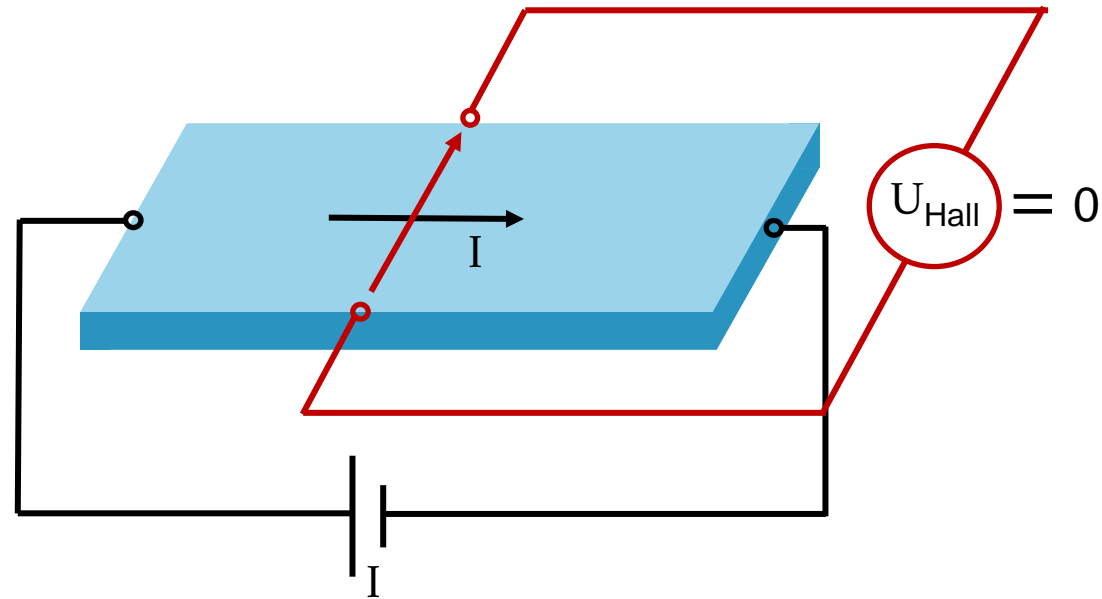
- Mit B-Feld bereits bekannt



# Woher kommt die Aufruhr?

## Hall Effekt mit B-Feld

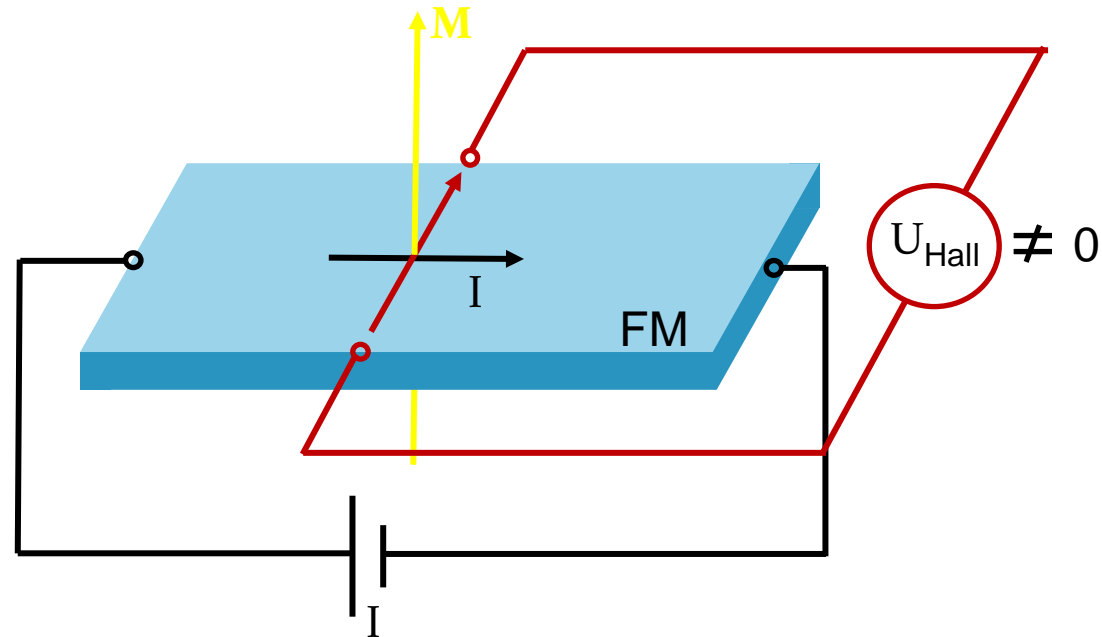
- Mit B-Feld bereits bekannt



# Woher kommt die Aufruhr?

## Hall Effekt mit B-Feld

- Mit B-Feld bereits bekannt



## Anormaler Hall Effekt

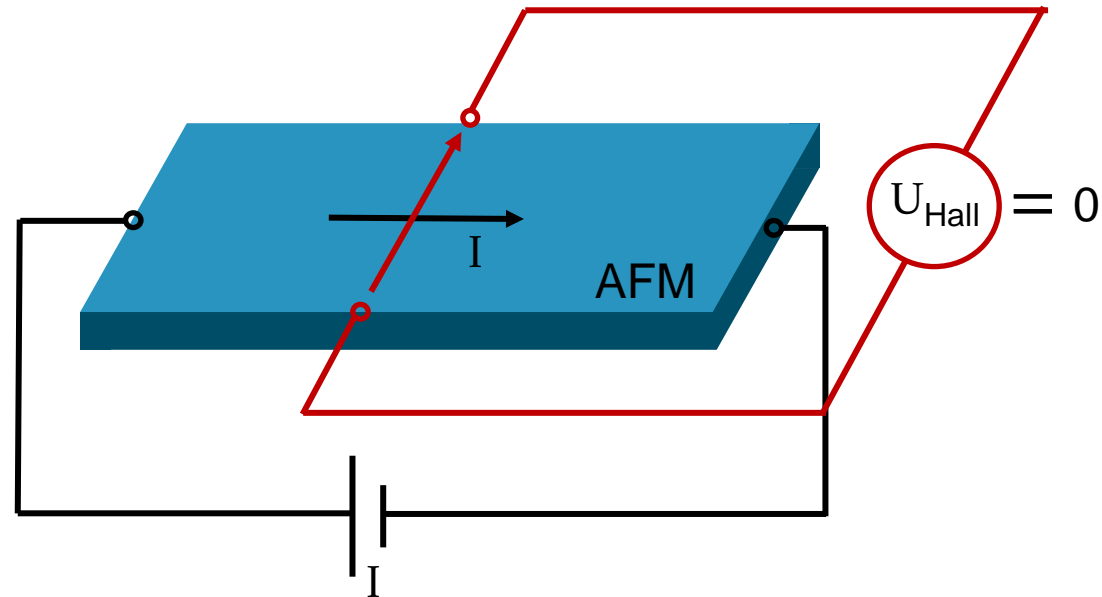
Kein externes Feld  $B = 0$

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

# Woher kommt die Aufruhr?

## Hall Effekt mit B-Feld

- Mit B-Feld bereits bekannt



## Anormaler Hall Effekt

Kein externes Feld  $B = 0$

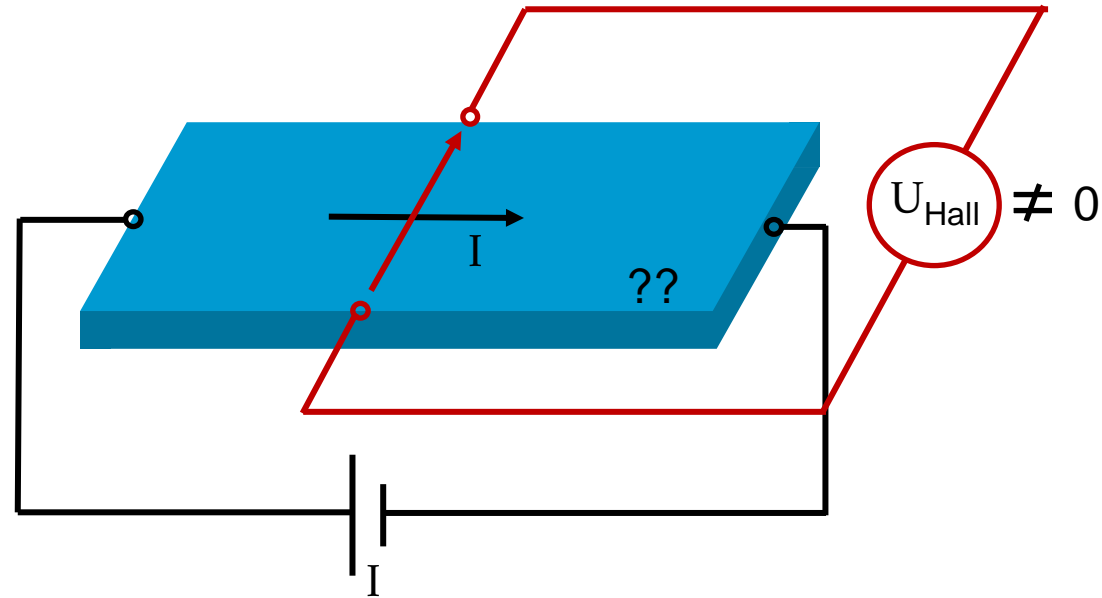
- FM:  $M \neq 0$       $U_{\text{Hall}} \neq 0$
- AFM:  $M = 0$       $U_{\text{Hall}} = 0$



# Woher kommt die Aufruhr?

## 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. Reichlova 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

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

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

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

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

## 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?

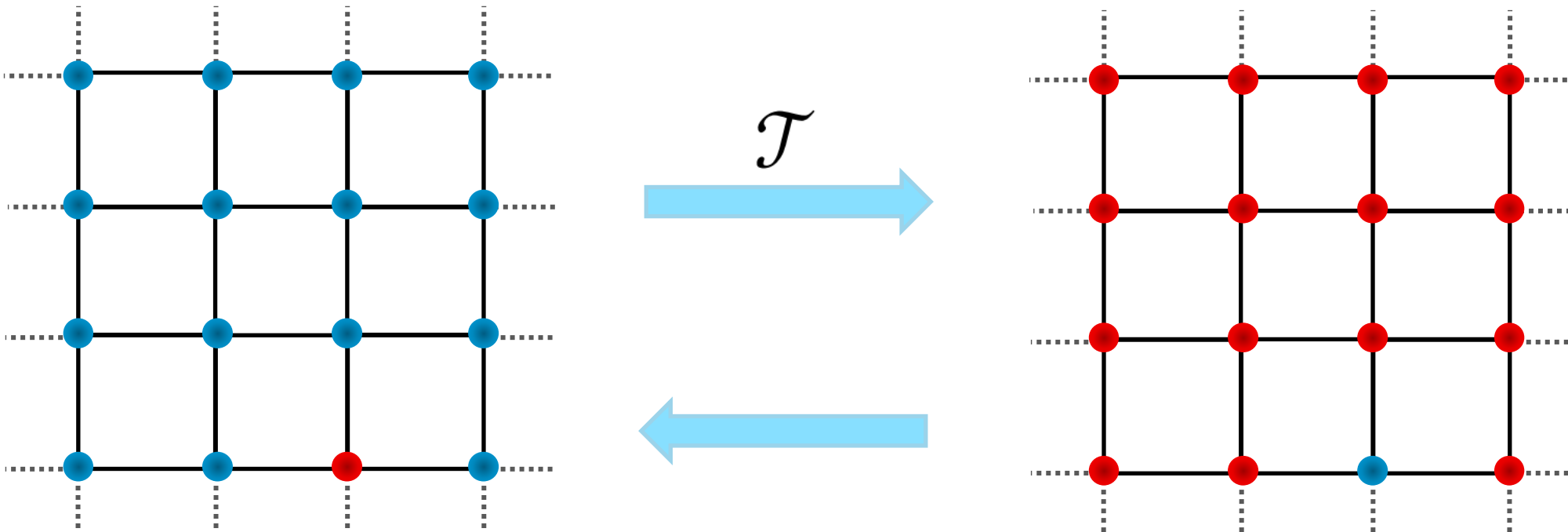
*L. Šmejkal et al. PRX 12, 031042 (2022)*

# Phasen des Magnetismus

Frage zur Klassifizierung: Kann eine Gittertransformation die Zeitumkehr aufheben?

## Ferromagnetismus

- Starke Magnetisierung



# Phasen des Magnetismus

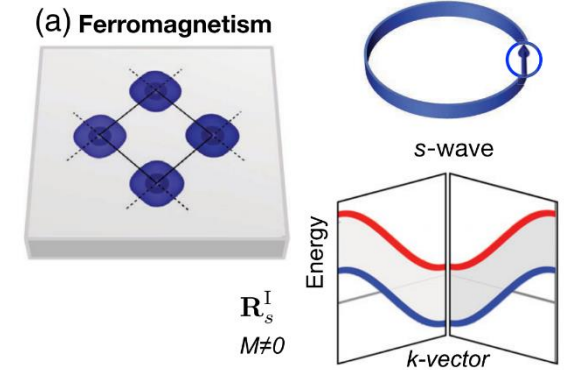
Frage zur Klassifizierung: Kann eine Gittertransformation die Zeitumkehr aufheben?

**Ferromagnetismus: Nein**

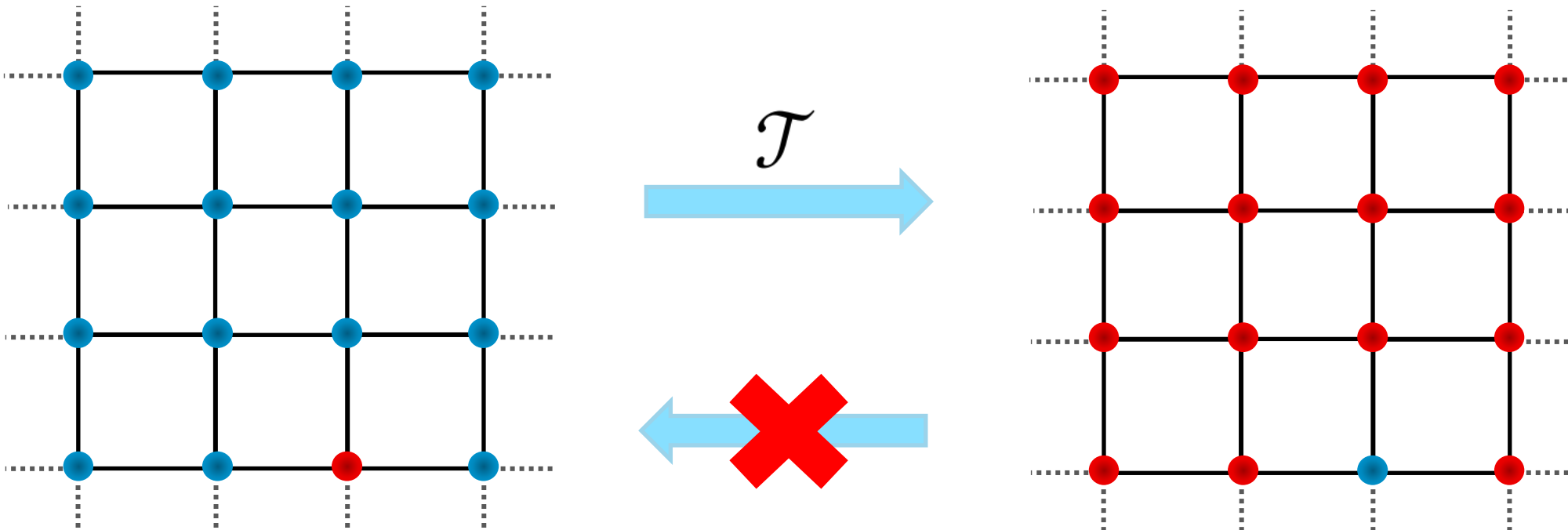
- Starke Magnetisierung

Folge: Bandaufspaltung

Keine Zeitumkehrsymmetrie



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

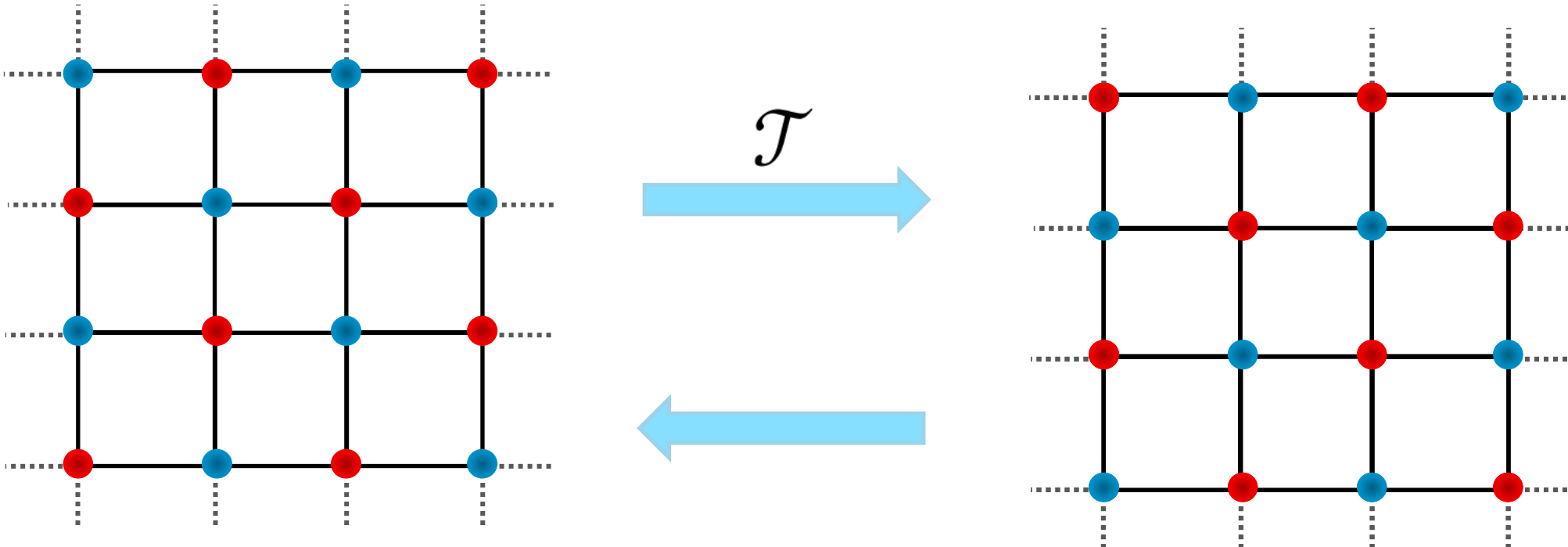


# Phasen des Magnetismus

Frage zur Klassifizierung: Kann eine Gittertransformation die Zeitumkehr aufheben?

## Antiferromagnetismus

- Keine Magnetisierung

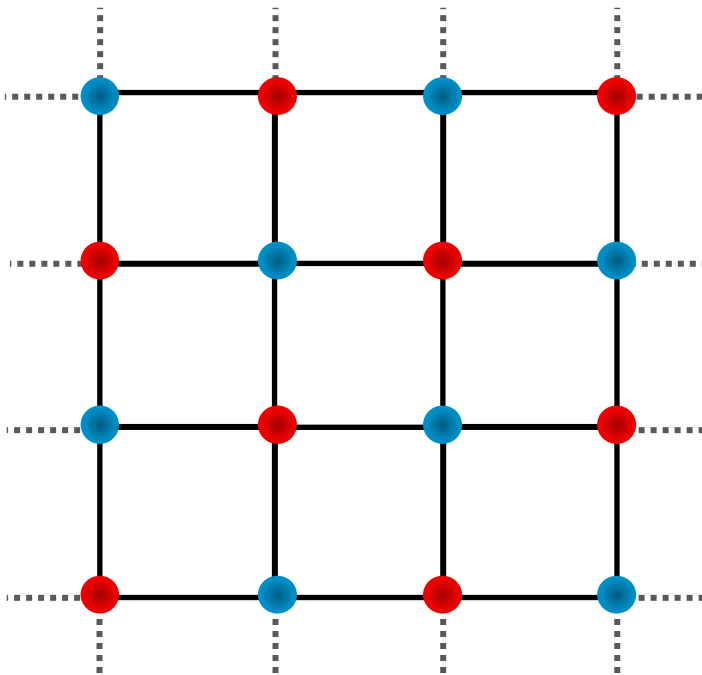


# Phasen des Magnetismus

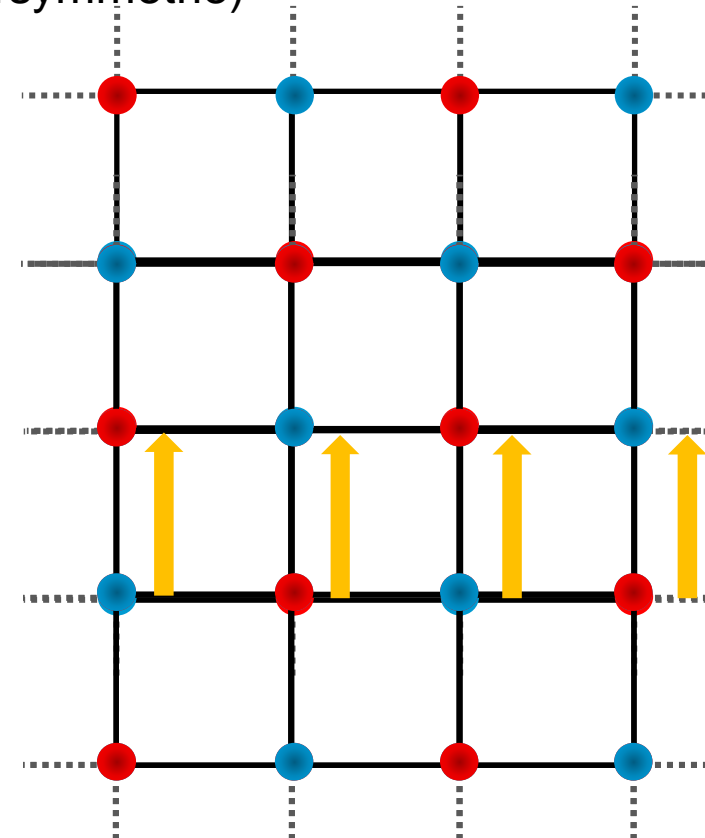
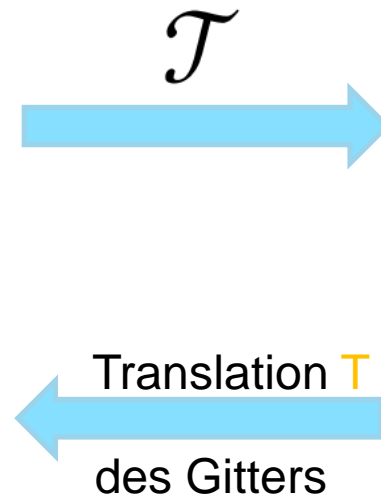
Frage zur Klassifizierung: Kann eine Gittertransformation die Zeitumkehr aufheben?

## Antiferromagnetismus: Ja

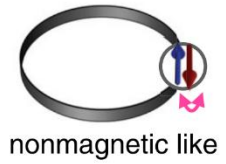
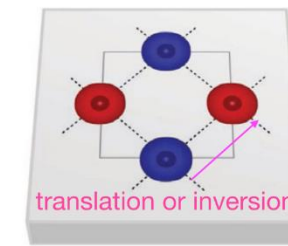
- Keine Magnetisierung



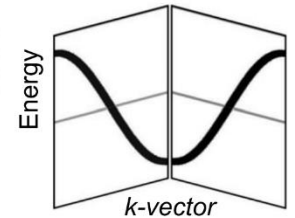
Folge: Bandentartung  
Symmetrien: Zeitumkehr + Translation  $[C_2 || \mathbf{t}]$   
Zeitumkehr + Inversion  $[C_2 || \bar{\mathbf{E}}]$   
(Zeitumkehrsymmetrie)



## (c) Antiferromagnetism



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



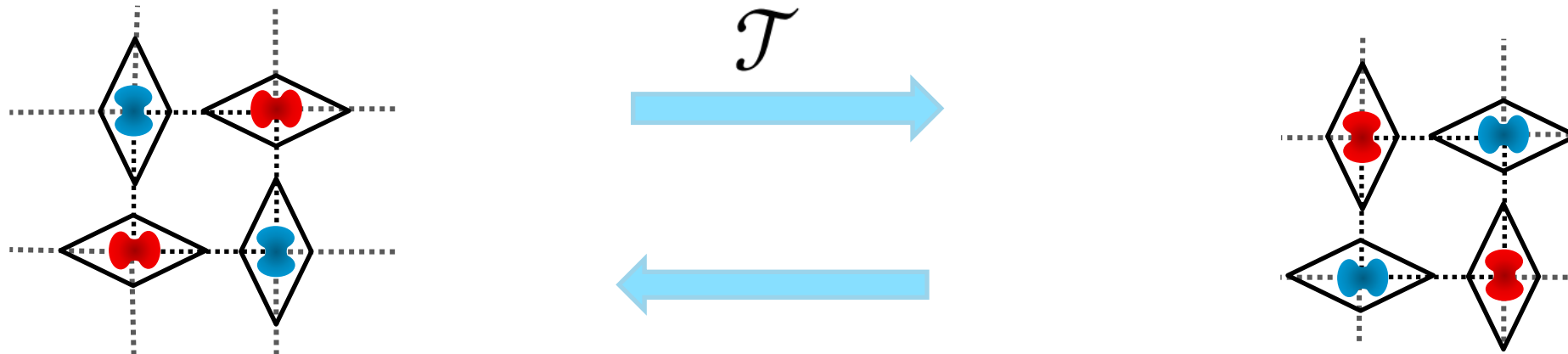
*L. Šmejkal et al. PRX 12, 040501 (2022)*

# Phasen des Magnetismus

Frage zur Klassifizierung: Kann  
eine Gittertransformation die  
Zeitumkehr aufheben?

## Altermagnetismus

- Keine Magnetisierung





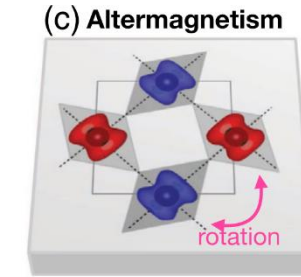
# Phasen des Magnetismus

Frage zur Klassifizierung: Kann eine Gittertransformation die Zeitumkehr aufheben?

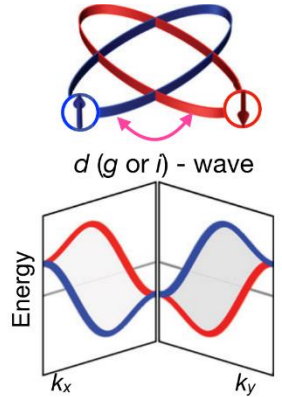
**Altermagnetismus: Ja**

- Keine Magnetisierung

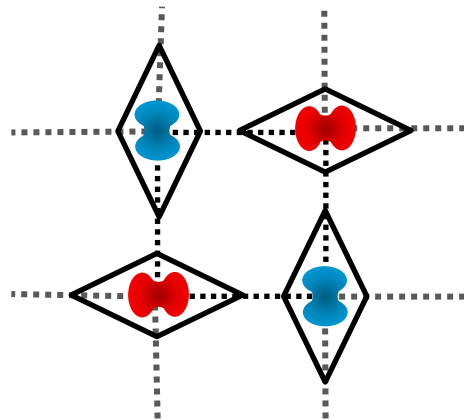
Folge: Bandaufspaltung?  
Symmetrien: Zeitumkehr + Rotation  $[C_2 || A]$   
Keine Zeitumkehrsymmetrie



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



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



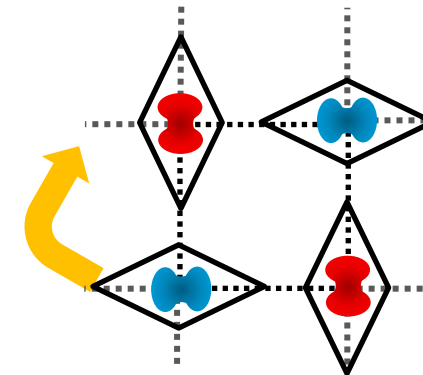
$\mathcal{T}$



Rotation  $A$

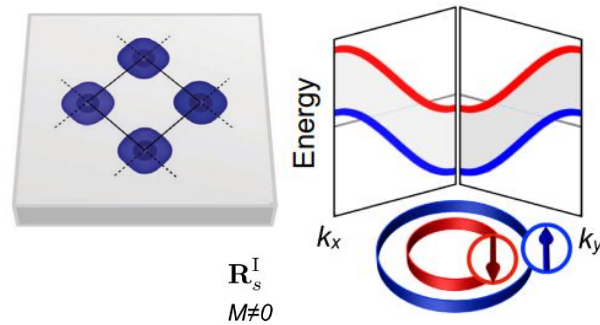


des Gitters



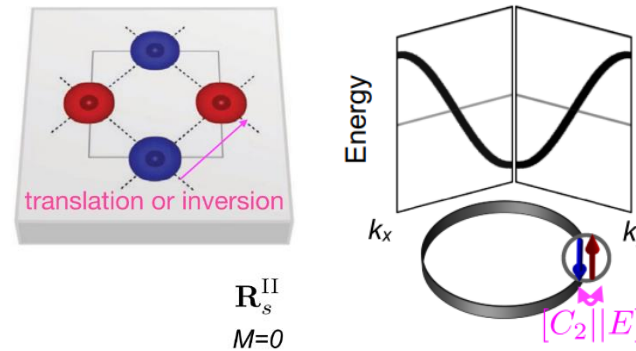
# Symmetrie Beschreibung der Phasen

## Ferromagnetismus



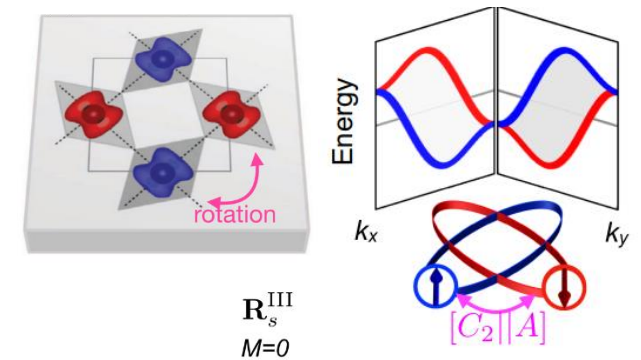
- Spin-Gruppe:  $[E||G]$

## Antiferromagnetismus



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

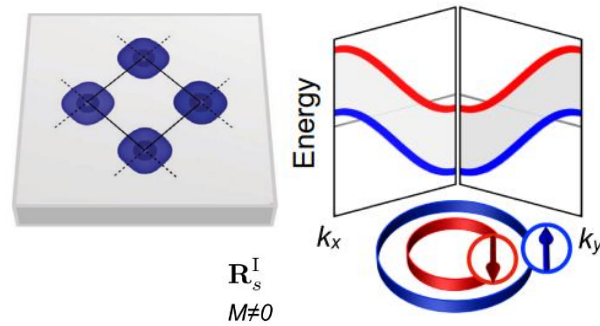
## Altermagnetismus



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

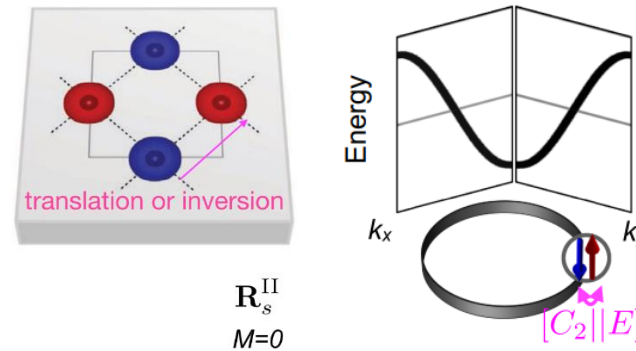
# Symmetrie Beschreibung der Phasen

## Ferromagnetismus



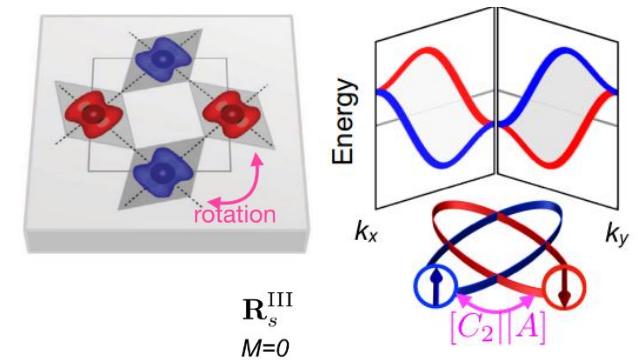
- Spin-Gruppe:  $[E||G]$
- Magnetisierung
- Isotrope aufgeteilte Energiebänder

## Antiferromagnetismus



- Spin-Gruppe:  $[E||G] + [C_2||G]$
- Keine Magnetisierung
- Isotrope entartete Energiebänder
  - (Im nichtrelativistischen Limit)

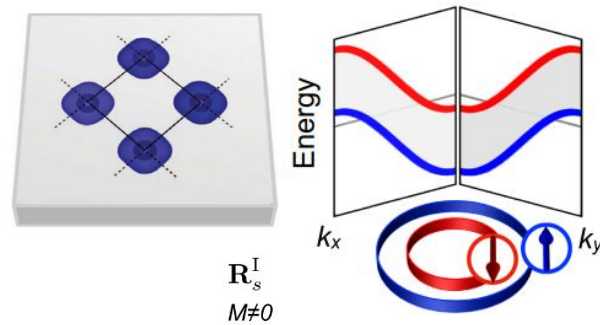
## Altermagnetismus



- 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)

# Symmetrie Beschreibung der Phasen

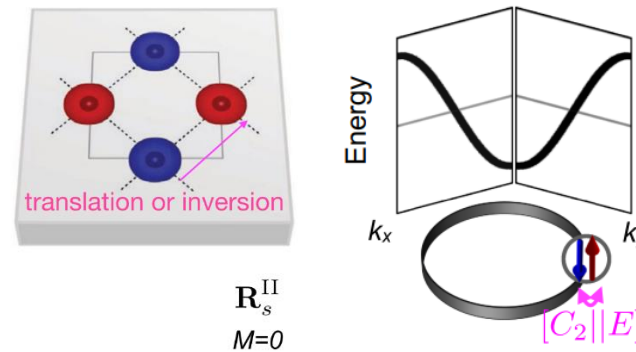
## Ferromagnetismus



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

- **Magnetisierung**
- Isotrope aufgeteilte Energiebänder
  - Magnet-Transport-Effekte

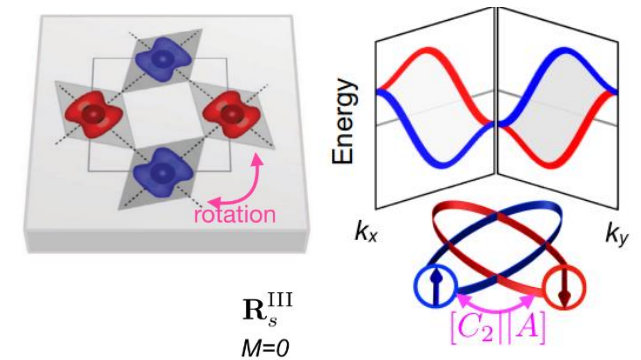
## Antiferromagnetismus



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

- Keine Magnetisierung
  - Robust zu externen Felder
  - Keine Streufelder
- **Isotrope entartete Energiebänder**
  - (Im nichtrelativistischen Limit)

## Altermagnetismus



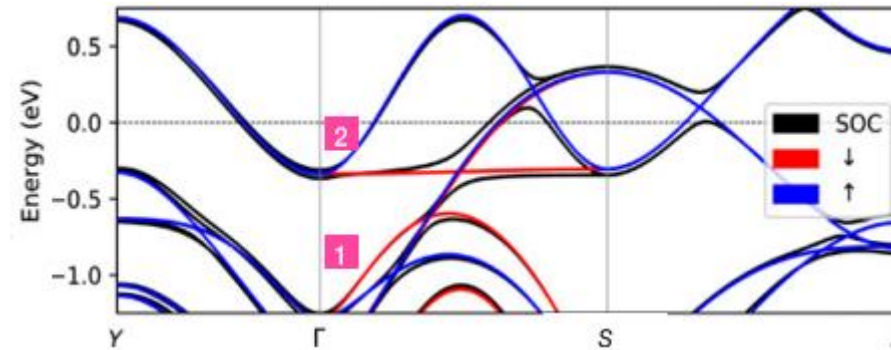
- Spin-Gruppe:  $[E||H] + [C_2||AH]$

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

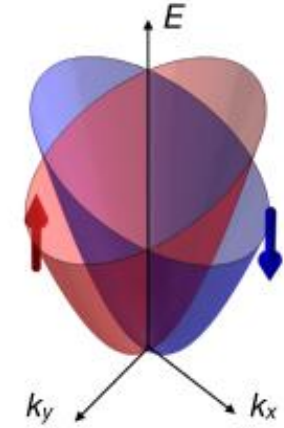
# Altermagnetismus

## Vorteile/Einfluss

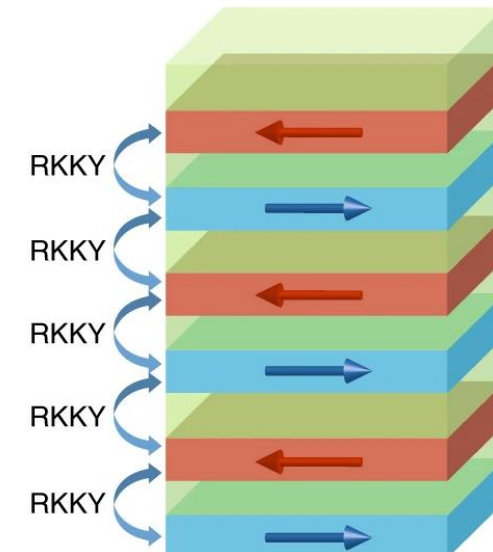
- Anomaler Hall Effekt/GMR/TMR
- Robust, weil keine Magnetisierung
  - keine Streumagnetisierung (aufwendiges SAFS(GMR-Stacks) im Moment)
- Spinwellen im THz-Bereich
- Spin Dynamik im ps-Bereich (FM  $\mu$ s-Bereich)
- „einfache“ Symmetrie Klassifizierung erlaubt Folgerung der beobachteten Eigenschaften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



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



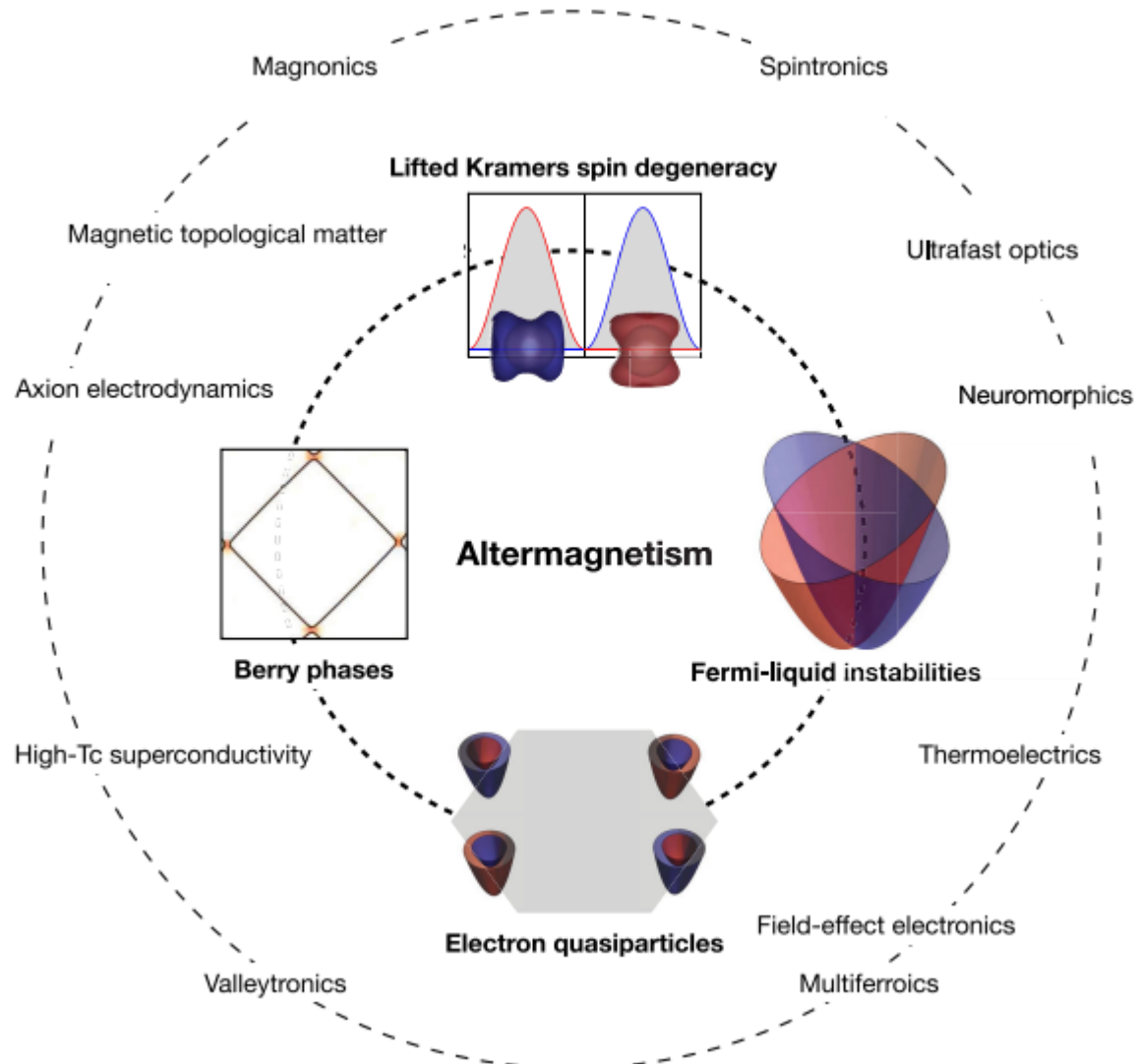
*L.Šmejkal et al. PRX 12, 040501 (2022)*



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

# Altermagnetismus

## Ausblick



*ejkal et al. PRX 12, 040501 (2022)*