Lit: Chaikin / Lubensky Kap 8
Forster: Hydrodynamic fluct, broken symm., and corr. fct.

7. Hydrodynamik

Ziel: Beschreibung der (Nichtgleichgewichts-) Dynamik von Systemen nahe dem (homogenen, thermischen) Gleichgewichtszustand

(↷ Störungen auf Längen- & Zeitskalen >> mikroskopische Skalen)

(historisch: zuerst in Wasser untersucht)

Wichtig: Während bei hinreichend tiefen Temperaturen die Elementaranregungen des Grundzustandes wichtig sind, sind diese bei höheren Temperaturen häufig nicht wohldefiniert (wegen Streuung an thermischen Anregungen)

Frage: Welche wohldefinierten Anregungsmoden existieren in einem kollisionsdominierten ($\hat{=}$ hydrodynamischen) Regime?

↷ Suche nach kollektiven Moden in einem Regime, in dem wohldefinierte Einteilchen-Anregungen nicht existieren (!)

(echte Vielteilchenphysik)

Typische mikroskopische Streuraten: $10^{-15} \dots 10^{-10}$ s.

Die meisten Störungen klingen auf diesen Zeitskalen ab.

Welche Störungen / Größen klingen nicht (schnell) ab?

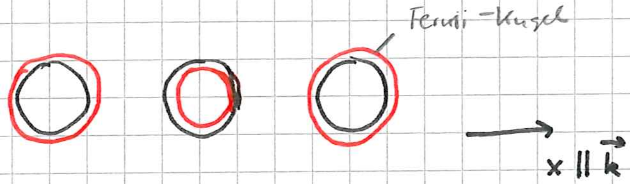
- Dichten von Erhaltungsgrößen $\left(\underset{\omega}{\partial_t} n + \underset{q}{\mathrm{div}}\, j = 0 \right)$
- Größen assoziiert mit spontan gebrochenen kont. Symmetrien (Goldstone)

hydrodynamische Variable

Beispiel: Schall in Fermiflüssigkeit

Thermodynamischer Schall: Oszillation der lokalen Dichte

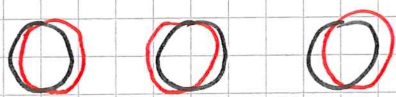
Impulsverteilung $f(\vec{p}, \vec{r})$



Erfordert lokales Gleichgewicht durch Kollisionen

↝ thermodynamischer Schall existiert nicht bei tiefen Temp!

Nullter Schall: Oszillation kohärenter Teilchen-Loch-Paare, kollisionslos (existiert nur bei tiefen T)



Beide Moden haben $\omega = c|k|$, mit $c \propto \frac{k_F}{m}$ (aber unterschiedl. Vorfaktoren)

7.1. Ströme, Felder, Kopplungen

- Erhaltungsgröße : Dynamik bestimmt durch Strom(dichte)
- Stromdichte ist lokale Fkt von Feldern, die konjugiert zu hydrodyn. Variablen sind

  Bsp : Teilchenstromdichte $\propto$ Gradient chem. Pot.
- Zusammenhang zwischen Strom und td. Feldern $\hat{=}$ konstitutive Gleichung

- Felder und Ströme können entsprechend ihrem Verhalten unter Zeitumkehr klassifiziert werden (gerade, ungerade bzw $+,-$)

  Strom und zugehörige Erhaltungsgröße haben umgekehrte Vorzeichen unter Zeitumkehr.

- Koeffizienten (in konstitutiven Gleichungen), die Ströme und Felder mit gleichem Vorzeichen unter Zeitumkehr verbinden, sind nicht-dissipativ ($\hat{=}$ reaktiv) und führen zu propagierenden Moden.

  Kopplungen zwischen Größen mit umgekehrten Vorzeichen unter Zeitumkehr sind dissipativ ($\hat{=}$ irreversibel) und führen zu Entropieproduktion.
  (siehe Diffusion Kap 4)

7.2. Spielzeugmodell: Starre Rotatoren auf Gitter

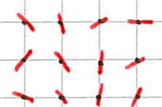
d-dimensionales hyperkubisches Gitter,
Rotator auf jedem Gitterplatz i, mit Richtung beschrieben durch Einheitsvektor $\vec{n}_i = (\cos\vartheta_i, \sin\vartheta_i)$. ($\hat{=}$ director)

Wechselwirkung benachbarter Rotatoren favorisiert Parallelstellung:

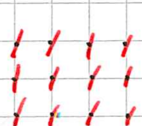
$$U[\vartheta_i] = -J \sum_{\langle ij \rangle} \cos[2(\vartheta_i - \vartheta_j)]$$

kein Richtungssinn!

$T \gg J$: System ungeordnet



$T \ll J$: System geordnet



Ordnungsparameter: Tensor Ψ (Quadrupol!)

$$\Psi_{\alpha\beta}(\vec{r}) = \sum_i \left(n_{i,\alpha} n_{i\beta} - \tfrac{1}{2}\delta_{\alpha\beta}\right)\delta(\vec{r} - \vec{R}_i)$$

Kinetische Energie aus Drehimpuls l_i und Trägheitsmoment I:

$$E_k = \sum_i \frac{l_i^2}{2I} = \sum_i \frac{I}{2}\dot{\vartheta}_i^2 \qquad (l_i = I\dot{\vartheta}_i)$$

Skalar, da ebener Rotator

<u>Erhaltungsgrößen:</u>

1) Gesamtenergie $E = E_k + U$
2) Gesamtdrehimpuls $L = \sum_i l_i$

mit Kontinuitätsgleichungen (Kontinuumslimes!):

1) $\partial_t \varepsilon + \operatorname{div} \vec{j}_\varepsilon = 0$
2) $\partial_t l + \operatorname{div} \vec{\tau} = 0$

Im Kontinuumslimes benötigen wir außerdem:

- $\tilde{I} = NI/V$ Trägheitsmoment pro Volumen ($N \hat{=}$ Anzahl Rotatoren)

Im folgenden: Thermodynamik für System von Rotatoren

E, L erhalten ↷ verallg. td Ensemble mit Kontrollvariable für L; dies ist Ω_e ($\hat{=}$ Winkelgeschwindigkeit des Bezugssystems)

Zustandssumme
$$Z = \mathrm{Sp}\, e^{-(H - \Omega_e L)/T} \qquad (k_B = 1)$$
$$= (2\pi I T)^{d\mathcal{N}/2}\, e^{\mathcal{N} I \Omega_e^2/2T} \int d\vartheta_1 \ldots d\vartheta_{\mathcal{N}}\, e^{-U[\vartheta]/T}$$

Gesamtdrehimpuls im Gleichgewicht:
$$\langle L \rangle = \partial \ln Z / \partial(\Omega_e/T) = \mathcal{N} I \Omega_e$$

↝ System rotiert mit $\Omega = \Omega_e$. (Im folgenden: Winkelgeschw. relativ zu Bezugssystem; Notation $\Omega_e \to \Omega$)

Thermodynamisches Potential $W(T, \Omega)$: (vgl. großkanonisch: $\mu \leftrightarrow \Omega$, $N \leftrightarrow L$)
$$W(T,\Omega) = -T \ln Z(T,\Omega) = E - TS - \Omega \langle L \rangle$$
$$dW = -S\,dT - \langle L \rangle\, d\Omega$$

Legendre $(T \to S,\ \Omega \to L)$ gibt Potential $S(E,L)$ mit:
$$\underline{T\,ds = d\varepsilon - \Omega\, d\ell} \qquad (s = S/V,\ \ell = L/V)$$

Daraus
$$\Omega(\varepsilon, \ell) \overset{(*)}{=} -T \left.\frac{\partial s}{\partial \ell}\right|_\varepsilon, \qquad T^{-1}(\varepsilon,\ell) = \left.\frac{\partial s}{\partial \varepsilon}\right|_\ell$$

Abhängigkeit $s(\ell)$ kann (nahe Gleichgewicht) Taylor-entwickelt werden. Kein linearer Term in ℓ (relativ zu Bezugssystem) ↷
$$s(\varepsilon, \ell) = s_0(\varepsilon) - \ell^2/2T\tilde{I} \qquad \text{mit } \tilde{I}^{-1} \overset{\text{aus }(*)}{=} \partial\Omega/\partial\ell\,\big|_\varepsilon .$$

Aus $T ds = d\varepsilon - \Omega\, dl$ und Kontinuitätsgleichungen lässt sich Entropieänderung (durch Änderung äußerer Parameter) ableiten:

$$T \frac{\partial s}{\partial t} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - \Omega \frac{\partial l}{\partial t} = -\,\mathrm{div}\, \vec{j}_\varepsilon + \Omega\, \mathrm{div}\, \vec{\tau}$$

$$= -\,\mathrm{div}\,(\underbrace{\vec{j}_\varepsilon - \Omega \vec{\tau}}_{\vec{Q}}) - \vec{\tau} \cdot \mathrm{grad}\, \Omega$$

$$\curvearrowright \quad T\left(\frac{\partial s}{\partial t} + \mathrm{div}\, \frac{\vec{Q}}{T}\right) = -\vec{Q} \cdot \frac{\mathrm{grad}\, T}{T} - \vec{\tau} \cdot \mathrm{grad}\, \Omega \qquad (**)$$

Erinnerung $T dS \mathrel{\hat{=}}$ Wärme ($dS = \frac{\delta Q}{T}$) (hier durch ε und l transportiert)

$\curvearrowright \quad \vec{Q} = \vec{j}_\varepsilon - \Omega \vec{\tau} \mathrel{\hat{=}}$ Wärmestrom

Integration von (**) über großes Volumen mit Randbed. $Q = 0$ auf Oberfläche liefert

$$T \frac{\partial S}{\partial t} = \int d^d r \left(-\vec{Q} \cdot \frac{\mathrm{grad}\, T}{T} - \vec{\tau} \cdot \mathrm{grad}\, \Omega\right) \overset{!}{\geq} 0 \quad \text{(Entropie-produktionsrate)}$$

Falls keine Dissipation (reversibler Prozess), dann $\frac{\partial S}{\partial t} = 0 \curvearrowright \vec{Q} = 0,\ \vec{\tau} = 0.$

$\curvearrowright$ $\vec{Q}$ und $\vec{\tau}$ sind dissipative Ströme!

Erwartung: $\vec{Q} = 0$ und $\vec{\tau} = 0$ wenn T, Ω homogen ($\mathrm{grad} = 0$).

$\curvearrowright$ Erwarte lineare Proportionalität.

Für konstitutive Relationen:

$$\left.\begin{array}{rl} \vec{Q} & \text{ungerade} \\ \vec{\tau} & \text{gerade} \\ \mathrm{grad}\, T & \text{gerade} \\ \mathrm{grad}\, \Omega & \text{ungerade} \end{array}\right\} \text{unter Zeitumkehr}$$

$$\curvearrowright \quad \vec{Q} = -\underset{\text{Wärmeleitfähigkeit}}{\varkappa}\, \mathrm{grad}\, T, \qquad \vec{\tau} = -\Gamma\, \mathrm{grad}\, \Omega$$

(dissipativ)
(keine gemischten Terme!)

Entropieproduktion:

$$T \frac{\partial S}{\partial t} = \int d^d r \left[\varkappa \frac{(\mathrm{grad}\, T)^2}{T} + \Gamma\, (\mathrm{grad}\, \Omega)^2\right] \overset{!}{\geq} 0 \curvearrowright \begin{array}{l} \varkappa > 0 \\ \Gamma > 0 \end{array}$$

Damit:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{j_\varepsilon} = \varkappa \, \Delta T \quad \cancel{+ \Omega \Gamma \Delta \Omega}$$

Linearisiert um Gleichgewichtszustand $\Omega = 0$

$$\frac{\partial \ell}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{\tau} = \Gamma \, \Delta \Omega$$

Außerdem: $dT = C_\ell^{-1} \, d\varepsilon$, $d\Omega = \tilde{I}^{-1} \, d\ell$ (Materialparameter)

C_ℓ: spez. Wärme

$\curvearrowright$ $\underline{\dot{\varepsilon} = D_\varepsilon \, \Delta \varepsilon}$, $\underline{\dot{\ell} = D_\ell \, \Delta \ell}$ $\left(D_\varepsilon = \frac{\varkappa}{C_\ell}, \; D_\ell = \frac{\Gamma}{\tilde{I}} \right)$

$\curvearrowright$ Zwei diffusive Moden (siehe Kap 4), keine (!) propagierende Mode (kein Schall!) in ungeordneter Phase.

Jetzt: Geordnete Phase. Winkel ϑ bricht kontinuierliche Symm.

$\curvearrowright$ Zusätzliche hydrodyn. Variable $\underline{\vec{v}_\vartheta = \text{grad}\,\vartheta}$. ($\vartheta$ selbst kann nicht auftauchen, da Physik unabh. von absolutem ϑ)

Benötige konjugiertes lokales Feld dazu: $\vec{h}_\vartheta$.

Verallgemeinertes Potential $\tilde{\tilde{W}}(\vec{h}_\vartheta)$ oder $\tilde{W}(\vec{v}_\vartheta)$ (Legendre!).

Verwende:
$$\tilde{W} = E - TS - \Omega \langle L \rangle$$
$$d\tilde{W} = -S\,dT - \langle L \rangle\, d\Omega + \int d^d r\ \vec{h}_\vartheta \cdot d\vec{v}_\vartheta$$

$$\curvearrowright \quad \underline{T\,ds = d\varepsilon - \Omega\, d\ell - \vec{h}_\vartheta \cdot d\vec{v}_\vartheta}$$

Entwickle $\tilde{W}$ für kleine $\vec{v}_\vartheta$. Kein linearer Term, da $\vartheta = \text{const}$ im Gleichgewicht.

$$\curvearrowright \quad \tilde{W}(T,\Omega,\vec{v}_\vartheta) = W(T,\Omega) + \underbrace{\frac{\rho_s}{2}\int d^d r\ \vec{v}_\vartheta^{\,2}}$$

$\hat{=}$ Steifigkeit, siehe Kap 5
$\hat{=}$ $\partial^\mu \vartheta\, \partial_\mu \vartheta$, siehe Kap 6

$$\text{mit} \quad h_{\vartheta,\alpha} = -T \left.\frac{\partial s}{\partial v_{\vartheta,\alpha}}\right|_{\varepsilon,\ell} \overset{\text{Taylor}}{=} \rho_s\, v_{\vartheta,\alpha}$$

(α: x, y, z)

$$\curvearrowright \quad s(\varepsilon,\ell,\vec{v}_\vartheta) = s_0(\varepsilon) - \frac{1}{2T\tilde{I}}\ell^2 - \frac{\rho_s}{2T}\vec{v}_\vartheta\cdot\vec{v}_\vartheta$$

Wir benötigen noch Stromdichte zu $\vec{v}_\vartheta$ (hat nicht-dissipativen Anteil!).

Dazu formal $\frac{d\vartheta}{dt} + X = 0$ (Def von X).

Im Gleichgewicht $\frac{d\vartheta}{dt} = \Omega = \tilde{I}^{-1}\ell$ (geordneter Zustand!) $\hat{=}$ dissipationslos!

$\curvearrowright$ Ω ist reaktiver Teil eines Stroms. Definiere $X = -\Omega + X'$, X' dissipativ!

$$\curvearrowright \quad \frac{\partial \vec{v}_\vartheta}{\partial t} = -\text{grad}\,(X' - \Omega)$$

Entropieänderung aus $T ds = d\varepsilon - \Omega\, d\ell - \vec{h}_\vartheta \cdot d\vec{v}_\vartheta$

$$T \frac{\partial s}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{j}_\varepsilon + \Omega \operatorname{div} \vec{\tau} - \vec{h}_\vartheta \cdot \operatorname{grad}(\Omega - X')$$

$$\curvearrowright \; T\left(\frac{\partial s}{\partial t} + \operatorname{div} \frac{\vec{Q}}{T}\right) = -\vec{Q} \cdot \frac{\operatorname{grad} T}{T} - (\vec{\tau} + \vec{h}_\vartheta) \operatorname{grad} \Omega - X' \operatorname{div} \vec{h}_\vartheta$$

mit $\underline{\vec{Q}' = \vec{j}_\varepsilon - \Omega \vec{\tau} - \vec{h}_\vartheta X'}$ Wärmestrom

Falls keine Dissipation: $\vec{Q} = 0, \quad \vec{\tau} = -\vec{h}_\vartheta, \quad X' = 0.$

Aus $\vec{\tau} = -\vec{h}_\vartheta$ folgt dann, $\partial \ell / \partial t = \operatorname{div} \vec{h}_\vartheta \underset{\vec{h}_\vartheta = \rho_s \vec{v}_\vartheta}{=} \rho_s \Delta \vartheta$

Mit $\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \tilde{I}^{-1} \ell$ ist das äquivalent zu

$$\underline{\frac{\partial^2 \ell}{\partial t^2} = \rho_s \tilde{I}^{-1} \Delta \ell} \quad \text{oder} \quad \underline{\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2} = \rho_s \tilde{I}^{-1} \Delta \vartheta}$$

$\curvearrowright \exists$ propagierende Mode mit Geschwindigkeit $c^2 = \rho_s / \tilde{I}$. $\hat{=}$ Schall! (Goldstone)

Die dissipativen Ströme und ihre konstitutiven Relationen werden wie vorher konstruiert:

geordnete Phase ist anisotrop → Tensor!

$$Q_\alpha = -\varkappa_{\alpha\beta} \operatorname{grad}_\beta T,$$

$$\tau'_\alpha = -\Gamma_{\alpha\beta} \operatorname{grad}_\beta \Omega \quad \text{mit } \vec{\tau} = -\vec{h}_\vartheta + \vec{\tau}',$$

$$X' = -\underset{\uparrow \text{neu}}{\gamma} \operatorname{div} \vec{h}_\vartheta = -\gamma \rho_s \Delta \vartheta$$

(Kopplungen $X' \leftrightarrow \operatorname{grad} T$ und $\vec{Q} \leftrightarrow \operatorname{div} \vec{h}_\vartheta$ sind erlaubt nach Zeitumkehr, aber verboten wegen Skalar-/Vektorcharakter)

Die vollständigen hydrodynamischen Gleichungen in der geordneten Phase sind:

$$\dot{\varepsilon} = C_\ell^{-1} \varkappa_{\alpha\beta} \nabla_\alpha \nabla_\beta \varepsilon,$$

$$\dot{\vartheta} = \Omega + \gamma \rho_s \Delta \vartheta = \tilde{I}^{-1} \ell + \gamma \rho_s \Delta \vartheta$$

$$\underline{\dot{\ell} = \rho_s \operatorname{grad} \vec{v}_\vartheta + \tilde{I}^{-1} \Gamma_{\alpha\beta} \nabla_\alpha \nabla_\beta \ell = \rho_s \Delta \vartheta + \tilde{I}^{-1} \Gamma_{\alpha\beta} \nabla_\alpha \nabla_\beta \ell}$$

$\curvearrowright$ 1 diffusive Energiemode

\+ 2 Schallmoden mit $\omega = \pm \underset{\text{Goldstone}}{c|k|} - i \frac{D}{2} \vec{k}^2$ Dämpfung

$D = D(\gamma, \Gamma)$

7.3. Antwort-Funktion und Goldstone-Theorem

Erinnerung Kap 4: Diffusion

$$\chi_{nn}(q,z) = \chi(q) \frac{Dq^2}{-iz + Dq^2}$$

Suszeptibilität (Dichte-Dichte: $\delta n = \chi \delta\mu$ für $H \to H - n\delta\mu$)

Dissipativer Anteil

$$\frac{\chi''_{nn}(q,\omega)}{\omega} = \chi(q) \frac{Dq^2}{\omega^2 + (Dq^2)^2}$$

Ungeordnete Phase gekoppelter Rotatoren:

$$\frac{\chi''_{\varepsilon\varepsilon}(q,\omega)}{\omega} = C_e \frac{D_\varepsilon q^2}{\omega^2 + (D_\varepsilon q^2)^2}$$

$$\frac{\chi''_{ee}(q,\omega)}{\omega} = \tilde{I} \frac{D_e q^2}{\omega^2 + (D_e q^2)^2}$$

Geordnete Phase gekoppelter Rotatoren:

$\chi_{\varepsilon\varepsilon}$ wie oben (aber D ist Tensor $\rightsquigarrow$ Dq^2 wird $\vec{q}\,\overset{\leftrightarrow}{D}\,\vec{q}$)

Dynamik von ϑ und l gekoppelt:

$$\frac{\chi''_{\vartheta\vartheta}(q,\omega)}{\omega} = \frac{1}{\rho_s q^2} \frac{\omega^2 D q^2 - (\omega^2 - c^2 q^2) D_e q^2}{(\omega^2 - c^2 q^2)^2 + (\omega D q^2)^2}$$

$$\frac{\chi''_{ll}(q,\omega)}{\omega} = \tilde{I} \frac{\text{-//-} \quad D_\vartheta}{\text{-//-}}$$

mit $D = D_\vartheta + D_e$, $D_\vartheta = \gamma \rho_s$, $D_e = \tilde{I}^{-1}(\Gamma_\parallel \cos^2\vartheta_0 + \Gamma_\perp \sin^2\vartheta_0)$

$\vec{q}\cdot\hat{\vec{n}}_0 = q\cos\vartheta_0$

Goldstone allgemeiner :

Symmetrie operator (Generator) $\hat{Q}$ mit $[\hat{H}, \hat{Q}] = 0$.

Symmetrie transformation $\hat{U}(\phi) = \exp(i\phi\hat{Q}/\hbar)$ mit $\hat{U}\hat{H}\hat{U}^+ = \hat{H}$.

$\hat{Q}$ ist Integral über lokale Dichte $\hat{Q} = \int d^dr\, \hat{q}(\vec{r},t)$.

$\hat{Q}$ ist automatisch Erhaltungsgröße : $\dot{q} + \operatorname{div} \vec{J}_q = 0$.

Lokale Observable $\hat{A}$ wird transformiert in Observable $\hat{B}$

durch Symmetrie op $\hat{Q}$: $\frac{1}{i\hbar}[\hat{Q}, \hat{A}(\vec{r})] = \hat{B}(\vec{r})$.

Falls Symmetrie ungebrochen, $[\hat{\rho}, \hat{Q}] = 0$, dann $\langle \hat{B}\rangle = 0$.

Falls dagegen ein Paar $\hat{A}$ und $\hat{B}$ existiert mit $\langle \hat{B}(\vec{r})\rangle = \langle \hat{B}\rangle \neq 0$,

dann muss der Zustand die Q-Symmetrie brechen, $[\hat{\rho}, \hat{Q}] \neq 0$.

$\hat{B}$: Symmetriebrechende Variable
$\hat{A}$: Symmetrierestaurierende Variable
$\hat{Q}$: Symmetrie op

Spontane Symmetriebrechung impliziert :

$$\int d^dr \left\langle \frac{1}{2\hbar}[\hat{q}(\vec{r},t), \hat{A}(\vec{r}')] \right\rangle = \frac{i}{2}\langle \hat{B}\rangle$$

wobei t beliebig ist wg. $Q(t) = Q(0)$.

Die linke Seite kann als Suszeptibilität geschrieben werden (Kubo!) :

$\chi(\omega) = \int_0^\infty dt\, e^{i\omega t} \langle [\,] \rangle$

$$\chi''_{qA}(k=0, \omega) = i\pi \langle \hat{B}\rangle \delta(\omega) \qquad (*)$$

Man kann zeigen : Falls die Energiedichte $\hat{\varepsilon}(\vec{r})$ ($\hat{H} = \int d^dr\, \hat{\varepsilon}$)

ein lokaler Operator ist (keine Coulomb-WW !!), dann folgt

aus $(*)$:

$$\lim_{k\to 0} \chi''_{qA}(k,\omega) = i\pi \langle \hat{B}\rangle \delta(\omega)$$

Dies impliziert Existenz einer „scharfen" Mode mit $\omega \to 0$ für $k \to 0$.

Bem : Antiferromagnet $\hat{Q}$ = Gesamtmag., $\hat{A}, \hat{B}$ = Komponenten der altern. Mag.

Superfluid $\hat{Q}$ = Teilchenzahl, $\hat{A}$ = Kondensatphase
$\hat{B}$ = Kondensatdichte

7.4. Hydrodynamische Moden in komplizierten Systemen

a) Planare Rotatoren auf Gitter

Erhalten: Energie (1), Drehimpuls (1)

Symm. brechend: Richtung (1) (≙ „uniforme Magnetisierung")

Geord. Phase: 3 Moden < 1 diff, 2 prop

b) Isotroper Antiferromagnet (Spins auf Gitter)

Erhalten: Energie (1), uniforme Magnetisierung (3)

Symmetriebrechend: Alternierende Magnetisierung (2 hydrodyn Variable: Richtungsfläche)

Geordnete Phase hat 6 hydrodyn Moden < 2 diffusiv, 4 propag. (Spinwellen),

$\omega = \pm c|q| - i\Gamma q^2$

c) Isotroper Ferromagnet (Spins auf Gitter)

Erhalten: Energie (1), uniforme Magnetisierung (3)

Symm. brechend: Uniforme Magnetisierung

Geordnete Phase hat 4 hydrodyn Moden < 2 diffusiv, 2 propag (Spinwellen)

$\omega = \pm \tilde{c} q^2 - i\tilde{\Gamma} q^4$

d) Einfache Flüssigkeit

Erhalten: Energie (1), Masse (1), Impuls (3)

Flüssigkeit hat 5 hydrodyn Moden < 3 diffusiv < Wärmediffusion, transv. Impuls; 2 propag. (longitudinaler Schall)

$\omega = \pm c|q| - i\Gamma q^2$

Kopplung Massendichte ⟷ long. Impuls

e) Flüssigkristalle

siehe Chaikin / Lubensky

f) Festkörper

Erhalten: Energie (1), Masse (1), Impuls (3)

Symm. brechend: Position / Auslenkung (3)

Festkörper hat 8 hydrodyn Moden
- 2 diffusiv
  - Wärmediffusion
  - Leerstellen diffusion
- 6 propag
  - long Phononen (2)
  - transv. Phononen (4)

g) Superflüssiges Helium

Erhalten: Energie (1), Masse (1), Impuls (3)

Symm brechend: Kondensat (1)

⋮

4 prop.
- first sound
- second sound

Ausblick

Phänomene

- Phasenübergänge (Vorlesung QPÜ SS 16)
- Stark wechselwirkende Systeme
- Topologische Physik
- Physik fern des Gleichgewichts

Methoden

- Vielteilchen-Störungstheorie und Feynman-Diagramme
- Quantenfeldtheorie