

BBGKY $\rightarrow$ Boltzmann (coerente Reich?)

$$\frac{\partial \rho^{(s)}}{\partial t} + \{ \rho^{(s)}, H^{(s)} \} = (N-s) \sum_i \int d\vec{p}_{s+1} d\vec{q}_{s+1} \hat{\Theta}_{i,s+1} \rho^{(s+1)}$$

$i \in C$
 $s+1$ particelle dell'ambiente

$$\hat{\Theta}_{ij} = \frac{\partial V_{ij}}{\partial q_i} \frac{\partial}{\partial p_i} + \frac{\partial V_{ij}}{\partial q_j} \frac{\partial}{\partial p_j}$$

(1) (2)

$$\int d\vec{p}_{s+1} \frac{\partial V}{\partial q_{s+1}} \frac{\partial}{\partial p_{s+1}} \rho^{(s+1)} = \underbrace{\rho \frac{\partial V}{\partial q_{s+1}}}_{\text{Sistema limitato}} - \underbrace{\int d\vec{p}_{s+1} \left(\frac{\partial}{\partial p_{s+1}} \frac{\partial V}{\partial q_{s+1}} \right) \rho}_{\text{Vindip p}} = 0$$

(e) $\rightarrow 0$

ricordare che due applicazioni
 theorem

$$\int d\vec{x} \vec{\nabla} \rho \cdot \vec{a} = - \int d\vec{x} \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{a}$$

rimane solo (1)

$$\int d\vec{p}_{s+1} d\vec{q}_{s+1} \frac{\partial V_{i,s+1}}{\partial q_i} \frac{\partial \rho^{(s+1)}}{\partial p_{s+1}} = - \int d\vec{p}_{s+1} d\vec{q}_{s+1} \vec{F}_{i,s+1} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial \vec{p}_i} \rho^{(s+1)} \right)$$

$$\frac{\partial \rho^{(s)}}{\partial t} + \sum_i \frac{\partial \rho}{\partial q_i} \frac{\partial H^{(s)}}{\partial p_i} - \frac{\partial \rho}{\partial p_i} \frac{\partial H^{(s)}}{\partial q_i} = - (N-s) \sum_i \int d\vec{p}_{s+1} d\vec{q}_{s+1} \vec{F}_{i,s+1} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{p}_i} \rho^{(s+1)}$$

$$\frac{D \rho^{(s)}}{D t}$$

derivata convettiva su $H = H^{(s)}$

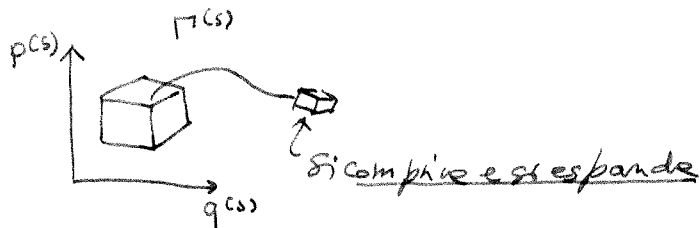
Forza fra 1 part bagno e le
 part cluster

Potenziale
 di coppia!

$$\frac{\partial \rho^{(s)}}{\partial t} + \sum_i \frac{\partial \rho^{(s)}}{\partial q_i} \cdot \dot{q}_i + \frac{\partial \rho^{(s)}}{\partial p_i} \dot{p}_i$$

Il fluido $\rho^{(s)}(q_1, q_2, \dots, q_s; p_1, p_2, \dots, p_s, t)$ è compressibile

Seguendo il moto la densità varia



$$\frac{D\rho^{(s)}}{Dt} = -(N-s) \sum_i \int dp_{s+1}^3 dq_{s+1}^3 \vec{F}_{i, s+1} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial \vec{p}_i}$$

quanto varia la densità $\rho^{(s)}$ seguendo il moto

$$\left[\frac{d\rho^{(s)}}{dt} \right]_{\text{collisioni}} = N_{in} - N_{out}$$

$\uparrow$ Stati classici (pq) che entrano nel volume
 $\nwarrow$ Stati classici che escono

per $s=1$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{p}_1}{m} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{q}_1} + \frac{\partial \phi}{\partial \vec{q}_1} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{p}_1} \right) \rho^{(1)} = -(N-1) \int d\vec{p}_2^3 d\vec{q}_2^3 \vec{F}_{12} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{p}_1} \rho^{(2)}$$

$\rho^{(1)}(\vec{q}_1, \vec{p}_1, t)$

a) Se non ha potenziale esterno $\phi=0$

Altrimenti è presente il caso molto importante p.es. moto in un campo elettrico

b) se parto da uno stato che ha $\rho^{(1)}$ invariata

(dunque solo forze interne) allora $\rho^{(1)}$ indipendente da $\vec{r}$

$\rho^{(1)}(\vec{q}, \vec{p}, t)$ è la densità di prob. di trovare una part. in $d\vec{q}^3 d\vec{p}^3$

$\int d\vec{p}^3 \rho^{(1)}(\vec{q}, \vec{p}, t) = \rho^{(1)}(\vec{q}, t)$ è la densità di particelle!

al non equibrio
integrando in d^3q_1 il 1° membro stringiamo la corda

$$\frac{\partial}{\partial t} \underbrace{f^{(1)}(\vec{p}_1, t)}_{\text{distribuzione}} + \frac{\vec{p}_2}{m} \cdot \underbrace{\int d^3q_1 \frac{\partial}{\partial q_1} f^{(1)}(\vec{p}, \vec{q}, t)}_{\text{non zero}} = \frac{df}{dt} \Big|_{\text{collisioni}}$$

= 0 integrando

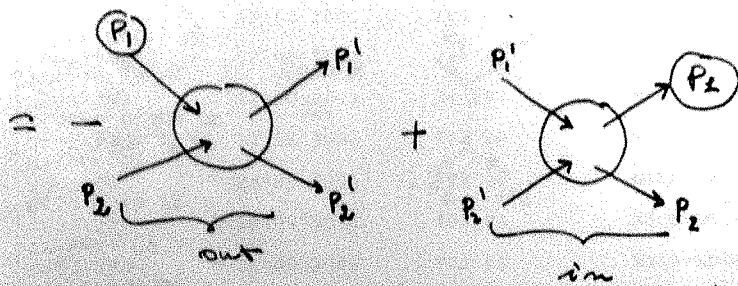
per parti

se $f^{(1)} \rightarrow 0$ quando $q \rightarrow \pm \infty$

(però sarebbe neanche un po' caparzio)

Dunque l'equazione per $f(\vec{p}_2, t)$ è semilicente

$$\frac{\partial f(\vec{p}_2, t)}{\partial t} = \left(\frac{df}{dt} \right)_{\text{collisioni}} = N_{in} - N_{out} =$$



$$dN_{out} = \int_{1'2'2} dN_{12} dP_{12 \rightarrow 1'2'} = \int_{1'2'2} \underbrace{d1 d2 f^{(2)}(12)}_{\frac{dN_{12}}{d1}} \underbrace{W_{12 \rightarrow 1'2'} d1' d2'}_{dP_{12 \rightarrow 1'2'}}$$

non integrato!

$$dN_{in} = \int_{1'2'2} d1' d2' f^{(2)}(1'2') \underbrace{W_{1'2' \rightarrow 12} d1 d2}_{dP_{12 \rightarrow 1'2'}} = \int_{1'2'2} dN_{1'2'} dP_{1'2' \rightarrow 12}$$

$$dN_{out} = N_{out} d1$$

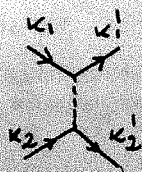
$$dN_{in} = N_{in} d1$$

$$\frac{\partial f(\vec{p}_1 t)}{\partial t} = \int d^3 p_1' d^3 p_2' d^3 p_2 \left(f^{(2)}(p_1' p_2') - f^{(2)}(p_1 p_2) \right) W_{12 \rightarrow 1'2'}$$

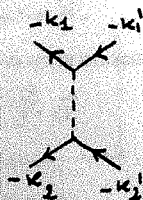
Simmetria
d'ordine

$$W_{12 \rightarrow 1'2'} = W_{1'2' \rightarrow 12} \quad \text{invariante } P \text{ (parità)} \\ T \text{ (inversione temporale)}$$

dei processi di diffusione delle particelle
è il residuo a $v \ll c$ dell'invariante CPT



inva P
=



inva T
=

