

یادآور: انرژی متوسطی آلی:  $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mkT}}$

$$x = \sum_i^N p_i^2 / 2m \quad \lambda = \frac{h}{\sqrt{2mkT}}$$

$$Z = \frac{1}{N!} \int \frac{d^3r d^3p}{h^{3N}} e^{-\beta \mathcal{H}} = \frac{1}{N!} \left[ \frac{V}{\lambda^3} \right]^N$$

$$\begin{cases} F = E - TS = -kT \ln Z \rightarrow S(T, V, N) = Nk_B \left[ \ln \frac{V}{N} - \ln \lambda + \frac{5}{2} \right] \\ E = -\partial \ln Z \end{cases}$$

$$S/k = -\sum_i p_i \ln p_i = -\sum_E \frac{e^{-\beta E}}{Z} \ln \left[ \frac{e^{-\beta E}}{Z} \right]$$

ماه دوم

$$S(2V, 2N) = 2S(V, N)$$

انرژی متوسطی:

$$S = Nk_B \left[ -c \ln(c\lambda^3) + \left(\frac{5}{2}\right) \right] \quad c := N/V$$

انرژی در دگرسی را به سیدان ثابت سید  $a$  و  $M$  جایگزین تقسیم کنیم داریم:  $M = V/a^3$   
درای صورت رابطه  $a$  در آن برای انرژی بر واحد مساحت شبکه بدست خواهد آمد:

$$S = -k_B \frac{V}{a^3} [\phi \ln \phi + (1)] \quad \phi := ca^3$$

$$\rightarrow \frac{S}{M} = -k_B \phi \ln \phi + (1)$$

فقط قیمت وابسته به حجم انرژی مساحت شبکه است

اگر به جای ذرات آلی آل پلیمرهای گشته باشیم که هر کدام  $N$  مونومر داشته باشند چنان صورت بر حسب مکانی مونومرها که  $\phi = ca^3$  داریم شود داریم:

$$\frac{S}{M} = -k \frac{\phi}{N} \ln \frac{\phi}{N} + (1) \quad (\text{در حالت آلی } \lambda = a \text{ رقیق شده است})$$



□ محلول بلیمری  
 در خواص یک محلول بلیمری دقیقاً رابطه آردیم. غلظت محلول کم باشد نشان  
 داده می شود درجه غلظت های کم تا نظر گرفته می شود.

□ نظریه میسران متوسط فلوری - هالین.

فضای در دسترس را بصورت میسران گسترده ثابت  $(a \sim \lambda)$  در نظر بگیریم که نقاط  
 این شبکه توسط بلیمرها یا سرنگول های محال پر شده است. چگالی مونومرها را با  
 $\phi$  نشان می دهیم. در حد میسران متوسط می توانیم از آنتروپی گلاز ایند آن برای  
 آنتروپی مونومرها و سرنگول های محال استفاده کنیم: آنتروپی پرواها سایت  
 بصورت زیر است: (که مقدار مونومرها و سرنگولهاست)

$$-S = \frac{\phi}{N} \ln \frac{\phi}{N} + (1-\phi) \ln (1-\phi)$$

ارزش برعکس مونومرها و سرنگول های محال بصورت زیر است:  
 $E = T \left\{ \frac{1}{2} \chi_{mm} \phi^2 + \frac{1}{2} \chi_{ss} (1-\phi)^2 + \chi_{ms} \phi (1-\phi) \right\}$  (برواها سایت)

ارزش آزاد همبند مونومرها + سرنگول های محال بصورت  $F = E - TS$  (برواها سایت) است  
 ولی برای محاسبه ارزش آزاد مخلوط شدن سرنگولها که بصورت  $F_{(s)}$  است داریم:

$$F_{(s)} = \frac{\phi}{N} \ln \phi + (1-\phi) \ln (1-\phi) + \chi \phi (1-\phi)$$

$$\chi = \chi_{ms} - \frac{1}{2} (\chi_{mm} + \chi_{ss})$$

$\chi$  پارامتر همبندی فلوری است. اگر همبندی ها از نوع واندر واولز در نظر بگیریم  $\chi$  می شود  
 بلاسطح سطح سیخ در محال های کم ارزش آزاد را برای  $\phi$  کسری سطحی دهیم:

$$V(r) = \begin{cases} \infty & r < r_0 \\ -U_0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^6 & r > r_0 \end{cases} \rightarrow \chi \approx \frac{2}{3} \pi r_0^3 \left( 1 - \frac{11}{17} \right) \frac{U_0}{T}$$



(انرژی بر واحد سایت)

$$F_{\text{مضطرب}} / T \approx \frac{\phi}{N} \ln \phi + \frac{1}{2} (1-2\chi) \phi^2 + \frac{1}{6} \phi^3 + \dots$$

دیده می شود که انرژی هر مولکول های حلال بصورت مرتبه برهمنی مؤثر و با تغییر دما از حالت جامد به مایع از نظر انرژی تغییر می کند.

$$\left\{ \begin{array}{l} 1-2\chi > 0 \Rightarrow \chi < \frac{1}{2} \Rightarrow \text{برهمنی مؤثر در دما مرتبه} \\ 1-2\chi < 0 \Rightarrow \chi > \frac{1}{2} \Rightarrow \text{برهمنی جاذب} \end{array} \right.$$

$\chi = 0 \Rightarrow$  very good solvent  $\Rightarrow$  athermal solution

□ جهت برنگاز ایسه آل و غیر ایسه آل (معدوم و اندروازن) از نظر انرژی از نظر انرژی آل بصورت مرتبه برهمنی است.

$$F = kT V [ \ln c ]$$

مقدار محلی کانس  $c = \frac{N}{V} \ll 1$  برهمنی بین مولکول ها در دما مرتبه برهمنی است.

$$F = kT V [ \ln c + \nu_0 c^2 + \dots ]$$

$$P = - \frac{\partial F}{\partial V} = \frac{NkT}{V} \left\{ 1 + \nu_0 \frac{N}{V} + \dots \right\}$$

$$P (V - N\nu_0) = NkT \left\{ 1 + \nu_0 \frac{N}{V} + \dots \right\}$$

در نظر گرفتن حجم اشغال هر مولکول با انداز  $\nu_0$  (حجم دلتا) اصلاح شده است.

$$\left\{ \begin{array}{l} \nu_0 > 0 \rightarrow P \uparrow \rightarrow \text{برهمنی دفعه برده است} \\ \nu_0 < 0 \rightarrow P \downarrow \rightarrow \text{برهمنی جاذب برده است} \end{array} \right.$$

بر حسب تئوری بین مولکول  $\nu_0$  (حجم دلتا)

$$\nu_0 = - \frac{1}{2} \int d^3r (e^{-\beta U_{cr}} - 1)$$





□ انتالپی آزاد، برابری:  $(N)$  تعداد مول برزوم (سولانت)  $(N')$  تعداد مول حلال (سولوت)

$$\begin{aligned} \Pi &= -\frac{\partial F}{\partial V} = -\frac{\partial}{\partial \left(\frac{Na^3}{\phi}\right)} \left(\frac{V}{a^3} F\right) = -\frac{\partial}{\partial \left(\frac{N}{\phi}\right)} \left(\frac{NF}{\phi}\right) \\ &= -\frac{1}{a^3} \frac{\partial}{\partial \left(\frac{1}{\phi}\right)} (F/\phi) = \frac{T}{a^3} \left\{ \frac{\phi}{N} + \ln \frac{1}{1-\phi} - \phi - \chi \phi^2 \right\} \\ &= \frac{T}{a^3} \left\{ \frac{\phi}{N} + \frac{1}{2} (1-2\chi) \phi^2 + \frac{1}{3} \phi^3 \right\} \end{aligned}$$

الف  $\phi \rightarrow 0 \Rightarrow \Pi/T = c/N$  (Ideal Gas)

ب  $\frac{1}{N} \ll \phi \ll 1 \Rightarrow \frac{\Pi a^3}{T} \approx \frac{\phi}{N} + \frac{1}{2} (1-2\chi) \phi^2 \approx \frac{1}{2} (1-2\chi) \phi^2$   
 ("strongly interacting")  
 $\phi \approx \frac{1}{N} \ll \phi^2$

نتیجه گیری: آنتالپی آزاد، برابری "ب" قابل اعتماد است. طبق این نتیجه با افزایش حلالی و نیز از  $\frac{1}{N}$   $\phi$  بزرگتر از درجه اول، از گاز ایده آل به گاز شدیداً آبرهنه‌تری تبدیل می‌شود.

برای اصلاح نتیجه برای سولانت‌ها، مدل کار هلال را اصلاح کنیم:

$$\Pi^S = -\frac{1}{a^3} \frac{1}{\partial \left(\frac{1}{\phi^S}\right)} [F/\phi^S] \quad \phi^S = 1 - \phi$$

(\* درجه حلال برزوم‌ها زیاد  $\leftarrow \phi^S$  ضعیف‌تر می‌شود)

$$\begin{aligned} F/T &= \frac{(1-\phi^S) \ln(1-\phi^S) + \phi^S \ln \phi^S + \chi \phi^S (1-\phi^S)}{N} \\ &\approx \frac{(1-\phi^S) \left( -\phi^S + \frac{1}{2} \phi^{S^2} \right) + \phi^S \ln \phi^S + \chi \phi^S (1-\phi^S)}{N} \end{aligned}$$

$$\rightarrow \frac{\Pi^S}{T} a^3 \approx \phi^S + \phi^S \left( \frac{1}{2N} - \chi \right)$$

athermal solution  $\chi=1 \rightarrow \frac{1}{2N} \rightarrow 0 \rightarrow$  solvent are Ideal Gas



□ توضیح بیشتر در مورد

$$S = k_B \ln \frac{\Omega}{N}$$

قبله محب شد که انرژی کل گاز ایده آبی مستعمل از  $N$  ذره در حجم  $V$  بصورت زیر می شود:

$$S^{tot} = -k_B V \left(\frac{N}{V}\right) \ln \left(\frac{N}{V} a^3\right)$$

آنزن به جای ذرات بلبرهای داریم که هر کدام  $N$  تا مولیون دارند و کل تعداد  $N_p$  تا بلبر داریم. در این قسمت تعداد کل مولیونهای موجود در محلول برابر می شود با

$$N = N \times N_p$$

توجه اینکه از انرژی درونی بلبر صرف نظر کنیم و تنها فرآهم انرژی انتقالی برزیم و میفاد در نظر بگیریم خواهیم داشت

$$S^{tot} = -k_B V \frac{N_p}{V} \ln \left(\frac{N_p}{V} a^3\right)$$

$$= -k_B V \frac{N}{N_p V} \ln \left(\frac{N}{N_p V} a^3\right) = -k_B V \frac{c}{N} \ln \left(\frac{c a^3}{N}\right)$$

که در آن  $c = \frac{N}{V}$  غلظت مولیون است.

□ محلول های athermal

ص = لا مربوط به انرژی بریک محلول می باشد یعنی بلبرهای خوبی در حلال حل شده اند. در این صورت هیچ تفاوتی بین مولیونهای حل شده و مولیونهای محلول از نظر برهمکنش نیست و همی در هم بلوری حل شده اند. انرژی آزاد حالت انتقال فقط از جهت انرژی بریکول های حلال بر مولیونهای آید. توجه اینکه قیمت انرژی برهمکنش سهم ندارد. پس هیچ انرژی برهمکنشی نیست. در واقع  $k_B T$  هیچ انرژی برهمکنش ندارد. در واقع راهی یعنی در

یعنی رفت فریزگی ای محلول شکر در



□ قوانین ستاره‌ای (برای حالت  $x=0$ )

محلول غیرگرایی با  $x=0$  هیچ رابطه برهمنی ندارد و ارائه آن نیز اجزای برای آن کار است و تیره است.

برای مطالعه این عملها مفهومی مهم است: همیشه برای توان توقف کردن است. همیشه برای چگالی  $c^*$  که در آن چگالی مایع شروع به دیدن دیگر مایعها میکند. در واقع در چگالی  $c^*$  مایعها همبندند و هم برهمنی ندارند و برای چگالیها بزرگتر از  $c^*$  مایعها همیشه در حالت مایع باقی میمانند و در چگالی  $c^*$  است. هر مایع که بطور متناوب در مایع  $R_F$  با آن ترکیب است، این ترکیبها فلورین با شعاع  $R_F$  بصورت چسبیده به هم کل محلول را پر کرده اند. پس چگالی مرز مرزها در این حالت یعنی  $c^*$  چگالی مرزها در درون هر کره فلورین برابری است:

$$c^* \sim \frac{N^0}{R_F^3} \sim a^{-3} N^{1-3\nu} = a^{-3} N^{-4/5}$$

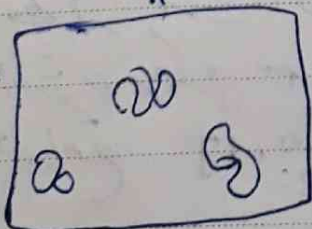
$$1-3\nu = 1-3 \times \frac{3}{5} = -4/5 \quad (d=3)$$

$$\phi^* = c^* a^3 \sim N^{-4/5}$$

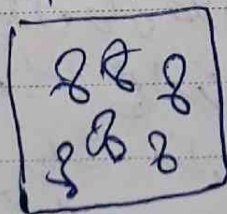
وقت کمترین غلظت است که در آن کره‌ها در آن  $N^0$  داریم  $\phi^* \sim 10^{-3}$  یعنی لزوماً هزار جاییه شبیه آن است که مرزها برهمنی است.

محلول را در دو حالت (رفیق)  $\phi \ll \phi^*$  و حالت نیمه برهمنی  $\phi \ll \phi \ll 1$

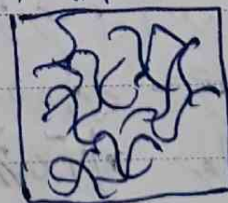
$\phi \ll \phi^*$



$\phi \sim \phi^*$



$\phi^* \ll \phi \ll 1$





□ مدل رقیق  $\phi \ll \phi^*$

در این صورت که این آلی از میوه‌ها بدون برهمنی داریم. ف در در در دیوار از جانب سرتره (یا میوه) مقدار میوه بخواهیم یعنی  $\frac{c}{N}$  متناسب خواهد بود در واقع این میوه نیز در در دیوار هر یک را باید تغییرات یکدیگر قرار و تنها شمارش شود. اگر نخواهیم حرف را اندکی دقیق تر کنیم باید سبک در این میوه را در نظر بگیریم:

$$\frac{\pi}{T} \sim \frac{c}{N} + b \left(\frac{c}{N}\right)^2 R_F^3 + O\left(\frac{c}{N}\right)^3$$

دقت نمود که هم اشغال مربوط به ضریب دوم در این معادله مسئله یعنی حجم ناچیز که در  $R_F^3$  ظاهر است

□ مدل نیمه رقیق  $\phi^* \ll \phi \ll 1$

در این حالت چون غلظت هنوز خیلی کم است ممکن است تصور برهمنی ضعیف بین میوه‌ها را بتوانیم بکار ببریم ولی مسئله این است که در ضریب دوم در این معادله هم اشغال شده چه چیزی قرار دهیم. روش متناهی نیز کمک می‌کند:

$$\frac{\pi}{T} = \frac{c}{N} f\left(\frac{c}{N} R_F^3\right) = \frac{c}{N} f\left(\frac{c}{\phi^*}\right)$$

$$f(x) \sim \begin{cases} 1 + x + \dots & x \ll 1 \\ x^n \sim c^n N^{\frac{4}{5}n} & x \gg 1 \end{cases} \rightarrow \frac{\pi}{T} \sim c^{n+1} N^{\frac{4}{5}n-1}$$

چون این معادله را می‌توانیم  $\phi \gg \phi^*$  و  $\phi \ll 1$  داریم از آنجا که  $n = 5/4$ .

$\frac{\pi}{T} a^3 \sim \phi^{9/4}$   $\phi \gg \phi^*$   
 (در این معادله  $a$  می‌تواند  $c$  باشد)  $\downarrow$   
 (در این معادله  $a$  می‌تواند  $c$  باشد)  $\downarrow$

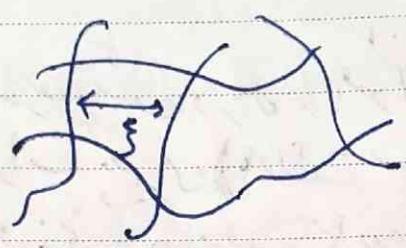
توجه کنید که نیروی برآوردی برای  $\phi \sim \frac{1}{4} \pi a^2$  و تغییر قطبی که برای عدد  
 $\frac{1}{4} \pi a^2$  و صورت  $\pi \sim \phi^2$  بدست آمده بود تفاوت اصلی دارد.

این تفاوت نتایج را در آن صورت اثرات هسته‌ای تغییر کرد.



□ طول هستی:

راه جابجایی برای استخراج لجر  $\phi^{9/4} \sim \Pi$  استوار از مفهوم طول هستی است.  
در رژیم نیمه رقیق تقریباً خطای محول میسر می آید و آن معبر است یک شبکه ای با طول متوسط بین نزدیکترین میله ها برابر  $\xi$  در نظر گرفت.



$$\xi(\phi) \sim R_F f\left(\frac{\phi^*}{\phi}\right) \sim R_F \left(\frac{\phi^*}{\phi}\right)^m \quad \phi > \phi^*$$

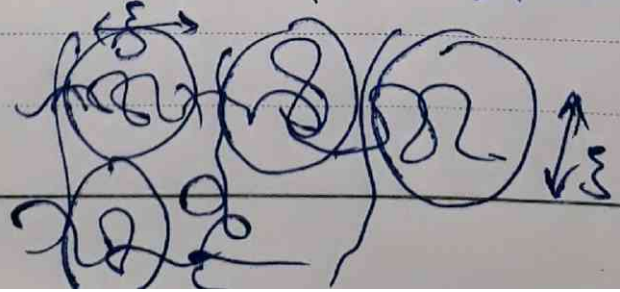
دقت شود در حد  $\phi > \phi^*$  باید طول هستی یا ثابت شبکه مستطاز  $N$  شود.

$$\xi \sim N^2 N^{-4/5 m} \sim N^0 \rightarrow m = 3/4, d=3$$

$\xi(\phi) \sim a \phi^{-3/4}$

رابطه مستطاز  $\xi$  و میله ها در محلول نیمه رقیق راه ترال معبر است  $\Pi \sim T/\xi^3$  نوشت

نتیجه بالا را به صورت زیر می توان نوشت. در یک میله خاص را در نظر بگیریم. در میان آن میله ها، میله های دیگر در نظر بگیریم که مثل شبکه ای از آن میله است. در این حالت، میله ها در نظر می آید، میله های دیگر به هم نمی رسند و علاوه بر آن، میله ها در نظر می آید و در این حالت، میله های دیگر به هم نمی رسند. از طرف دیگر اگر چگالی میله ها را در نظر بگیریم، با  $\xi \sim a \phi^{-3/4}$  داریم  $\xi \sim a \phi^{-3/4}$  از ترکیب این دو رابطه، رابطه اصلی  $\xi \sim a \phi^{-3/4}$  را می بینیم.





اگر نگران بقدر عیب کار در نظر بگیریم. قیمت های هرگز تجربه که بین دو تعلق متوالی، بطوریکه  
 دیگر در عمل اول نیز به حق قرار دارد، در آن عیب های متوالی می در نظر می و واقع است  
 که با عیب های مکرر می شود که بصورت فشرده در نظر می عیب را برآورده اند.  
 می خواهم مرتباً از برای بردار استی - استی یک بگیریم حاصل را به دست بگیریم:  $R$

فرض کنید که عیب های تعریف شده در بالا، از موزن غده های زنده، بطوریکه در نظر بگیریم  
 در این صورت باید مزاب بگیریم (باعتقاد این به بالا) هر دو کار داریم. در مزاب  
 بگیریم می توانست از داد که فرقیه حاصل به صورت این آمل در فکر می کنه.

$$R \sim \left(\frac{N}{g}\right)^{1/2} \xi$$

$$R \sim a N^{1/2} \Phi^{-1/8}$$

ک



تاریخ هفتگی:

تاریخ توزیع هفت: متوقف

سیستم متشکل از  $N$  ذره را در نظر بگیرید که ذرات است و فیزیک دارند. اگر در یک لحظه خاص مکان ذرات را  $\vec{r}_i$  در  $i$  هم جایی لحظاتی برابر می شود:

$$n(x) = \sum_{i=1}^N \delta(x - \vec{r}_i)$$

$$\langle n(x) \rangle := \sum_{i=1}^N \langle \delta(x - \vec{r}_i) \rangle$$

تاریخ توزیع هفت بصورت زیر تعریف می شود و بصورتی اصلاح این است که اگر در نقطه  $\vec{x}_1$  ذره ای باشد به طور همزمان در نقطه  $\vec{x}_2$  ذره ای دیگر باشد:

$$g(\vec{x}_1, \vec{x}_2) := \frac{\sum_{i \neq j} \langle \delta(\vec{x}_1 - \vec{r}_i) \delta(\vec{x}_2 - \vec{r}_j) \rangle}{\langle n(\vec{x}_1) \rangle \langle n(\vec{x}_2) \rangle}$$

در حالت همگنی انتظاری داریم تاریخ هفت به  $\vec{x} = \vec{x}_1 = \vec{x}_2$  می رسد:

$$g(x) = g(x_1 = x_2) = \frac{\sum_{i \neq j} \langle \delta(\vec{x}_1 - \vec{r}_i) \delta(\vec{x}_1 - \vec{x} - \vec{r}_j) \rangle}{\langle n(x_1) \rangle \langle n(x_1) \rangle}$$

اگرچه چون طرفین نامعادله  $\vec{x}_1$  سبب ندارند خواهیم داشت:

$$g(x) = \int_V g(x) dx_1 = \frac{1}{\langle n \rangle^2} \frac{1}{V} \int dx_1 \sum_{i \neq j} \langle \delta(x_1 - \vec{r}_i) \delta(x_1 - x - \vec{r}_j) \rangle$$

$$= \frac{1}{V} \frac{1}{\langle n \rangle^2} \sum_{i \neq j} \langle \delta(\vec{x} + \vec{r}_j - \vec{r}_i) \rangle = \frac{N}{V \langle n \rangle^2} \sum_{\vec{r}_i \neq \vec{r}_0} \langle \delta(x + \vec{r}_0 - \vec{r}_i) \rangle$$

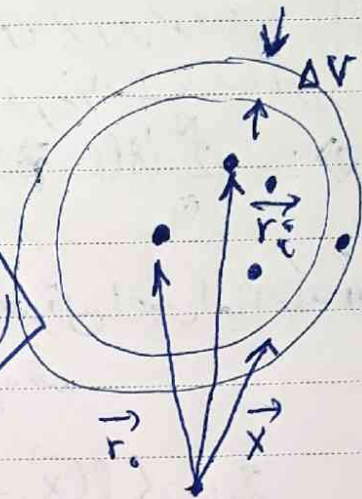
در قدم آخر به جای جمع بستن روی تمام  $\vec{r}_i$  و  $\vec{r}_0$  (در واقع تفاعل آنها) می توانیم ذرات را در مکان  $\vec{r}_0$  قرار دهیم و رویه دیگر ذرات جمع می کنیم:



در اینجا فرض می‌کنیم که در محل (تئوری)  $g(x)$  را اندازه بگیریم.  
 یک ذره در گروس به حجم  $\Delta V$  حول نقطه  $\vec{x}$  یک ذره در آن نقطه قرار دارد در نظر بگیریم.  
 مبدأ را هم در همین ذره قرار دهیم پس  $\vec{x}$  درون این حجم اشکال می‌گیریم.

$$\int_{\Delta V} g(x) dx \approx g(x) \Delta V$$

$$= \frac{1}{\langle n \rangle} \left\langle \sum_{\vec{r}_i \neq \vec{r}_0} \int dx \delta(x - \vec{r}_i - \vec{r}_0) \right\rangle$$



$$g(x) = \frac{1}{\langle n \rangle} \left\langle \frac{N_0}{\Delta V} \right\rangle$$

$N_0$  تعداد ذراتی است که در داخل حجم  $\Delta V$  قرار دارند.

فرض می‌کنیم یک ذره دیگر را انتخاب کرده و در فاصله  $\vec{x}$  از آن تعداد ذراتی که درون  
 حجم  $\Delta V$  قرار می‌گیرند را می‌شماریم تا  $g(x)$  بدست آید. البته برای هر  $\vec{x}$  یک مقدار  $g(x)$   
 خواهیم داشت برای تمام انضام‌ها اولی که ذرات دیگر را  $\vec{x}$  می‌گذرانیم تمام دلایل

$$\int g(x) d^3x = \frac{1}{\langle n \rangle} \sum_{\vec{r}_i \neq \vec{r}_0} \left\langle \int d^3x \delta(x - \vec{r}_i) \right\rangle \approx \frac{N}{\langle n \rangle} = V$$

$$g = 1$$

$$g(x) = 1 + h(x)$$

برای یک ذره دیگر  $h(x)$  است که از آنجا که  $g(x) = 1 + h(x)$  پس  $h(x) = g(x) - 1$   
 در هر نقطه  $h(x)$  می‌تواند مثبت یا منفی باشد که نشان‌دهنده تغییر در تعداد ذرات نسبت به حالت ایده‌آل است.



□ تابع توزیع جفت برای محلول نیمی رقیق:

تابع  $g(r)$  برای پلیمر ایده آل به صورت  $\frac{1}{r} \left(\frac{3}{\pi a^2}\right)$   $g_D(r)$  بود. فرض کنیم بسنج در محلول نیمی رقیق تابع همبستگی جفت به چه صورتی شود:

$g(r)$  تعداد متوسط فاصله در حجم  $V$  در فاصله  $r$  از یک مولکول دیگر. در محلول نیمی رقیق تفاوت  $c$  حالت ایده آل وجود بین تاثیر بر هم کنش  $U(r)$  بین مولکولهاست. تابع  $g(r)$  به علت تاثیر جفت بر مولکولها از  $c$  به  $c e^{-U(r)/T}$  تغییر میکند. این تغییر را می‌توانیم به صورت زیر بنویسیم:

$$c \rightarrow c e^{-U(r)/T} \approx c - c \frac{U(r)}{T}$$

پس انتظار داریم تابع  $g(r)$  نسبت به حالت ایده آل به صورت زیر تغییر کند:

$$g(r) \approx g_D(r) + \int g_D(r-r') \frac{c U(r')}{T} dr'$$

حیث  $\nabla^2$  طرفین:

$$\frac{a^2}{12} \nabla^2 g(r) \approx \frac{c U(r)}{T} \quad (r \neq 0)$$

تغییر خود را بگیریم:  $U(r) = T \nabla^2 g(r)$

تاثیر در نقطه  $r=0$   $g(r)$  متناسب با  $V = a^3$  حجم Excluded می‌باشد:

$$\nabla^2 g \sim \xi_E^{-2} g \quad \xi_E^{-2} = \frac{12c a^2}{a^2}$$

$$\rightarrow g(r) \approx c \frac{\xi_E}{r} e^{-r/\xi_E}$$

$$\tilde{g}(q) = \frac{c \xi_E}{q^2 + \xi_E^{-2}}$$

$\xi_E$  طول همبستگی در درازا