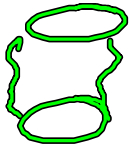


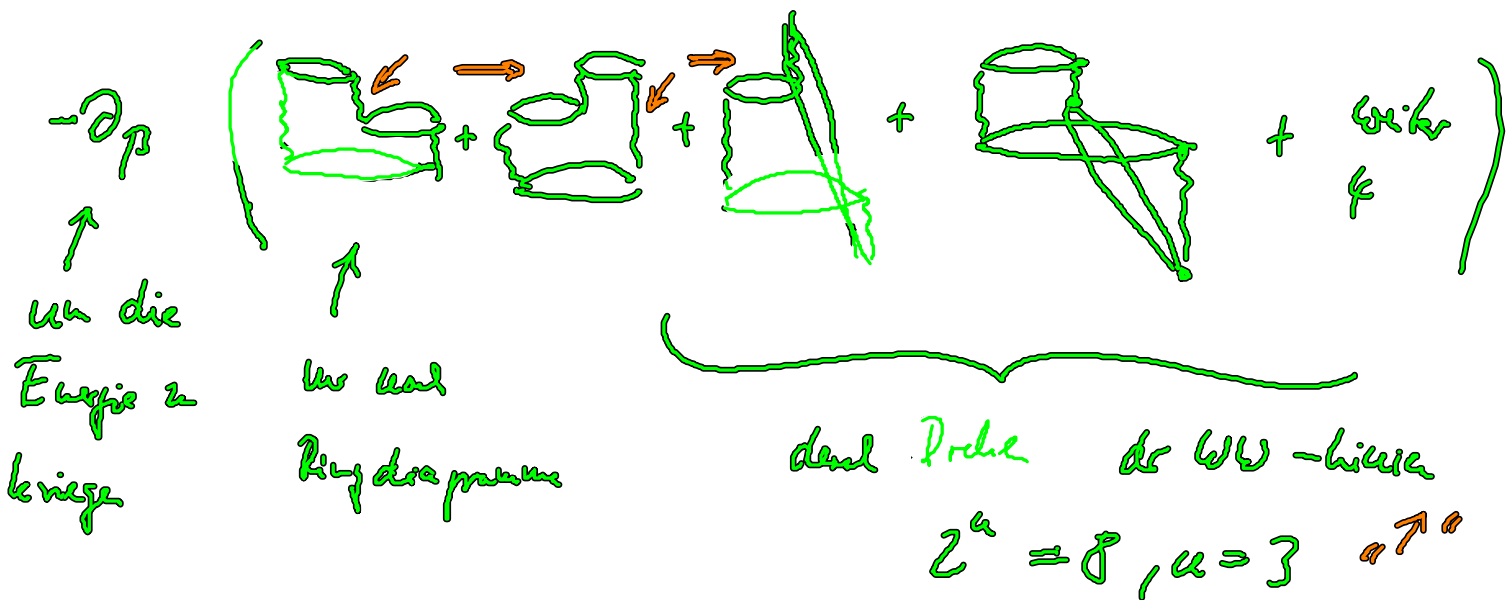
zur Einung.: koffer \rightarrow Ort f. Ringdiagramm 

halten, Teil: Diagramm durch andere ∞ -erliche
 Ringe normieren, um zu einer endlichen Wert zu
 kommen

sehen uns Beitrag 3 Ordnung an, um Gefühl

für alle höheren Terme zu bekommen und

dies auf zu sein, um Ringe: $r_s \rightarrow 0$
 $u \rightarrow \infty$



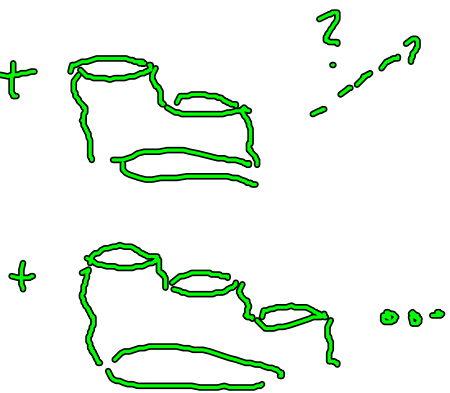
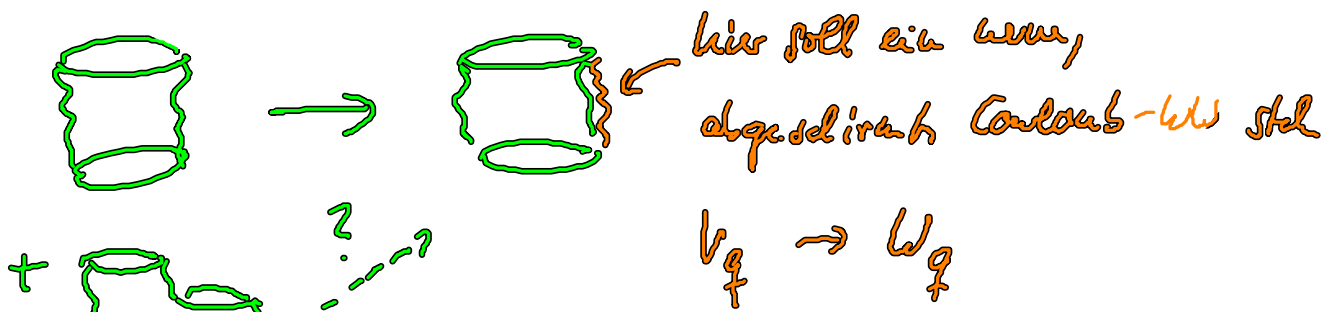
1. Diagramm ansehen:

$$\begin{aligned}
 -\partial_p \int_{\mathcal{K}} \dots &= -\partial_p (-1)^3 \frac{1}{3!} \frac{1}{2^3} \\
 &\quad \uparrow \text{Loop} \quad \uparrow \text{Ordg } \binom{1}{4!} \quad \uparrow \text{Verfälscht vor Contour-WL}
 \end{aligned}$$

$$\int_{\mathcal{P}} d\beta_1 \int_{\mathcal{P}} d\beta_2 \int_{\mathcal{P}} d\beta_3 \sum_{(1,2,3)} V_{\mu_1 \nu_1 \rho_1 \kappa_1} V_{\mu_2 \nu_2 \rho_2 \kappa_2} V_{\mu_3 \nu_3 \rho_3 \kappa_3}$$

$$\begin{aligned}
 &G_{\mu_1 \nu_2}(\beta_1 - \beta_2) G_{\rho_1 \mu_2}^+(\beta_1 - \beta_2) G_{\mu_2 \nu_3}(\beta_2 - \beta_3) G_{\rho_2 \mu_3}^+(\beta_2 - \beta_3) \\
 &G_{\mu_1 \nu_3}^+(\beta_1 - \beta_3) G_{\rho_1 \mu_3}(\beta_1 - \beta_3)
 \end{aligned}$$

Idee: zwisch Ordg. geschichtl zu rechnen



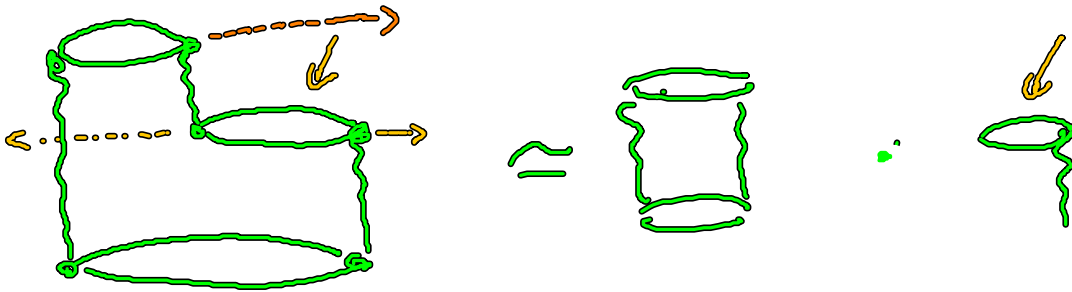
Strichg: $\frac{1}{3!}$ Änderung der Grenze

$$= -\partial_{\beta} (-1)^3 \frac{1}{2^3} \int d\beta_1 \int d\beta_2 \int d\beta_3 \sum_{\tau_{23}} v_1 v_2 v_3$$

$$G_{u_1 e_2}(\beta_1 - \beta_2) G_{e_1 u_2}^+(\beta_1 - \beta_2)$$

$$G_{u_1 u_3}^+(\beta_1 - \beta_3) G_{u_1 u_3}(\beta_1 - \beta_3)$$

$$G_{u_2 e_3}(\beta_2 - \beta_3) G_{e_2 u_3}^+(\beta_2 - \beta_3)$$



β β_1 β_2 β_3 0

Jeder Propagator soll kein Gedächtnis verlieren.

auch zur Lindhardformel $\omega \rightarrow 0$,

dazu soll die 3 Prozesse „gleichzeitig“ stattfinden:

Absorption wird „gleichzeitig“ oder Retardierung

bei der Streuung aufgebaut:

$$\begin{aligned}
&= \sum_{1,2,3} v_1 v_2 v_3 \left(-\partial_p \left(-\frac{1}{2}\right)\right)^2 \int_0^\beta d\beta_1 \int_0^\beta d\beta_3 G_{u_1, \ell_1}(\beta_1 - \beta_3) \\
&\quad G_{\ell_1, u_2}^+(\beta_1 - \beta_3) G_{k_1, u_3}^+(\beta_1 - \beta_3) G_{u_1, k_3}(\beta_1 - \beta_3) \\
&\quad \left(-\frac{1}{2}\right) \int_0^\beta d\beta_2 G_{u_2, \ell_3}(\beta_2 - \beta_3) G_{k_2, u_3}(\beta_2 - \beta_3)
\end{aligned}$$

Damit handelt kein Zeitverdrängung und auf!

fehlt noch Index aus wofür $\sum v_1 v_2 v_3$

$$\sum v_1 v_2 v_3 = \sum_{(1,2,3)} v_{u_1, \ell_1, k_1} v_{u_2, \ell_2, k_2} v_{u_3, \ell_3, k_3}$$

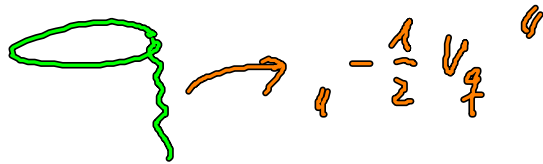
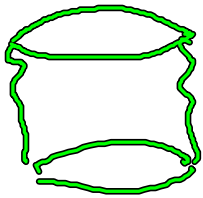
$$\sum_{(1)} v_{u_1 - \ell_1} \delta_{u_1 - \ell_1, k_1 - u_1} \sum_{(2)} v_{u_2 - \ell_2} \delta_{u_1 - \ell_1, k_2 - u_2} \sum_{(3)} v_{u_3 - \ell_3} \delta_{u_3 - \ell_3, k_3 - u_3}$$

$$\underbrace{\sum_1 v_{q_1} \delta_{q_1, k_1 - u_1}} \quad \underbrace{\sum_2 v_{q_2} \delta_{q_2, k_2 - u_2}} \quad \underbrace{\sum_3 v_{q_3} \delta_{q_3, k_3 - u_3}}$$

jetzt ist: $k_1 = u_3$, $u_1 = k_3$ über Kreisläufe aus G's

$$\sum V_{q_1}^2 \delta_{q_1, k_1 - m_1}$$

$$\sum_2 V_{q_2} \delta_{q_2, k_2 - m_2}$$



$$\rightarrow -\frac{1}{2} V_q$$

↓
Kern mit

$$\text{Diagram} = \int_0^{\beta} d\beta_1 \sum_2 G_{m_2, m_2}^+(\beta_2) G_{k_2, k_2}(\beta_2) \delta_{q_1, k_2 - m_2}$$

$$= \int_0^{\beta} d\beta_1 \sum_2 \int_{m_2}^+ \int_{k_2} e^{\beta_2 (\epsilon_{k_2} - \epsilon_{m_2})} \delta_{q_1, k_2 - m_2}$$

$$= \sum_2 \frac{e^{\beta(\epsilon_{k_2} - \epsilon_{m_2})} - 1}{\epsilon_{k_2} - \epsilon_{m_2}} \int_{m_2}^+ \int_{k_2} \delta_{q_1, k_2 - m_2}$$

$$= \sum_2 \frac{\int_{k_2}^+ \int_{m_2} - \int_{m_2}^+ \int_{k_2}}{\epsilon_{k_2} - \epsilon_{m_2}} \delta_{q_1, k_2 - m_2}$$

$$= \sum_2 \frac{(1 - f_{k_2}) f_{m_2} - (1 - f_{m_2}) f_{k_2}}{\epsilon_{k_2} - \epsilon_{m_2}} \delta_{q_1, k_2 - m_2}$$

$$= - \sum_{\mathbf{k}} \frac{f_{\mathbf{k}_2} - f_{\mathbf{k}_1}}{\epsilon_{\mathbf{k}_2} - \epsilon_{\mathbf{k}_1}} \delta_{\mathbf{q}, \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1}$$

$$= - \sum_{\mathbf{k}} \frac{f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}}{\epsilon_{\mathbf{k}} - \epsilon_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}}$$

$$\mathcal{Q} = V_{\mathbf{q}} \sum_{\mathbf{k}} \frac{f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}}{\epsilon_{\mathbf{k}} - \epsilon_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}}$$

jetzt kann man für alle höheren Ordnungen ähnelnde Terme:

$$= \text{cylinder} \left(1 + \mathcal{Q} + \mathcal{Q} \cdot \mathcal{Q} + \dots \right)$$

$$= \text{cylinder} \left(1 + \mathcal{Q}^1 + \mathcal{Q}^2 + \mathcal{Q}^3 + \dots \right)$$

$$= \text{Cylinder} \left(\frac{1}{1-q} \right)$$

$$= \text{Cylinder} \cdot \left(\frac{1}{1 - V_q \sum_k \frac{f_k - f_{k-1}}{\epsilon_k - \epsilon_{k-1}}} \right) = \text{Cylinder} \cdot \frac{V_q}{\epsilon_q}$$

ϵ_q ist die dielektrische Funktion der Elektronen $\omega \rightarrow 0$.

Offensichtlich wird die nackte Coulomb-WV in den divergenten Diagrammen 2. Ordng durch ein abgeschirmtes WV ersetzt. $V_q \rightarrow \frac{V_q}{\epsilon_q}$

für klein q $\epsilon_q = 1 + \left(\frac{k}{q} \right)^2$, k ist die inverse Abschirmlänge

In Ordnung: $\frac{1}{-} \rightarrow \frac{e^{-kr}}{-}$ wird die

Corbos-WU zu Yukawa Potential.

Die Kurzzeit Wirkung verhindert die Proben bei

$$q \rightarrow 0 \quad V_q \rightarrow \infty \quad \rightarrow \quad D \rightarrow \infty :$$

$$V_q \sim \frac{1}{q^2} \quad \rightarrow \quad W_q \sim \frac{1}{q^2 + k^2} \quad \begin{matrix} \text{Dichte} \\ k \sim \mu \end{matrix}$$

könnte jetzt jenseits v. Heisenberg-Feld, die Korrelationsenergie berechnen: Für hohe Dichte beschränke wir

uns auf die Ringdiagramme, also

$$-D_p \quad \text{[Diagramm eines Ringdiagramms]} \quad \rightarrow \quad \frac{1}{2} \sum_{q, k, \epsilon} \frac{W_q V_q}{\epsilon_k + \epsilon_q - \epsilon_{k+q} - \epsilon_{\epsilon-q}}$$

Ableitg. nach
oberer Frequenz

$$\cdot (1-f_k) (1-f_q) f_{q+k} f_{q-k}$$

sehen uns uns die Reihe an unterer Frequenz $q \rightarrow 0$ an,

$$\underbrace{\int dq q^2}_{\sum q} \frac{1}{(q^2+k^2)} \frac{1}{q^2} \quad \begin{matrix} q^2 \\ \uparrow \\ T \rightarrow 0 \\ \text{(siehe vorher VL)} \end{matrix} \quad \frac{1}{q} \quad \begin{matrix} \uparrow \\ E\text{-Nenner} \end{matrix}$$

u_q
u_q

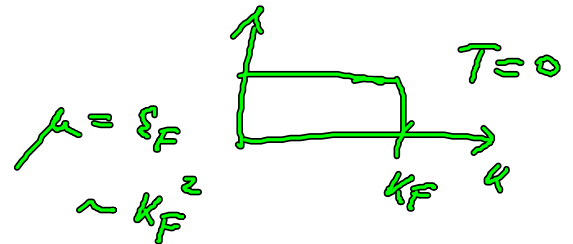
k, l , wie
diese q sehen

$$\approx \int_0^{\infty} dq \frac{q}{(q^2+k^2)} \sim \int_0^{\infty} dx \frac{1}{x+k^2} = \ln(k^2+x) \Big|_0^{\infty}$$

$$= -\ln(k^2) \sim -\ln(\partial_{\mu} u) \sim -\ln \partial_{\mu} k_F^3$$

\uparrow
u_q fante

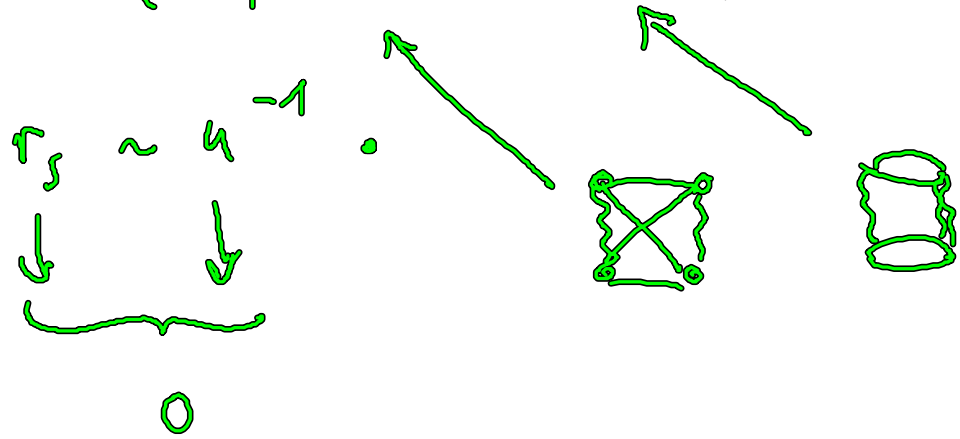
$k^2 \sim \partial_{\mu} u$
 \uparrow
El-Dichte



$$= -\ln(\partial_{\mu} \mu^{3/2}) = -\ln(\mu^{1/2}) \sim -\ln k_F \sim \ln \Omega_3$$

Die Kompressionsenergie ist

$$\Delta E^C = (-0,049 + 0,06 k r_s) \text{ Ryd/N}$$



In Hochdichtefall $r_s \rightarrow 0$ ($k \rightarrow \infty$) ist dies eine
 exakte Lösung f. die Korrelationsenergie d. Elektronengases
 Aufgrund $\sim k r_s$, kann dieses Ergebnis nicht in
 Störperturbation erhalten werden.