1) Zwei Gitterplätze mit Energie ϵ_0 (falls besetzt), plus Energie ϵ_1 bei Doppelbesetzung. Die 4 Terme der großen Zustandssumme Z_{gr} sind unverzüglich notiert. Wie schreibt sich Z_{gr}, wenn man jeden Platz separat ans Reservoir koppelt ? $(n_1 = 0,1$ und $n_2 = 0,1)$ Schließlich formulieren wir Z_{gr} rein quantenmechanisch.

2) $w := \sqrt{e^{2\beta J}\text{ch}^2(\beta b) - e^{2\beta J} + e^{-2\beta J}} \xrightarrow{b\to 0} ?$ $\quad e^{\beta J}\text{ch}(\beta b) \overset{?}{\gtrless} w$, $\quad \text{Sp}\left[\begin{pmatrix} 2 & 1 \\ 1 & 2 \end{pmatrix}^{99}\right] = ?$

3) Was wird aus $F = -T\ln\left(a^N + b^N + c^N + d^N\right)$ im thermodynamischen Limes ? $(a, \ldots, d \geq 0)$

4) Unordnung im BE–Kondensat ? Wir wissen, daß für ideale Bosonen allgemein $\Omega = T\sum_\lambda \ln\left(1 - e^{-\beta(\varepsilon_\lambda - \mu)}\right)$ gilt und daß $N_0 = 1/(e^{-\beta\mu} - 1)$ auf $e^{\beta\mu} = N_0/(N_0 + 1)$ führte. Welcher Zusatz Ω_0 zu Ω ergibt sich durch Abspalten des $\vec{k} = 0$–Terms ? Was heißt das ?!? Und schon ist klar, welche Entropie S_0 das Kondensat hat.

5) Unordnung friert aus $\curvearrowleft$ Grundzustand nicht entartet. Bei Metall mit idealen Elektronen, oh, hatten wir S gar nicht Sommerfeld–artig angesehen. Das kommt jetzt. Aber nie weiß man, ob nun $S = -\partial_T\Omega$ mit $\Omega = -T\sum_\lambda \ln(1 + e^{-\beta(\varepsilon_\lambda - \mu)})$ oder die dritte Trivialformel der bessere Ausgangspunkt ist. Schreiben wir also b e i d e Versionen $z(\mu + Tx)$–isch auf und verschaffen uns einen AHA–Effekt.
Führender Tief–T–Term $S = \alpha\, z(\varepsilon_F)\, T^{\text{hoch?}}$ mit $\alpha = ?$ (Vorweg: Dimension von α ?)

6) Legendre–Transformation. Eines der wichtigsten Details der Mechanik (oft untergehend) ist die Herleitung (tun!) der Hamilton–Funktion H aus der Lagrange–Funktion $L = \frac{m}{2}v^2 - q\phi(\vec{r}, t) + q\vec{v}\cdot\vec{A}(\vec{r}, t)$ eines Teilchens (m, q) in beliebigen e.m. Feldern.
