

Dyskretny Urok Termodynamiki Statystycznej Jąder Atomowych

J. Tőke, Uniwersytet Rochesterski

- Wstęp ->
 - Monotonia “starej” termodynamiki jądrowej przy niskich E^*
 - Zjawiska przy wysokich E^* : multifragmentacja, graniczna T , duży $\langle r^2 \rangle$
 - Problem z “odkryciami” współczesnej “termodynamiki” jądrowej -> błąd fundamentalny z traktowaniem entropii.
- Formalizm modelu gazu Fermiego z oddziaływaniem skończonego zasięgu w przybliżeniu Thomasa-Fermiego dla zespołu mikrokanonicznego. Rola entropii powierzchniowej.
- Istota multifragmentacji – fragmentacja kulombowska.
- Wrzenie powierzchniowe – nowy typ niestabilności małych układów.
- Podsumowanie - co dalej?

Termodynamika jąder niskowzbudzonych

Jądro atomowe = nukleony w studni potencjalnej, zajmujące stany jednocząstkowe zgodnie z rozkładem Fermiego-Diraca:

Entropia:
$$S = 2\sqrt{aE_{term}^*}$$

Prawdopodobieństwo rozpadu przez stan przejściowy (S.P.):

$$p \propto e^{S_{S.P.}}$$

Energia wzbudzenia:

$$E^* = aT^2$$

Skalowanie Boltzmannna:

$$p \propto e^{-\frac{E_{S.P.}}{T}}$$

Rozsądnie dobra zgodność z doświadczeniem => parowanie, rozszczepienie

Łudzka prostota mogąca prowadzić do niedbalstwa lub lenistwa intelektualnego.

W istocie zaś, za tą fasadą prostoty ukrywa się piękno termodynamiki mikrokanonicznej.

S.P.- n.p., punkt na barrirze kulombowskiej, lub na siodle rozszczepienia

a jest parametrem gęstości poziomów energetycznych

Obserwacje przy wyższych energiach wzbudzenia $E^*/A > 3$ MeV

A. Pojawienie się procesu multifragmentacji o charakterystykach stawiających, ale tylko pozornie, wyzwanie “starej” termodynamice jądrowej.

- **Raptowny (w stosunku do skalowania Boltzmannna) wzrost przekroju czynnego z energią wzbudzenia.**
- **Obecność znacznej składowej o wyraźnych cechach procesu statystycznego.**
- **Wartości przekrojów czynnych przekraczające o rzędy wielkości przewidywania klasycznych kodów statystycznego rozpadu**
- **Cechy charakterystyczne przypominające przejścia fazowe.**
- **Duże rozmiary systemu ulegającego multifragmentacji $V > 3V_0$.**

B. Zaobserwowanie “wysycania” się krzywej kalorycznej $T(E^*)$ -> istnienie temperatury granicznej, powyżej której równowaga statystyczna jest niemożliwa.

Współczesna termodynamika jądrowa przy wysokich E^* ?

Wiodące teorie multifragmentacji nawet nie usiłują modelować zjawisk zachodzących w układach jądrowych, argumentując, że wysoko-wzbudzone jądro rozpada się zbyt szybko...

Zamiast tego, skupiają się na multifragmentacji jako stanie równowagi (a nie jako procesie rozpadu) hipotetycznej (numerycznej) materii o fantastycznych właściwościach – do tego zamkniętej w pudle.

Oparte na przesądzie, że multifragmentacja i zjawiska kolaterane są przejawem przejść fazowych.

Właściwości tej numerycznej materii są arbitralnie dobrane tak aby uzyskać pozorne dopasowanie do danych doświadczalnych z rozpadu, a więc czegoś diametralnie odmiennego od stanu równowagi układu zamkniętego w pudle.

Krótką listą ciekawostek:

Ciepło płynie od zimnego do ciepłego!!!

Siły kulombowskie znikają z temperaturą!!!

Suma statystyczna znika przy przejściu fazowym!!!

Nagrzany izolowany system rozszerza się izoentropowo ruchem przyśpieszonym.

Entropia powierzchniowa jest ujemna.

Rozszerzalność cieplna materii jądrowej

Najbardziej prawdopodobna konfiguracja? Ta która zapewnia maksimum entropii.

Uwaga: nie daje się liczyć entropii układu. Liczy się jedynie entropię wybranej konfiguracji. - rozkładu gęstości materii/ladunku

$$S = 2\sqrt{a_{konfig} [E^* - (E_{konfig} - E_{st. podstawowy})]}$$

Faworyzuje de-korelacje -
większą gęstość stanów

Faworyzuje korelacje
- niższą energię

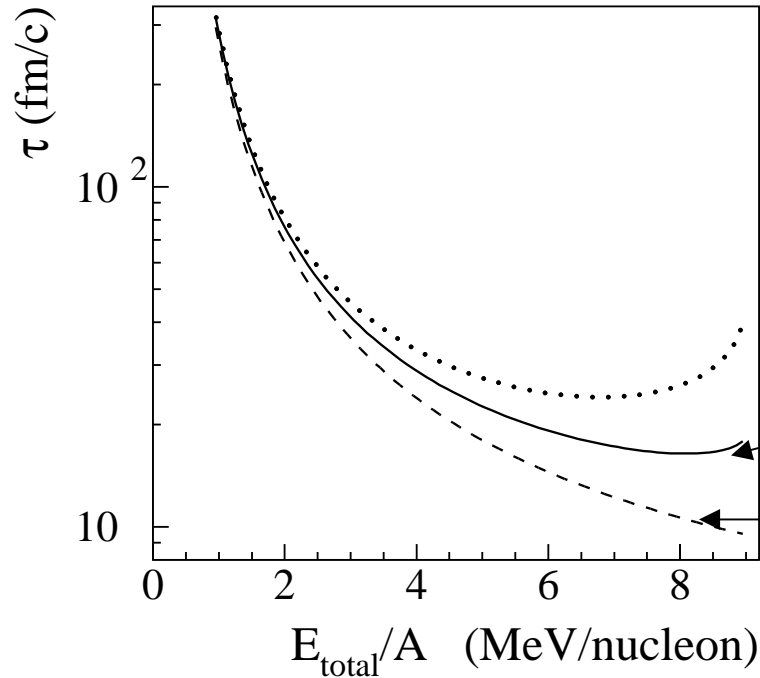
Dla jednorodnej materii
(Thomas-Fermi):

$$a(\rho) = a(\rho_0) \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{-2/3}$$

W przybliżeniu
harmonicznym
na E_{konfig} :

$$\frac{\rho_{S=S_{max}}}{\rho_0} = \frac{1}{4} \left(1 + \sqrt{9 - \frac{E^*}{E_{wiazania}}} \right)$$

Skala czasowa odparowania



Parowanie Weisskopfa

$$\tau^{-1} \approx r_o^2 T^2 e^{-\frac{B}{T}}$$

Z rozszerzalnością cieplną

Bez rozszerzalności cieplnej

Zasada LeChâtelier w akcji -> system ulega rozszerzeniu się cieplnemu tak aby zniwelować wzrost temperatury wywołany podgrzaniem.

System ma szansę dojścia do równowagi przy wyższych energiach wzbudzenia niż powszechnie zakładano.

Rola entropii powierzchniowej w fragmentacji kulombowskiej

Parametr gęstości poziomów a zależy od rozkładu gęstości materii. Dla układu cienkoskórnego daje się zapisać jako (J.T., W. Swiatecki, 1981)

$$a = a(\rho) = a_V + a_S F_2$$

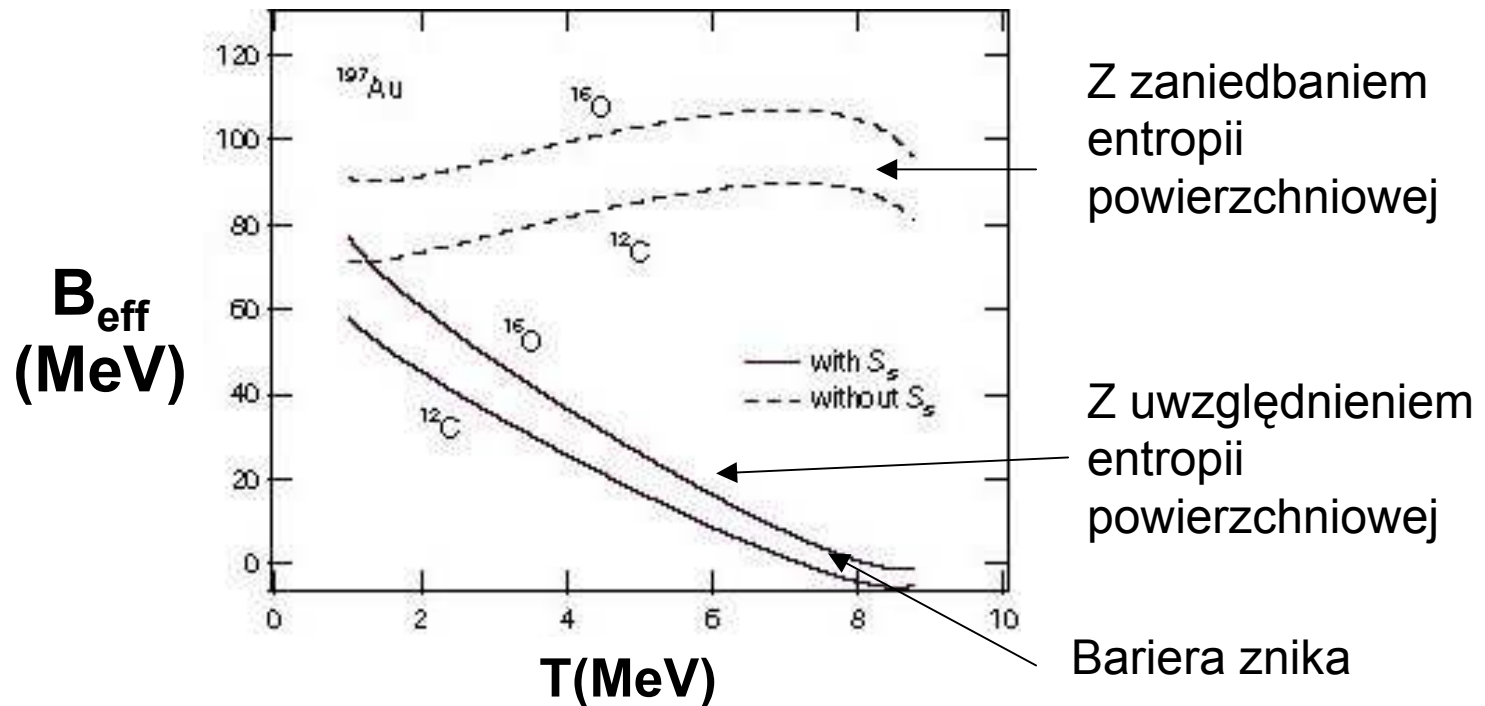
F_2 - stosunek pola powierzchni do pola powierzchni kuli o identycznej objętości.

$$S(E^*, F_2) = 2\sqrt{(a_V + a_S F_2)(E^* - \Delta E_S(F_2) + \Delta E_{Coul})}$$

Dodatkowa entropia wynikająca z powiększonego obszaru powierzchniowego – o niższej gęstości materii, powiększonej gęstości stanów 1-cząstkowych przy powierzchni Fermiego. Prowadzi do zwiększonego prawdopodobieństwa rozpadu na drodze fragmentacji:

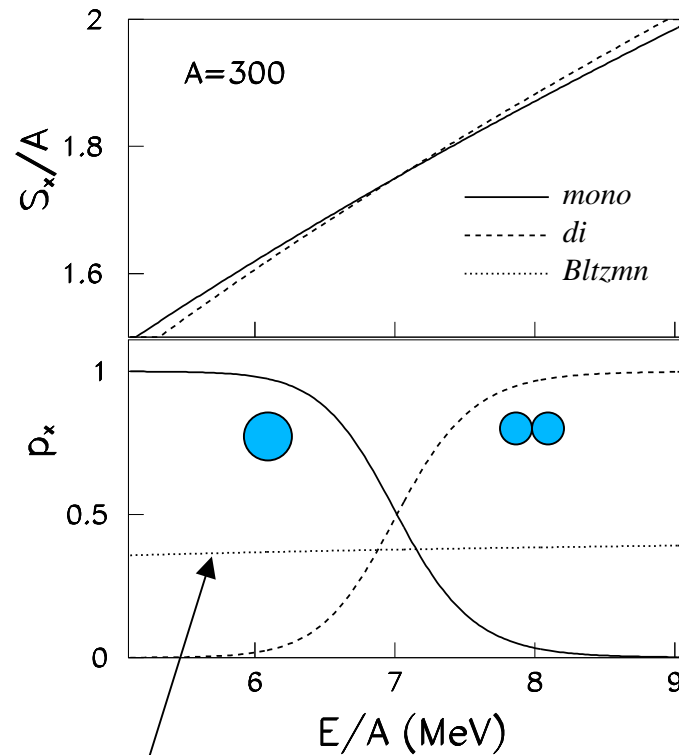
$$p \propto e^{S(F_2)} \square e^{-\frac{B_{eff}}{T}}$$

Binarna fragmentacja kulombowska



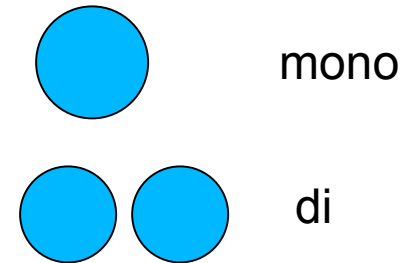
Wysokość bariery efektywnej zależy od temperatury!!!
Nie-boltzmannowskie skalowanie -> charakterystyczne dla przejść fazowych drugiego rodzaju.

Wsólnota cech charakterystycznych fragmentacji kulombowskiej i przejść fazowych



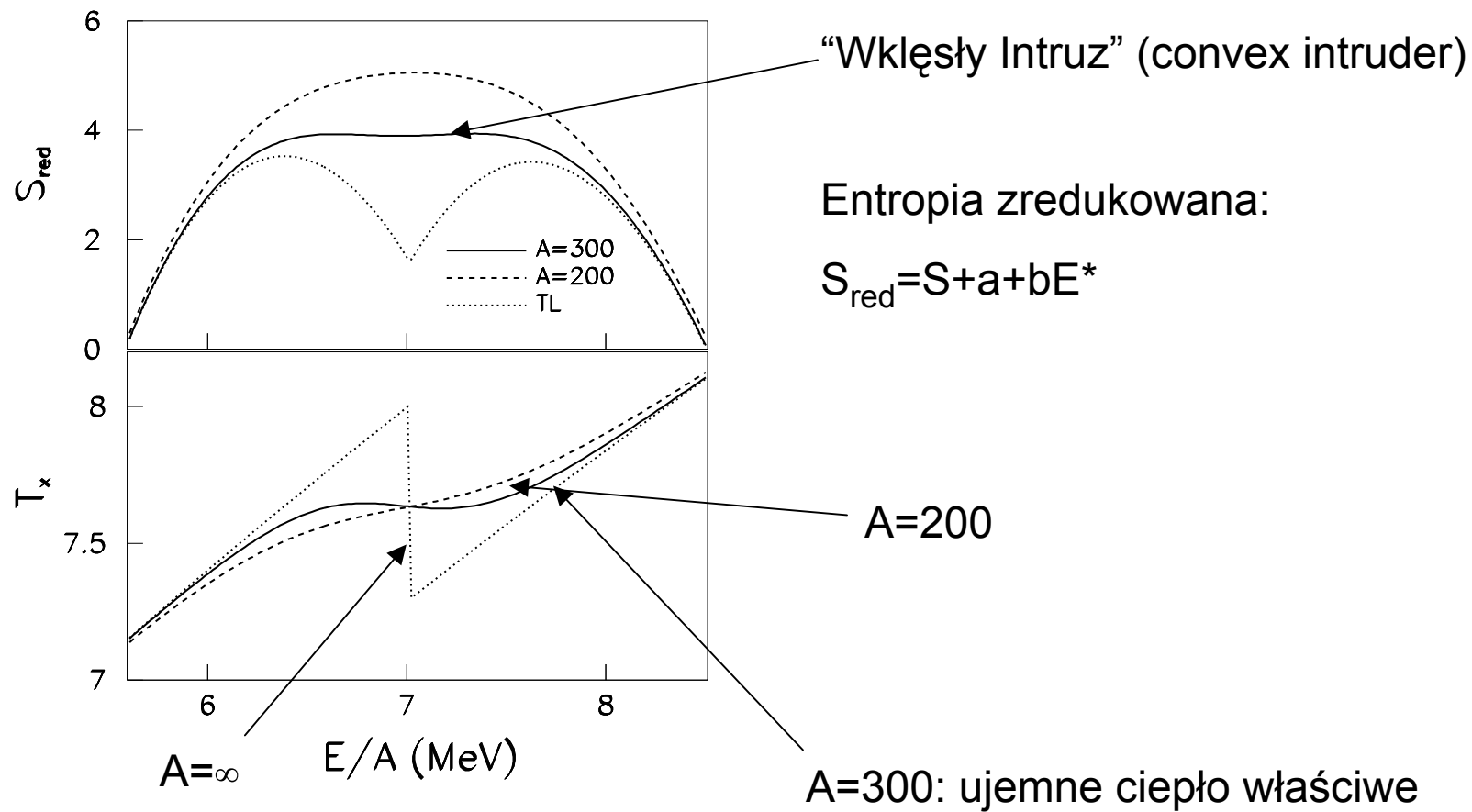
Prawdopodobieństwo danej konfiguracji

Boltzman dla 

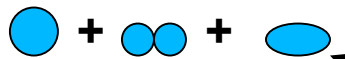
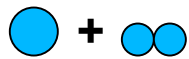
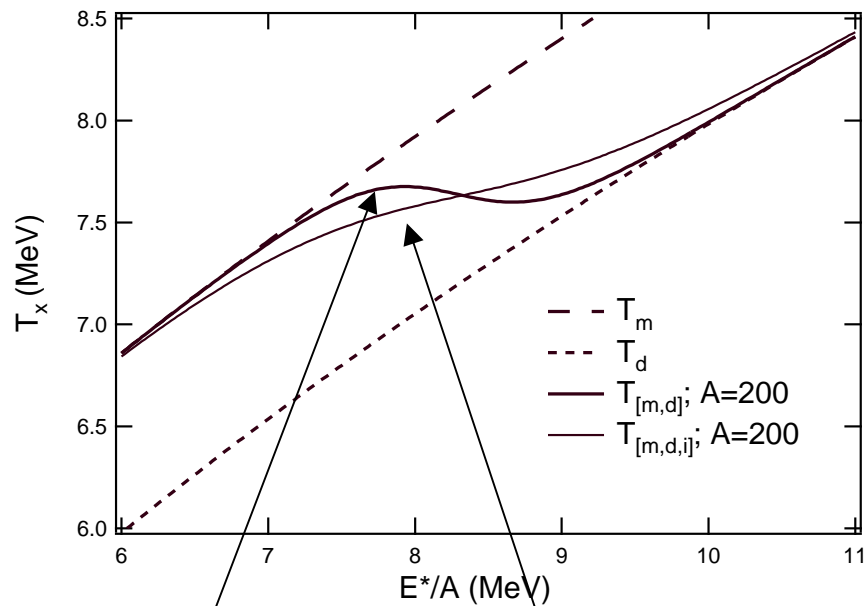


Zarówno przejścia fazowe, jak i fragmentacja kulombowska opisują się przecinającymi się liniami entropii dwóch faz/konfiguracji siodłowych.

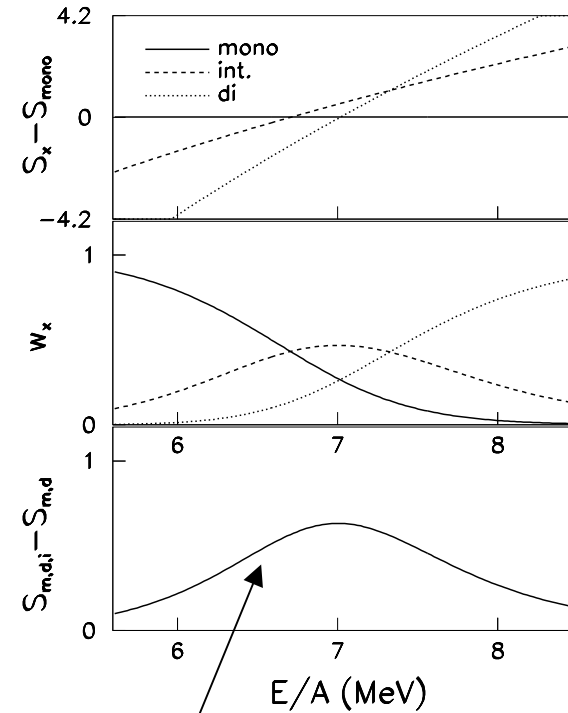
Pozorne ujemne ciepło właściwe



Źródło pozornego ujemnego ciepła właściwego

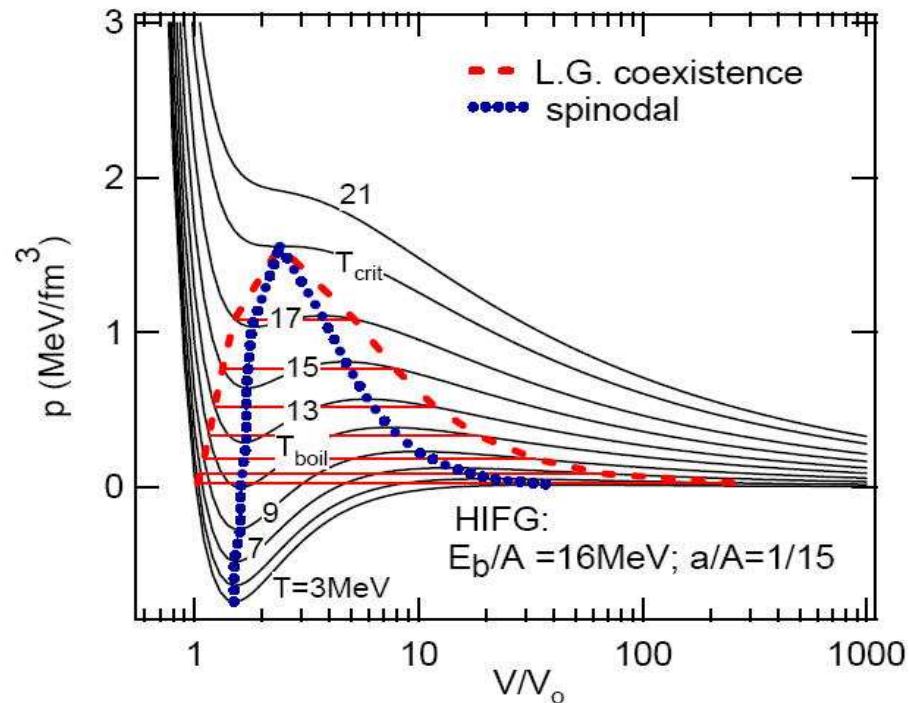


Nie ma
ujemnego ciepła
właściwego



Extra entropia związana z
pośrednią konfiguracją

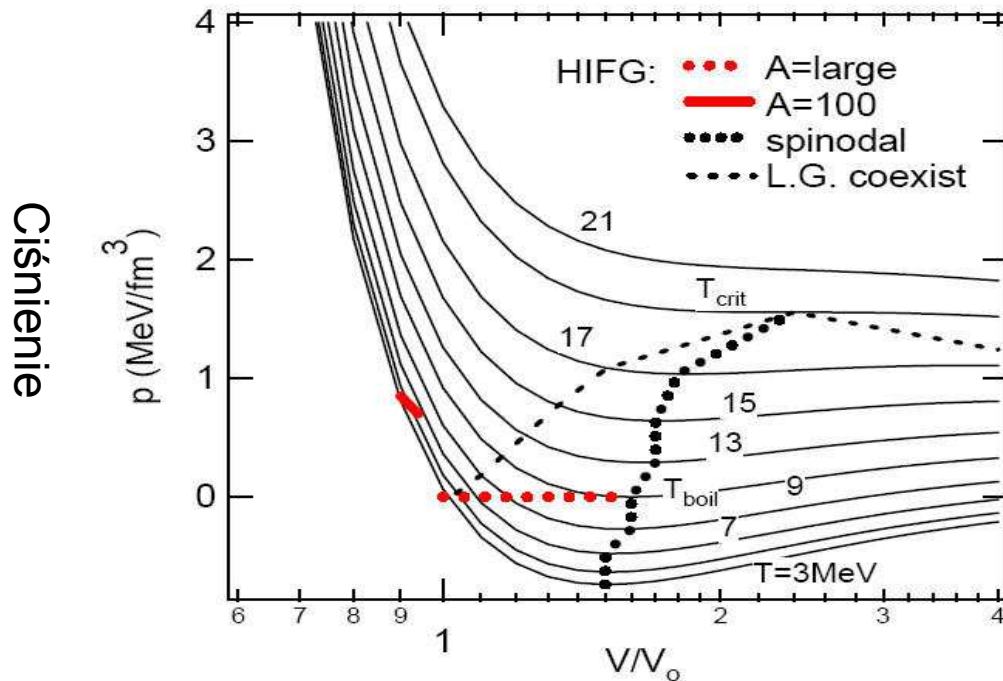
Materia jądrowa w pudle - izotermy



- Pod krzywą "współistnienia" (czerwona przerywana) rozdzielenie faz.
- Pod krzywą "spinodalną" (granatowa) obszar niedostępny dla termodynamiki.

ALE, MATERII JĄDROWEJ NIE DAJE SIĘ ZAMKNAĆ W PUDLE!

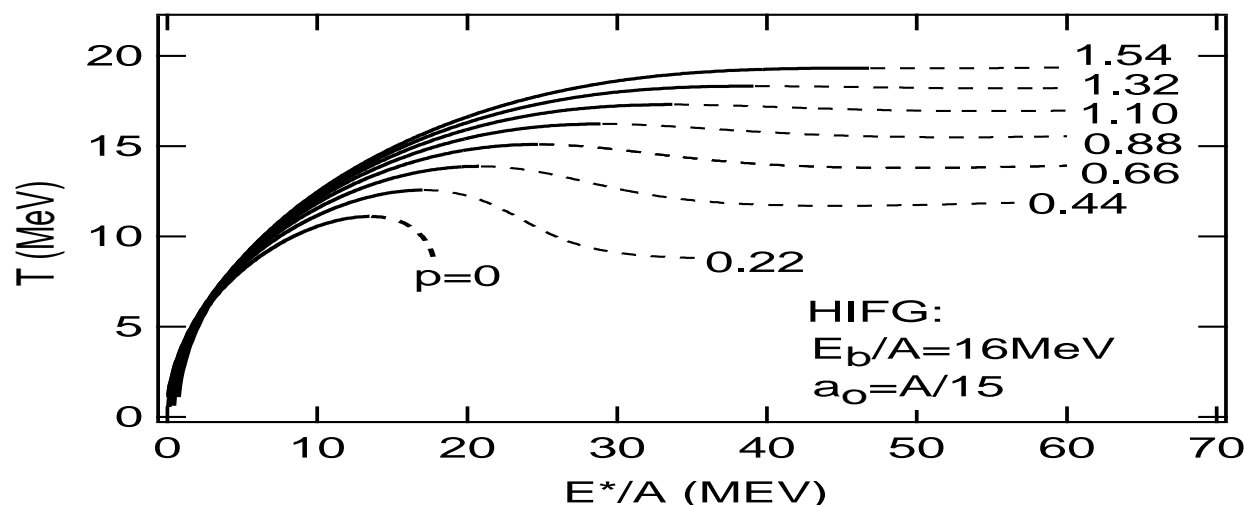
Materia jądrowa na wolności- zerowe ciśnienie



Prawie cała przestrzeń poza zasięgiem ciekawskich, za wyjątkiem odcinków zaznaczonych czerwonymi liniami

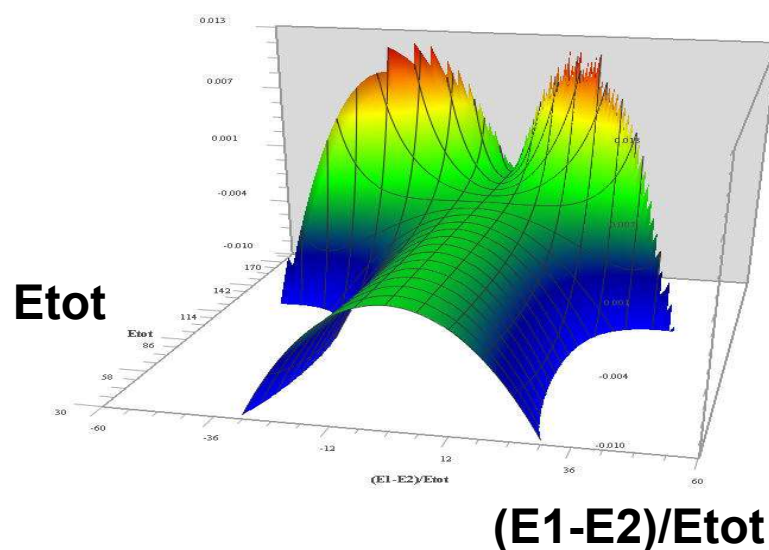
- System znajduje się pod zerowym ciśnieniem w przypadku materii nieskończonej i pod ciśnieniem wynikającym z napięcia powierzchniowego, w przypadku układów skończonych.
- Współistnienie faz niemożliwe – gaz po prostu “ucieknie”.
- Wrzenie następuje gdy ciepło właściwe staje się ujemne.

Krzywe kaloryczne dla otwartej materii



- Układ jest metastabilny do punktu, w którym występuje maksimum krzywej. Powyżej tego punktu, niestabilność dynamiczna.
- Prosto: Przy $E^* > E_{\text{wrzenie}}$ -> gdy część układu uzyska wskutek inifinitezymalnie małej fluktuacji nadwyżkę energii, ochłodzi się ona i teraz, już "legalnie" pobierze więcej energii od gorętszego otoczenia. Wskutek tego ochłodzi się jeszcze bardziej, itd, aż do secesji
- Bardziej formalnie: Przy $E^* > E_{\text{wrzenie}}$, entropia układu rośnie nieskończenie gdy jedna jej część rozszerzałaby się kosztem ciepła czerpanego od części sąsiadujących.

Powierzchnia entropii zredukowanej dla wolnego ($p=0$) systemu dwu-fazowego



S-S_{jednorodne}

Dwie części o jednakowym A, ale różną zawartością energii. Gęstość materii "zgrana" z energią wzbudzenia

- Poniżej punktu wrzenia maksimum entropii dla układu jednorodnego ($E1=E2$).
- Poza punktem wrzenia nie ma maksimum entropii.
- Demonstruje absurdalność twierdzeń o zaobserwowaniu ujemnego ciepła właściwego, bądź to teoretycznie, bądź to doświadczalnie.
- Doświadczalnie, nigdy się nie mierzy temperatury jądrowej, tylko jej namiastkę. Na ogół, ta namiastka jest wystarczająco dobrą miarą T , ale...
- Tym niemniej, wystąpienie ujemnego C.W. jest zawsze sygnałem, że się coś ciekawego dzieje.

Model Gazu Fermiego z oddziaływaniem skończonego zasięgu

Strategia wyjściowa: Wyrazić entropię jako funkcję energii E^* oraz parametrów rozkładu gęstości materii – promienia połowy gęstości R_{half} rozmycia powierzchni d (Süssmann).

- Dla każdego danego E^* , znaleźć profil gęstości maksymizujący entropię

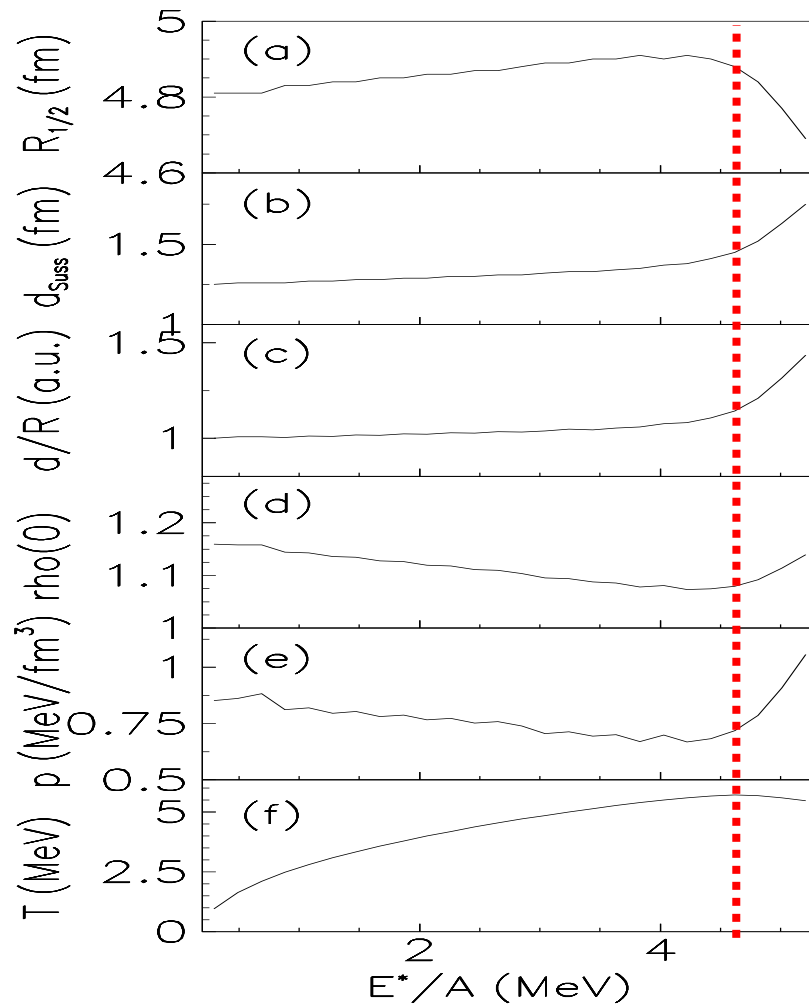
Zakładamy, że rozkład gęstości materii jest opisany funkcją błędu (error-function) i obliczamy małe- a z całki (Thomas-Fermi) (J.T and W.J. Swiatecki in N.P. A372 (1981) 141). :

$$\frac{\rho}{\rho_o} = \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{r - R_{half}}{\sqrt{2d}} \right) \right] \quad a(R_{half}, d) \approx \iiint \left(\frac{\rho}{\rho_o} \right)^{1/3} dv$$

Obliczamy energię konfiguracji $E_{konf}(R_{int}, d)$ całkując energię wiązania jako funkcję gęstości materii z profilem tej gęstości i z “rozmywającym” gaussianem symulującym efekty skończonego zasięgu sił. Wtedy, entropię obliczamy jako:

$$S(R_{half}, d) = 2 \sqrt{a(R_{half}, d) (E_{tot}^* - E_{config}(R_{half}, d))}$$

Kropelka oddziałującej cieczy Fermiego o $A=100$



Rozszerzenie się termiczne. potem “kontrakcja” (?)

Rozszerzenie się termiczne warstwy powierzchniowej.

Brak samo-podobieństwa.

dekompresja

Krzywa kaloryczna ma maksimum przy 5 MeV/A. Potem, wrzenie powierzchniowe.

- Wszystkie powyższe krzywe tracą sens powyżej punktu wrzenia.

Podsumowanie

Piękno leży w prostocie – podstawowe założenie o równej populacji wszystkich dozwolonych (prawami zachowania) mikro-stanów + równanie stanu materii jądrowej => nie daje się dodawać “bezkarnie” założeń *ad hoc*.

- Jądro żyje wystarczająco długo aby traktować je w przybliżeniu jako układ mikrokanoniczny.**
- Multifragmentacja poprzez fluktuacje kształtu – ułatwione przez wkład entropii powierzchniowej. O rozpadzie decyduje obecność sil kulombowskich (lub centryfugalnych?).**
- Tłumaczy, dlaczego *ad hoc* “teorie” dają zgodność z doświadczeniem.**
- Tłumaczy, dlaczego proces fragmentacji kulombowskiej wygląda jak przejście fazowe.**
- Wrzenie powierzchniowe odpowiedzialne za istnienie temperatury granicznej dla równowagi statystycznej.**
- Wiele możliwych nowych obliczeń, a w szczególności zależności kształtów siodłowych na fragmentacje od energii wzbudzenia.**

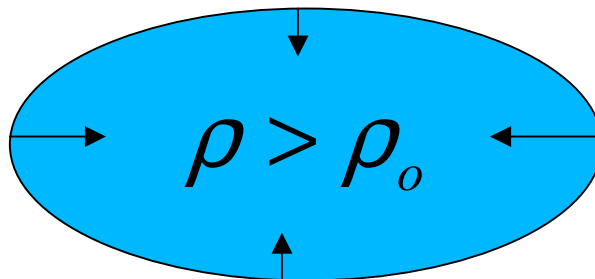
Wczasy w siodle

Siodło matematyczne – punkt w którym pierwsze pochodne, n.p., energii, względem wszystkich parametrow znikają, a jedna druga pochodna ma znak przeciwny (maksimum lub minimum) niż pozostałe. Kształt zależy od parametryzacji, n.p., energii.(druga pochodna ujemna) lub entropii (druga pochodna dodatnia).

Fizyczne siodło rozszczepienia musi mieć kształt wypukły, by ciśnienie wywołana napięciem powierzchniowym było dodatnie w każdym miejscu. W modelach, zaś, w punktach siodłowych układy mają (wklęsłe) szyjki!

Jak otrzymać poprawny, wypukły kształt szyjki? Wymagana jest wariacja gęstości, a nie dodawanie parametrów:

Duże R , mniejsze p , mniejsza gęstość, duży kąt bryłowy -> duży zysk w E_{bind} i E_{Coul}



Mniejsze R , większe p , większa gęstość, mały kąt bryłowy -> małą strata w E_{bind} i E_{Coul}