弱束縛原子核における中性子クーパー対の遠方漸近性

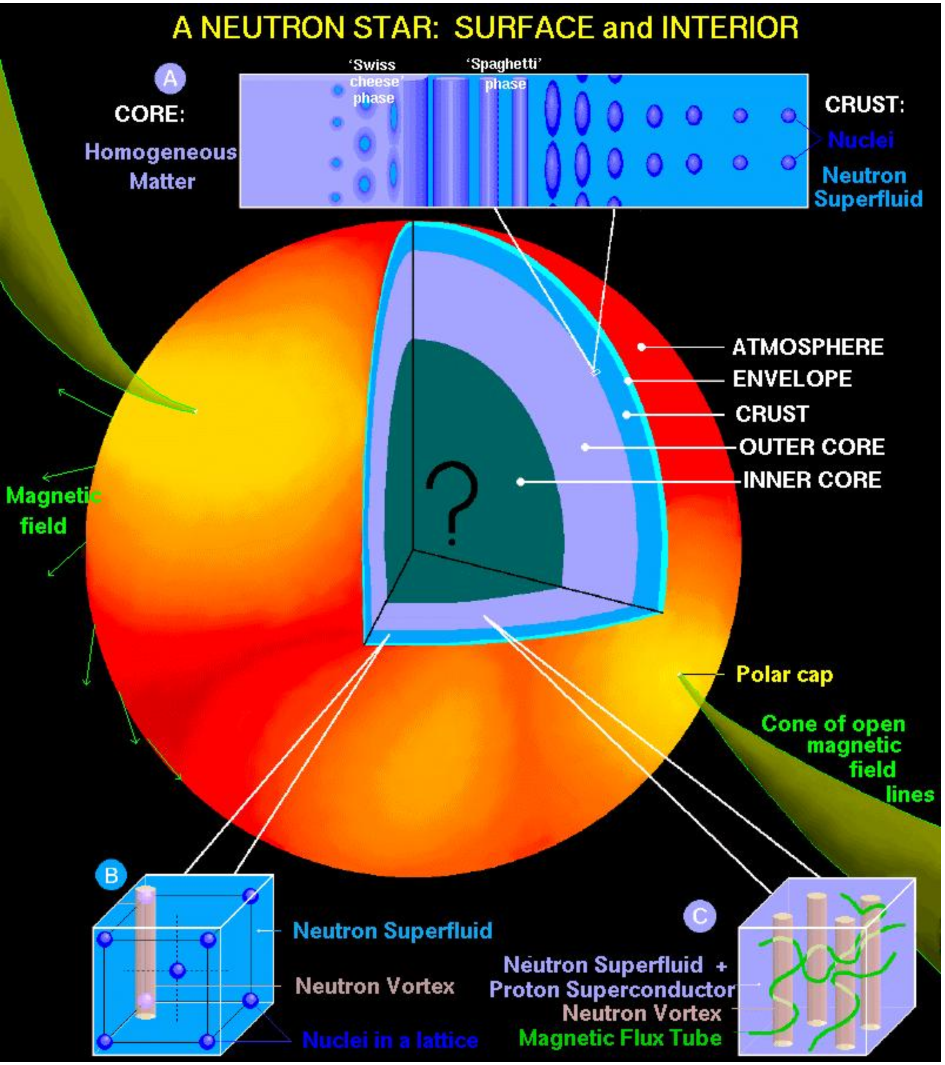
新潟大学　松尾正之

Y. Zhang (Niigata U.)*　* Presently Soongsil Univ.
M. Matsuo (Niigata U.)
J. Meng (Peking U.)

Preprint, arXiv.13103625

Phys. Rev. C86, 054318 (2012)
Phys. Rev. C83, 054301 (2011)

中性子星の内殻と中性子対相関



内殻＝“中性子過剰核“の孔子

＋低密度中性子ガス

$0 < \rho_n < \rho_0$

1. Crustの配位とEOS

E/A, “原子核”のZ, lattice サイズ

2. Glitch

中性子超流動渦のピン止めpinning

3. 冷却と表面温度 （初期段階 <~ 100y)

Crustの比熱

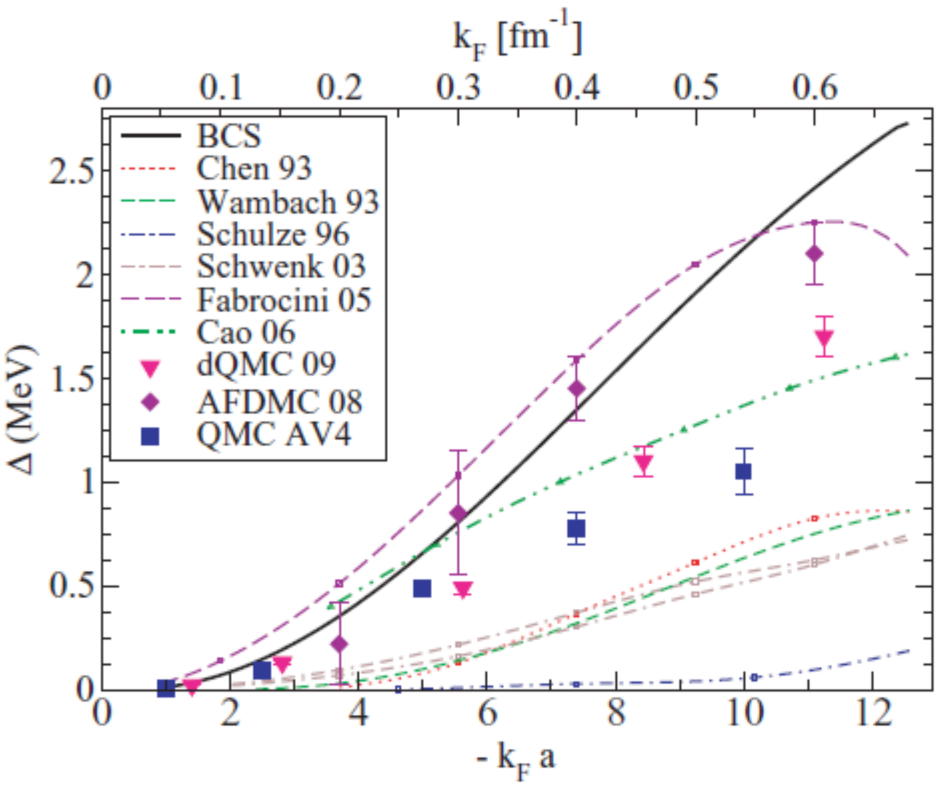
4. Anderson-Bogliubov モードと
その格子phononとの結合

Magnetar 内殻の熱伝導･冷却 Reddy

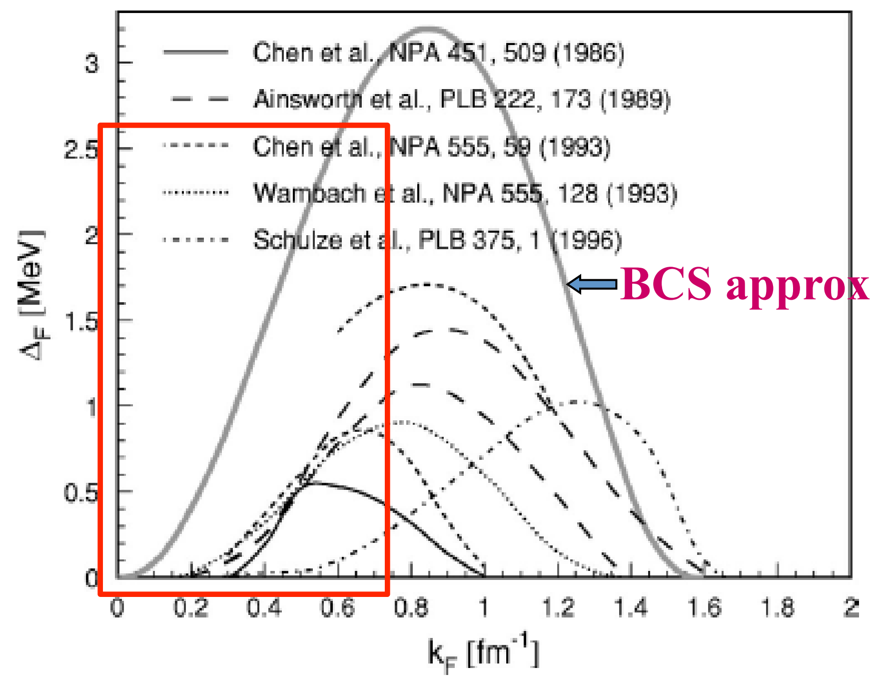
pairing gap in dilute neutron matter

BCS calculation & ab initio calculations

- Strong density dependence
- $\Delta_{\text{ab initio}} = (1 \sim 0.5)\ \Delta_{\text{BCS}}$



Gezerlis & Carlson, PRC81 (2010)



Lombardo & Schulze 2001

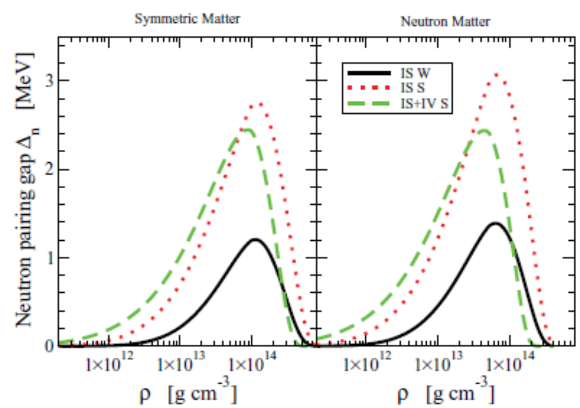
Crustの配位と中性子対相関

1例として，Skyrme-HFB計算

Grill, Margueron, Sandulescu, PRC84, 065801(2011)

Skyrme-HFB calc. with Wigner-Seitz approx

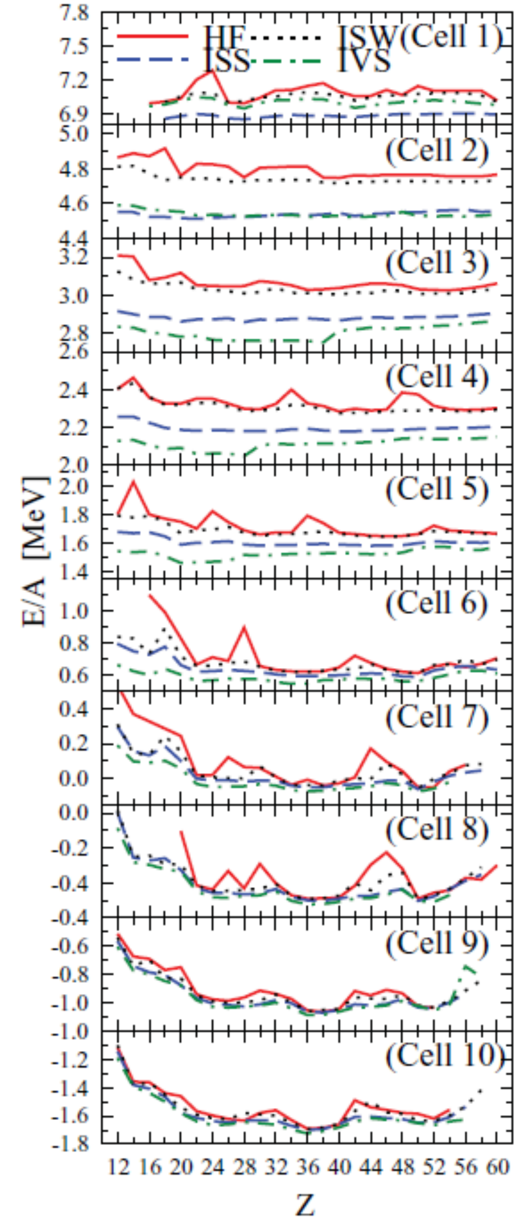
低密度中性子物質の対相関（ペアギャップ）に対する依存性



3つの有効対相互作用の比較

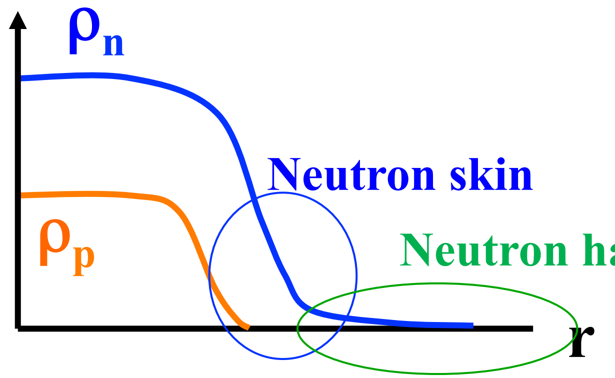
ρ (g cm^{-3})
7.9×10^{13}
3.4×10^{13}
1.5×10^{13}
9.6×10^{12}
6.2×10^{12}
2.6×10^{12}
1.5×10^{12}
1.0×10^{12}
6.6×10^{11}
4.6×10^{11}

N_{cell}	N			Z			R_{WS} (fm)		
	ISW	ISS	IVS	ISW	ISS	IVS	ISW	ISS	IVS
2	1102	656	1250	40	22	42	23.8	20.0	24.8
3	1000	684	884	40	28	38	30.4	26.8	29.2
4	746	760	570	40	40	28	32.0	32.2	29.2
5	802	692	344	48	44	20	38.0	36.2	28.6
6	584	560	346	50	50	34	45.8	45.2	38.6
7	344	324	330	50	50	50	47.6	46.8	47.0
8	220	186	174	50	38	36	47.6	44.8	43.8
9	112	128	116	36	38	36	44.6	46.4	45.0
10	82	82	82	36	36	36	46.8	46.8	46.8



プロジェクト内での本研究の位置づけ

低密度中性子物質の対相関を中性子ドリップライン近傍核の研究を通して明らかにする

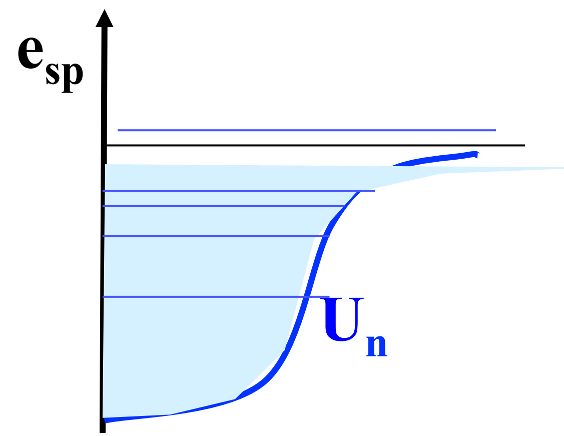


いくつかの理論上の疑問・課題

Q1　ハローやスキンでは密度は急激に変化するので、局所密度近似の考え方は使えないのでは？

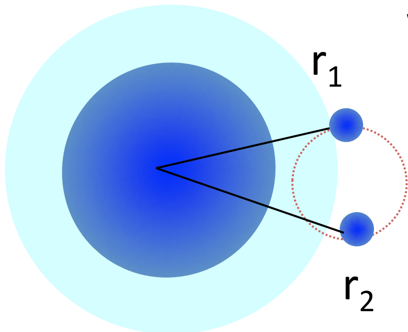
Q2　中性子は<u>平均場ポテンシャルの影響</u>を非常に強く受ける。たとえば一粒子軌道の位置、殻構造。

A) ドリップライン近傍核では、その影響は小さくなるのか、ならないのか？
B) 中性子間力とそれに起因する対相関が、はっきりみえるか、それともポテンシャルの影響に隠されてしまうか？



今回発表する研究では、Q2に対する、ひとつの解答を用意した

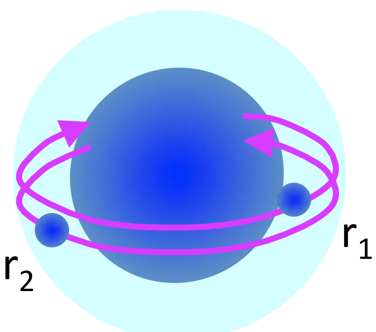
Cooper pair wave function



Wave function of last two neutrons/ two-particle overlap function

$$\Psi_{pair}(\vec{r}_1,\vec{r}_2) = \left\langle \Psi^{gs}_{N-2} \middle| \psi(\vec{r}_1 \uparrow)\psi(\vec{r}_2 \downarrow) \middle| \Psi^{gs}_N \right\rangle$$

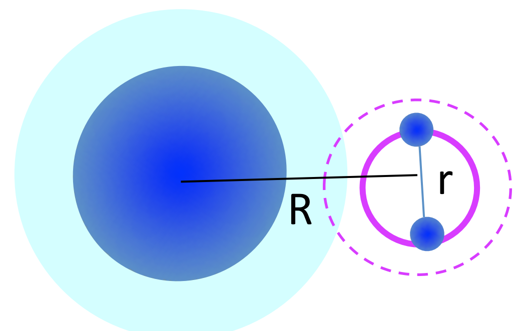
Inside the potential



$$r_1, r_2 \longrightarrow \infty$$

$$R \longrightarrow \infty$$

In the asymptotic region



Dominated by **potential**
single-particle orbits

Weak-coupling BCS like

Dominated by **two-body attraction**
spatially correlated pair
Di-neutron correlation

BEC like

どのような条件でdi-neutron dominant になるか？

座標空間HFB /Bogoliubov-de Gennes理論による記述

$$\begin{pmatrix} t+\underline{V}-\lambda & \underline{\Delta} \\ \Delta & -t-V+\lambda \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \phi_i^{(1)}(\vec{r}\sigma) \\ \phi_i^{(2)}(\vec{r}\sigma) \end{pmatrix} = E_i \begin{pmatrix} \phi_i^{(1)}(\vec{r}\sigma) \\ \phi_i^{(2)}(\vec{r}\sigma) \end{pmatrix}$$

ポテンシャルVと対相関Δを感じている1粒子状態（準粒子），その波動関数

Cooperペア波動関数

$$\Psi_{pair}(\vec{r}_1,\vec{r}_2) = \langle \Psi_{HFB} | \psi(\vec{r}_1 \uparrow)\psi(\vec{r}_2 \downarrow) | \Psi_{HFB} \rangle = \sum_i \varphi_i^{(1)}(\vec{r}_1 \uparrow)\varphi_i^{(2)}(\vec{r}_2 \downarrow)$$

対凝縮密度 / pair density / pairing tensor

それらの重ね合わせで表現される

$$\tilde{\rho}(\vec{r}) \equiv \langle \Psi_{HFB} | \psi(\vec{r} \uparrow)\psi(\vec{r} \downarrow) | \Psi_{HFB} \rangle = \sum_i \varphi_i^{(1)}(\vec{r} \uparrow)\varphi_i^{(2)}(\vec{r} \downarrow)$$

計算の詳細

1. **very large box to guarantee the asymptotics**

   1, Radius size = 100 fm

   2, Mesh diagonalization method

   3, Continuum states with sufficiently large orbital ang. mom. l_{max}=72 *!!*

2. **Standard nuclear density functional: SLy4, SkM* etc**

3. **Pairing force (ρ-dep. contact force) reproducing the nn-scat. length a=-18 fm**

$$V_n[\rho_n] = v_0\left(1-0.71\left(\rho_n/0.08\right)^{0.59}\right)$$

v_0= -458.4 ← a_{nn}= -18.5 fm

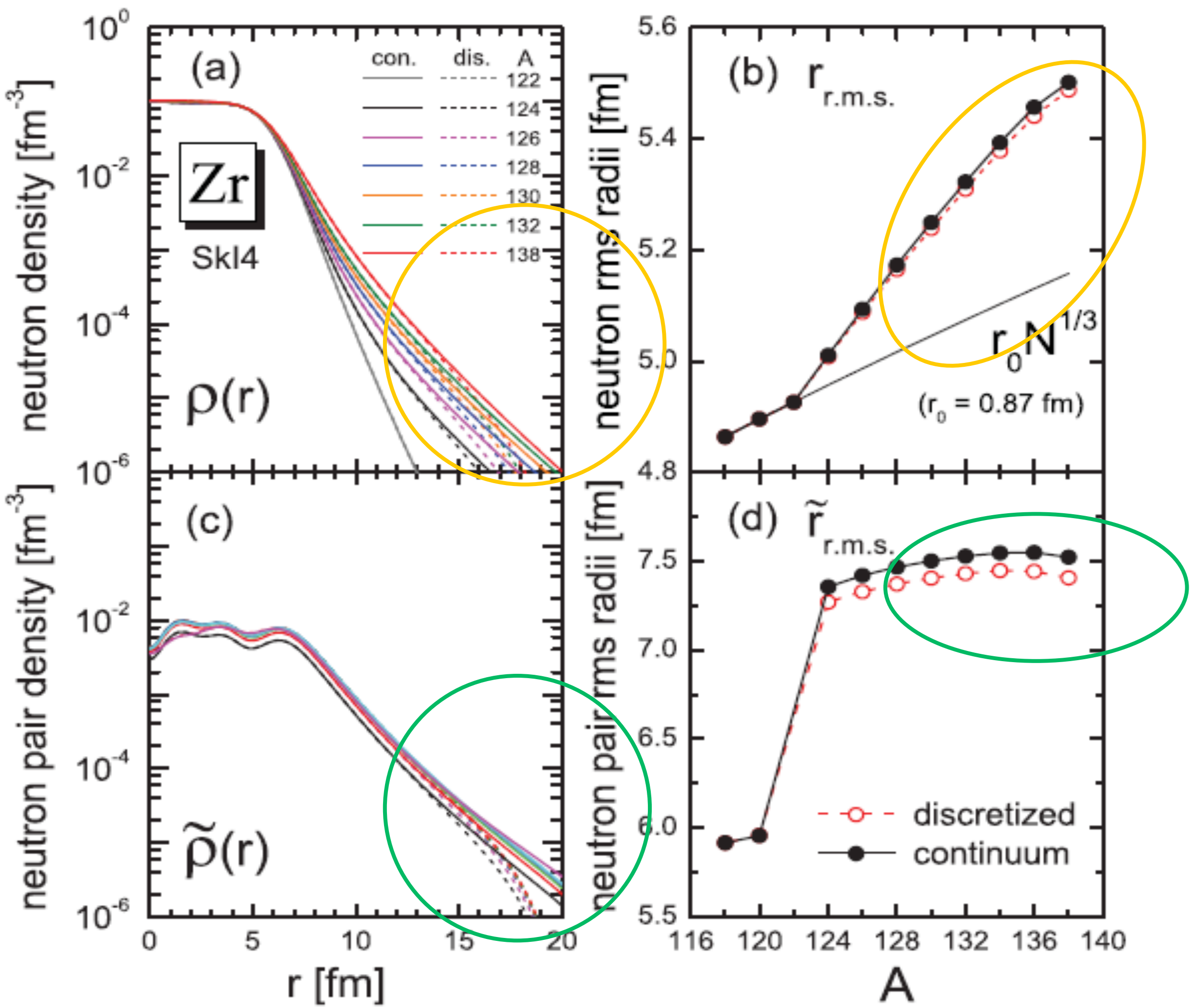
E_{cut}=60 MeV

4. **Ca, Ni, Zr, Sn from stable nuclei to neutron drip-line**

(例) Giant neutron haloが予想されている ドリップライン 近傍のZr同位体

Y. Zhang, M. Matsuo, J. Meng, Phys. Rev. C86, 054318 (2012)

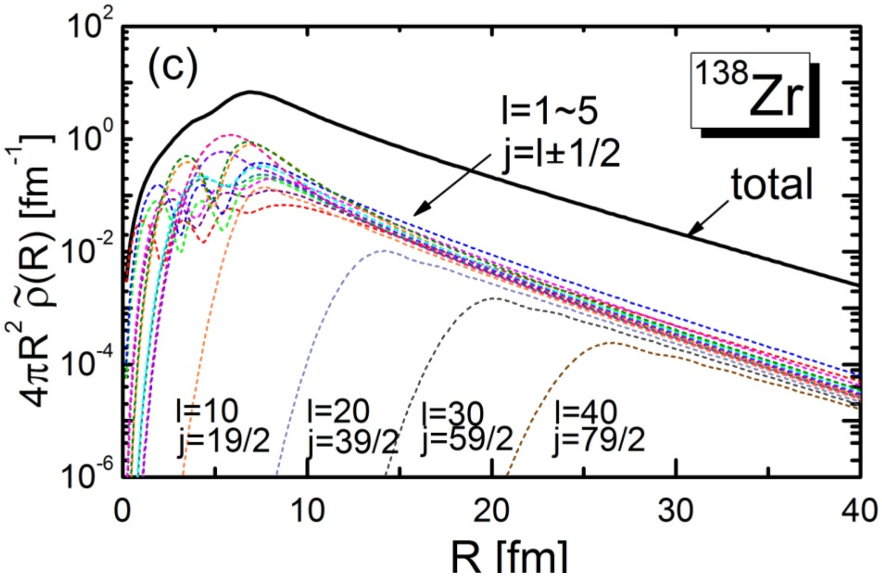
Giant halo nuclei Zr (122<A<138)

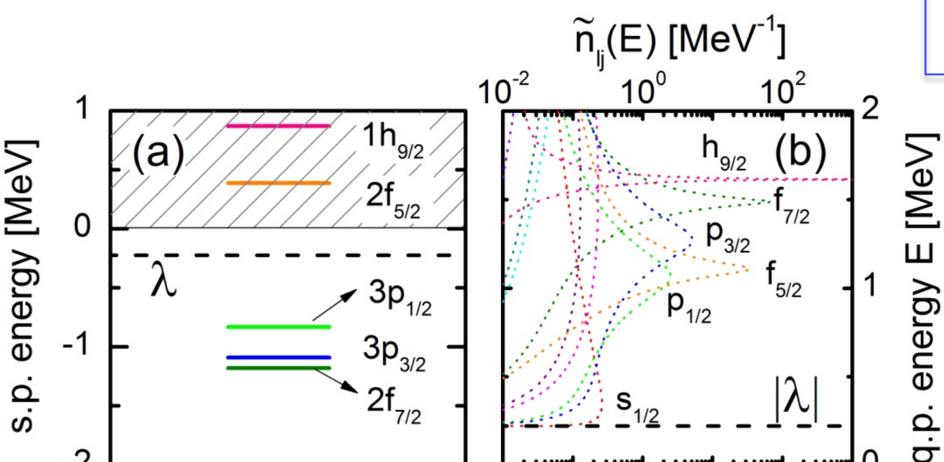


Fermi energy =
-0.45 ~ -0.13 MeV

^{138}Zr ドリップライン同位体

中性子凝縮密度 $\tilde{\rho}(\vec{r}) \equiv \langle \Psi_{HFB} | \psi(\vec{r}\uparrow)\psi(\vec{r}\downarrow) | \Psi_{HFB} \rangle$





1. 非常に遠方まで届くテール（ハロー）

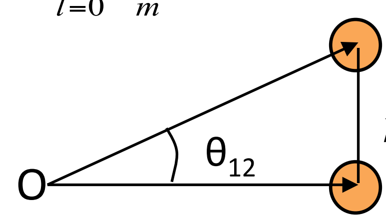
$$r^2\tilde{\rho}(r) = C\exp(-\tilde{\kappa}\, r) \quad \kappa = 0.218\ \mathrm{fm}^{-1}$$

2. 非常に多数の準粒子状態がコヒーレントに寄与している。高い軌道核運動量をもつ連続状態まで

$l < 10, 20, 30, 40$ at R=10,20,30,40 fm

短距離での2中性子間相関を意味する

$$\sum_{l=0}^{l_{\max}} \sum_{m}^{\infty} Y_{lm}^*(\hat{r}_1) Y_{lm}(\hat{r}_2) \approx \sum_{l=0}^{l_{\max}} P_l(\cos\theta_{12})$$



$$r \leq O\left(\frac{R}{l_{\max}}\right) \sim O(1)\mathrm{fm}$$

$$\theta_{12} \leq O\left(1/l_{\max}\right)$$

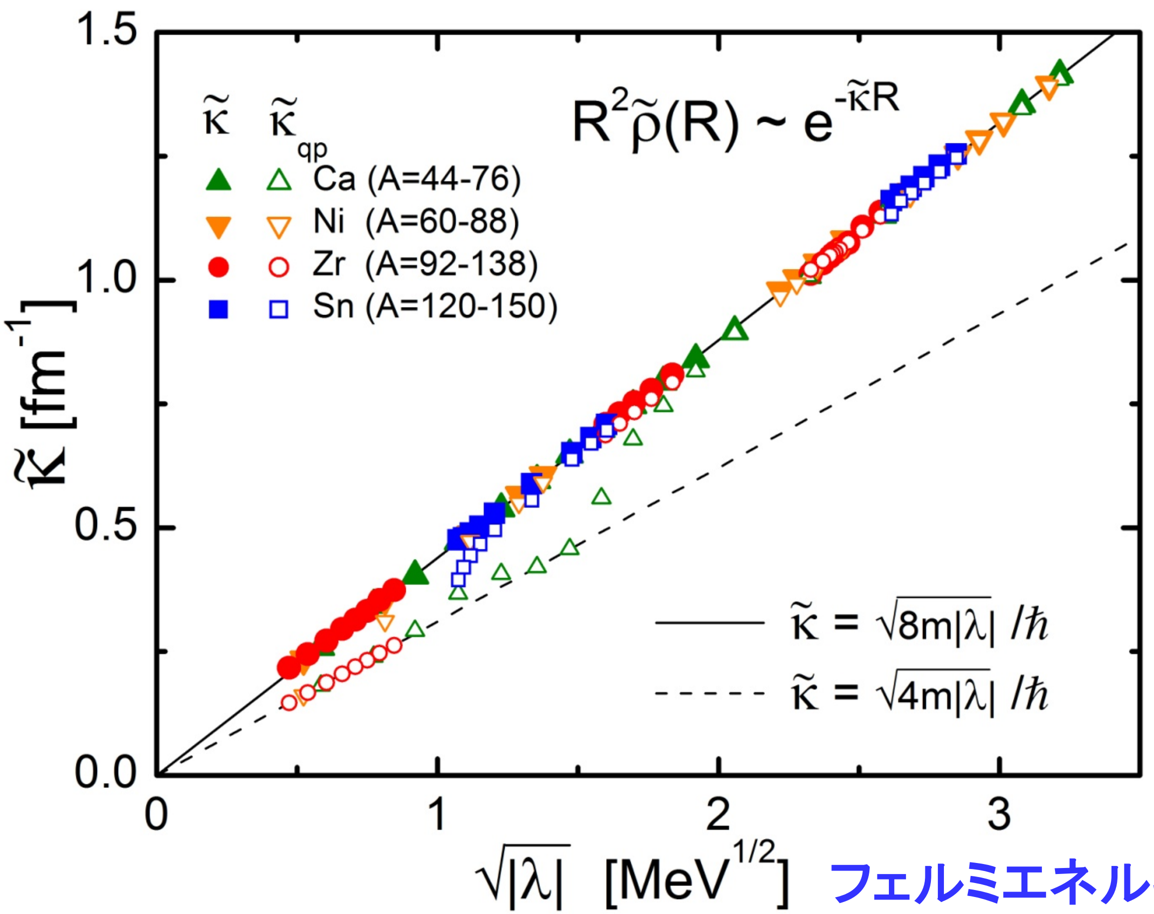
Systematics of tail slope of the neutron pair density

Ca, Ni, Zr, Sn from stable nuclei to neutron drip-line

漸近指数係数　Asymptotic exponential constant

$$\boxed{r^2\tilde{\rho}(r) = C\exp(-\tilde{\kappa}\, r)}$$

with numerical fitting to the tail of the pair density



フェルミエネルギー$^{1/2}$

すべての値（閉記号）が以下の規則に従っている

$$\tilde{\kappa} = \frac{\sqrt{8m|\lambda|}}{\hbar}$$

$$= \frac{\sqrt{2(2m)S_{2n}}}{\hbar} \qquad S_{2n} = 2|\lambda|$$

分離エネルギーS_{2n}の
ダイニュートロンの漸近形

1. 準粒子波動関数の漸近形（開記号）では記述できない。

2. それが顕著となるのは弱束縛系

クーパー対の遠方漸近性に関する解析的考察

HFB / BdGスキームでの Cooper対波動関数

$$\Phi_{pair}(\vec{r}_1,\vec{r}_2) = \langle \Psi_{HFB} | \psi(\vec{r}_1 \uparrow)\psi(\vec{r}_2 \downarrow) | \Psi_{HFB} \rangle$$
$$= \sum_i \underline{\phi_i^{(1)}(\vec{r}_1 \uparrow)\phi_i^{(2)}(\vec{r}_2 \downarrow)}$$

HFB equation

$$\begin{pmatrix} h-\lambda & \Delta \\ \Delta & -h+\lambda \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \phi_i^{(1)} \\ \phi_i^{(2)} \end{pmatrix} = E_i \begin{pmatrix} \phi_i^{(1)} \\ \phi_i^{(2)} \end{pmatrix}$$

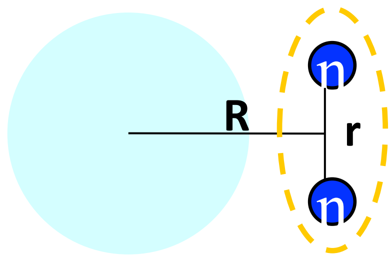
1. 漸近極限　$r_1, r_2 \to \infty$で 相互作用する2粒子シュレーディンガー方程式に従うことが示せる

cf. Leggett: Nozieres & Scmitt-Rink

$$\boxed{(t(1)+t(2)+v(1,2))\Phi_{pair}(\vec{r}_1,\vec{r}_2) = 2\lambda\,\Phi_{pair}(\vec{r}_1,\vec{r}_2)}$$

2. ダイニュートロン座標系を使って漸近解を表す

$$\Phi_{pair}(\vec{r}_1,\vec{r}_2) = \sum_L \int de C_e^L \phi_e^L(r)\Phi_e^L(R)P_L(\cos\Omega)$$
$$\to \underline{C_0^0\,\phi_e^0(r)}\,\underline{\exp(-KR)}$$



Dominant asymptotic form is　**S-wave virtual state**　**Penetration of a di-neutron**

遠方で2体相関が支配的になる

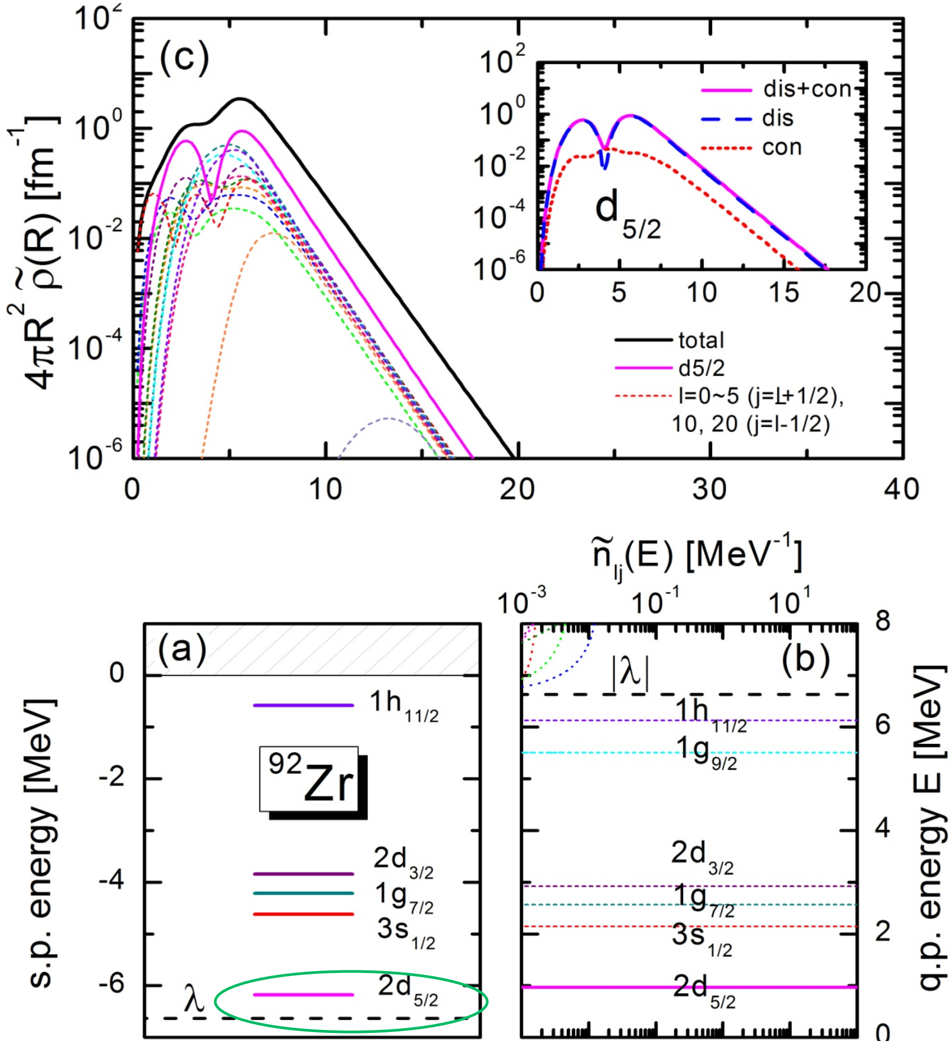
$$K = \frac{\sqrt{2M(2|\lambda|)}}{\hbar} = \frac{\sqrt{2M\ S_{2n}}}{\hbar} = \frac{\sqrt{8m|\lambda|}}{\hbar}$$

$$M = \underline{2m}$$

Two-neutron separation energy

Di-neutron mass

安定核(強束縛)の例 ^{92}Zr



1. The tail is not extended.

$$K = \frac{\sqrt{2MS_{2n}}}{\hbar} = \frac{\sqrt{8m|\lambda|}}{\hbar} \quad \text{is large}$$

2.ダイニュートロン漸近系も共存するが、準粒子軌道の漸近系が支配的。

$$\Phi_{pair}(\vec{r}_1,\vec{r}_2) = C'\varphi_0^0(r)\exp(-KR) + c\phi_i^{(1)}(\vec{r}_1\uparrow)\phi_i^{(2)}(\vec{r}_2\downarrow)$$

浸み出し領域でダイニュートロン型対相関が支配的になる核種とは

$|\lambda| < \Delta$

Fermi エネルギー λ から閾値までが ペアギャップΔ 程度より小さい

$S_{2n} < 2S_{1n}$ $S_{2n} \sim S_{1n}$

2中性子分離エネルギー S_{2n} が 1中性子分離エネルギーS_{1n} の2倍より有意に小さい。

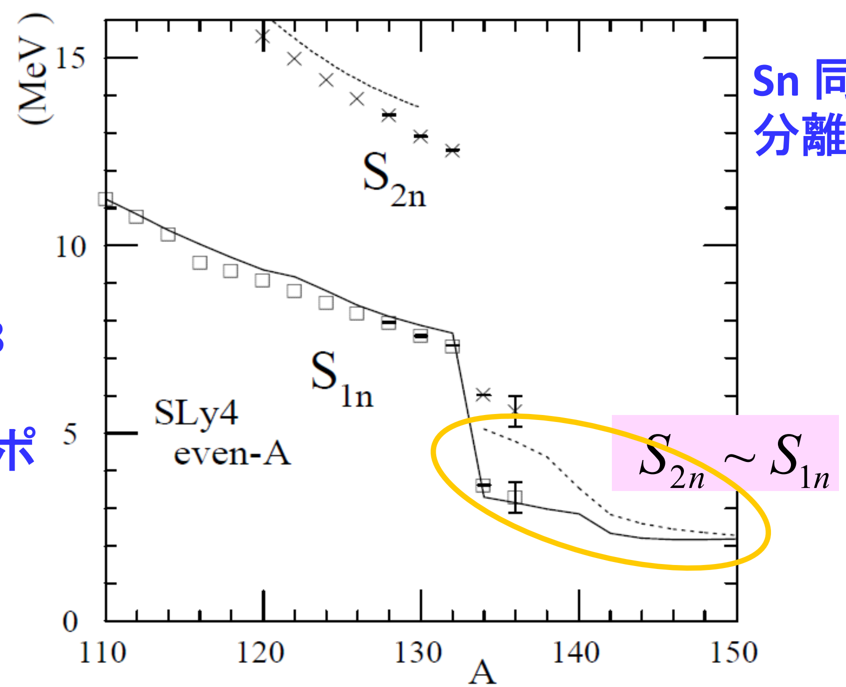
Cf. 安定核では$S_{2n} \approx 2S_{1n}$

$S_{2n} \leq 2\Delta \sim 2\mathrm{MeV}$

2中性子分離エネルギー S_{2n} が ペアギャップΔ の2倍より有意に小さい。

（例） すべてのBorromean核

（例） Sn 同位体でいえば A>138 あたり。
A>132も可能性あり（下山裕孝ポスター）。



Sn 同位体の中性子分離エネルギー