

Емісія протонів
Емісія двох протонів
Емісія кластерів

В. Ю. Денисов

*Київський Національний Університет ім. Тараса Шевченка
Інститут ядерних досліджень, Київ, Україна*

План

1. Вступ
2. Емісія протонів
3. Емісія двох протонів
4. Емісія кластерів
5. Висновки

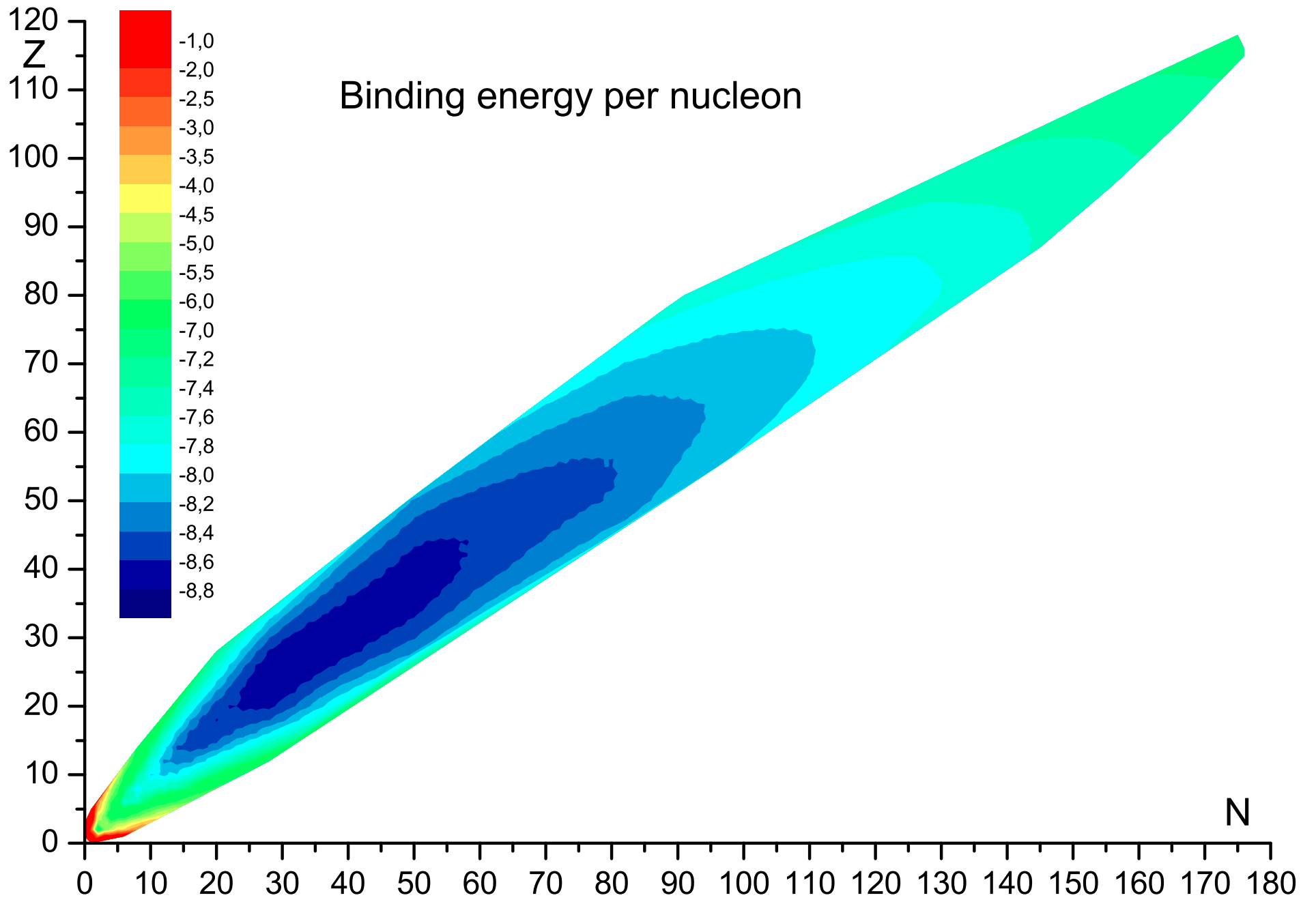
1. Вступ

Маса ядра $M_{Nucl}c^2$ менше маси всіх протонів та всіх нейтронів, що складають ядро, тобто

$$M_{Nucl}c^2 < Z \cdot m_Pc^2 + N \cdot m_Nc^2.$$

The difference of these masses is binding energy of nucleus

$$E(Z, N) = Z \cdot m_Pc^2 + N \cdot m_Nc^2 - M_{Nucl}c^2.$$

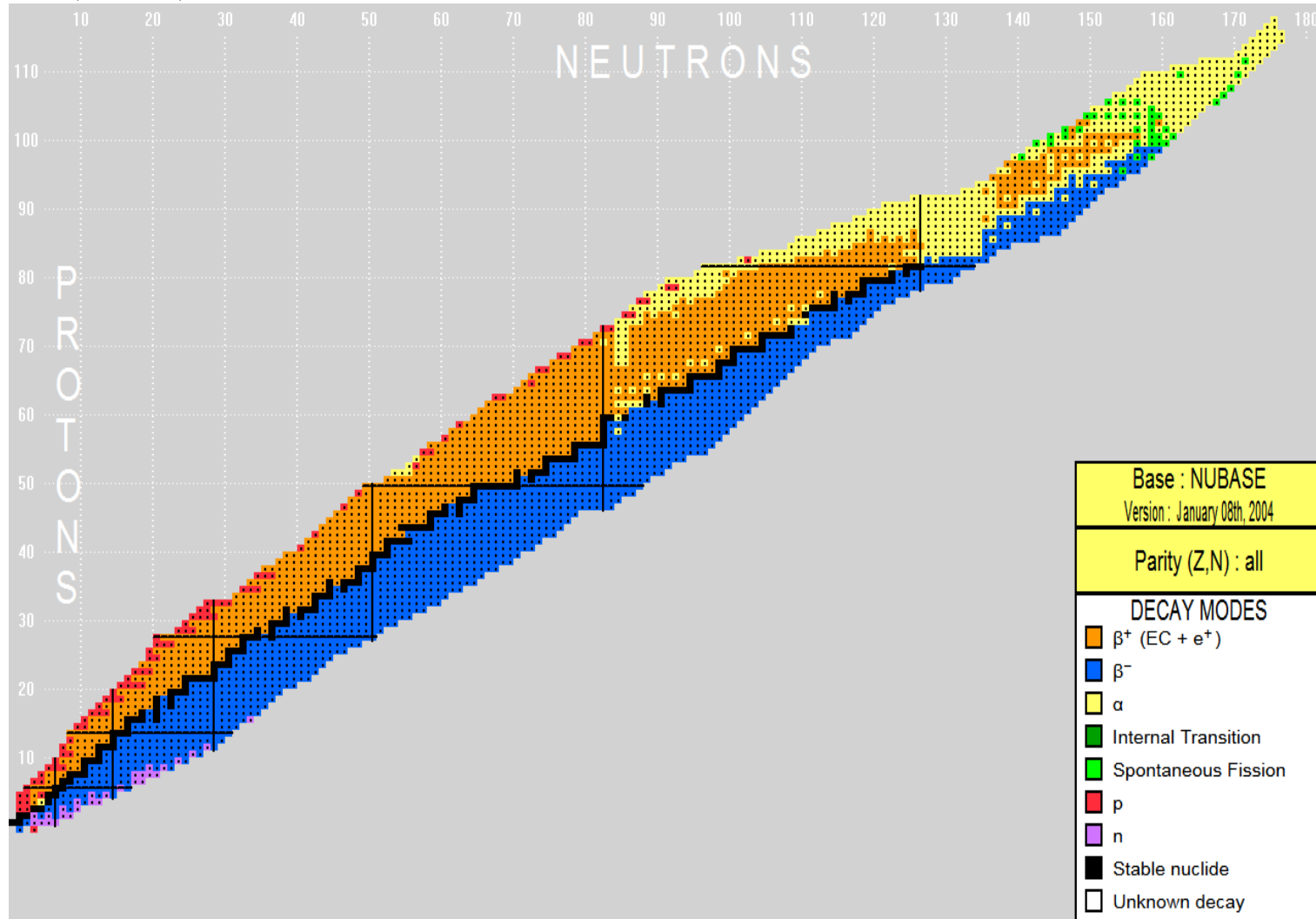


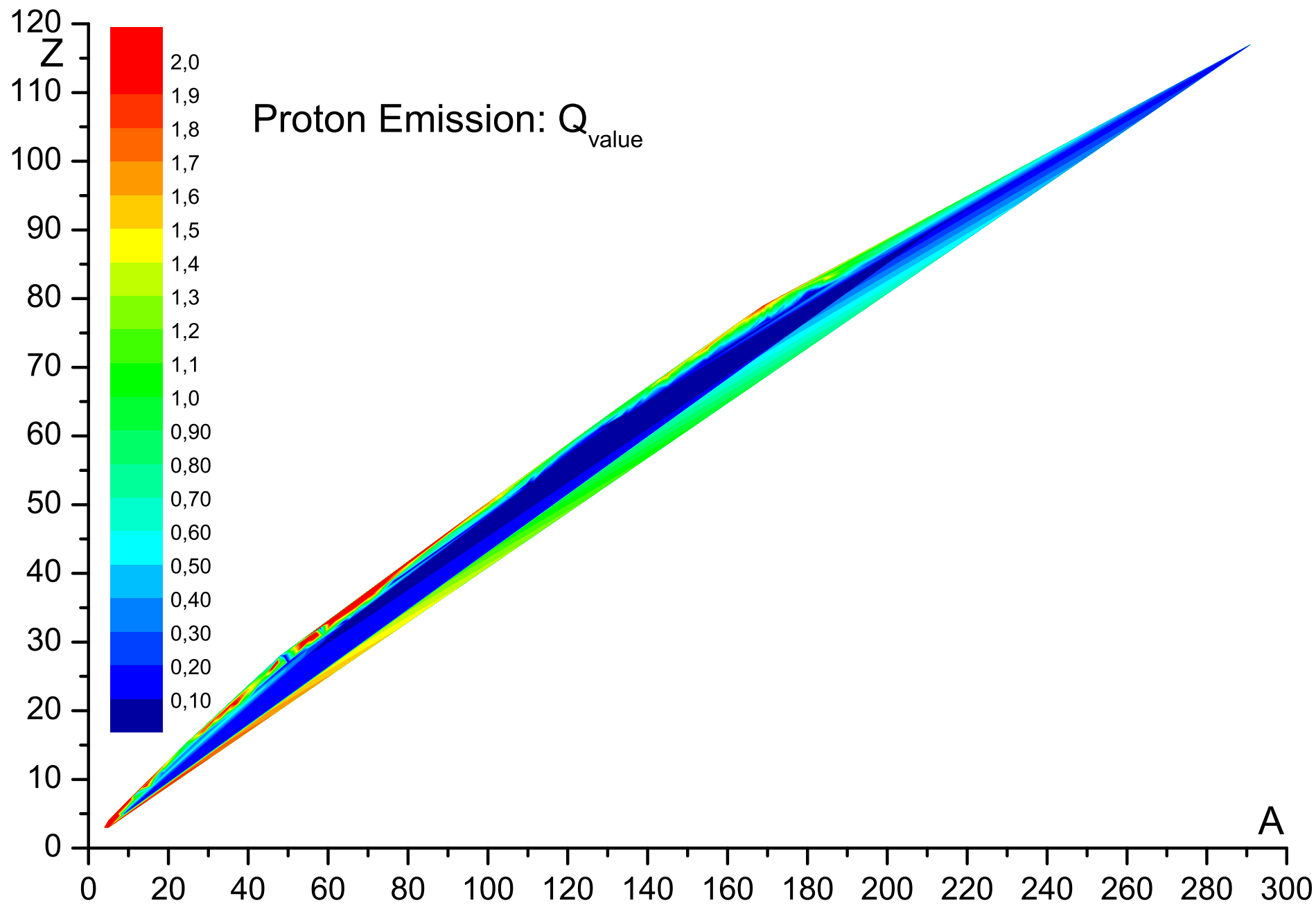
2. Емісія протонів

Енергетичні умови

$$E(Z, N) - E(Z - 1, N) > 0,$$

де $E(Z, N)$ - це енергія зв'язку ядра з Z протонами та N нейтронами.





Взаємодія між протоном і ядром

$$V_{\text{tot}}(r) = V_{\text{nucl}}(r, R_0, d) + V_{\text{LS}}(r, R_0, d, J, L) + V_{\text{Coulomb}}(r) + V_{\text{rot}}(r)$$

де ядерна частина взаємодії параметризована потенціалом Вудса-Саксона

$$V(r, R_0, d) = \frac{V_0}{1 + \exp((r - R_0)/d)},$$

спін-орбітальна частина взаємодії описується похідної потенціалу Вудса-Саксона

$$\begin{aligned} V_{\text{LS}}(r, R_0, d, J, L) &= \frac{\kappa}{r} \frac{d}{dr} \frac{V_0}{1 + \exp((r - R_0)/d)} (\vec{L}\vec{S}) \\ &= \frac{\kappa}{2r} \frac{d}{dr} \frac{V_0}{1 + \exp((r - R_0)/d)} (\vec{J}^2 - \vec{L}^2 - \vec{S}^2) \\ &= \frac{\kappa}{2r} \frac{d}{dr} \frac{V_0}{1 + \exp((r - R_0)/d)} \begin{cases} L, & \text{if } J = L + 1/2, \\ -(L + 1), & \text{if } J = L - 1/2. \end{cases} \end{aligned}$$

Кулонівська взаємодія є

$$V_{\text{Coulomb}}(r) = \begin{cases} \frac{(Z-1)e^2}{r}, & \text{if } r \geq R_C, \\ \frac{(Z-1)e^2}{R_C} \left[\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R_C} \right)^2 \right], & \text{if } r < R_C, \end{cases}$$

Відцентрова взаємодія є

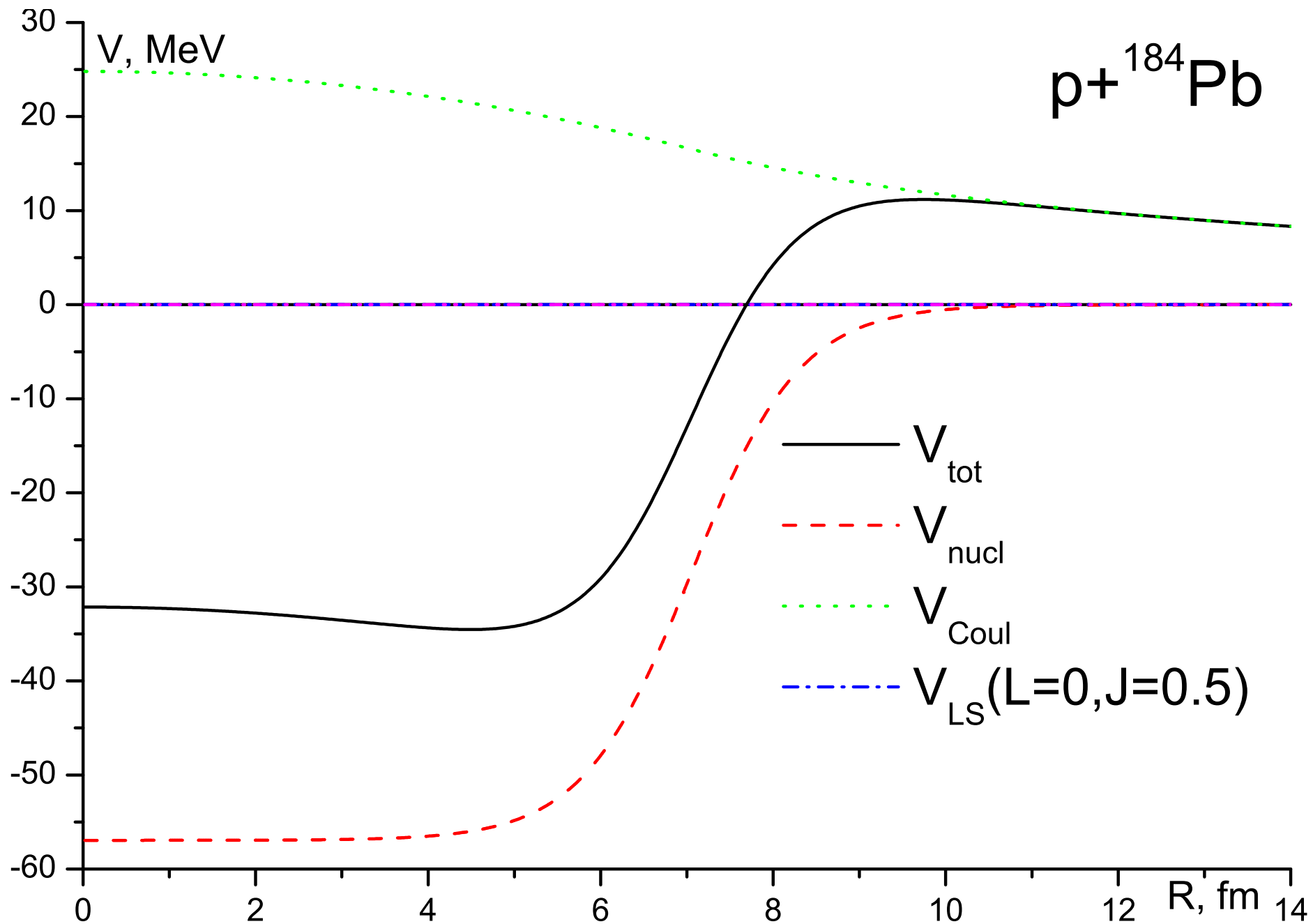
$$V_{\text{rot}}(r) = \frac{\hbar^2 L(L + 1)}{2M_N r^2}.$$

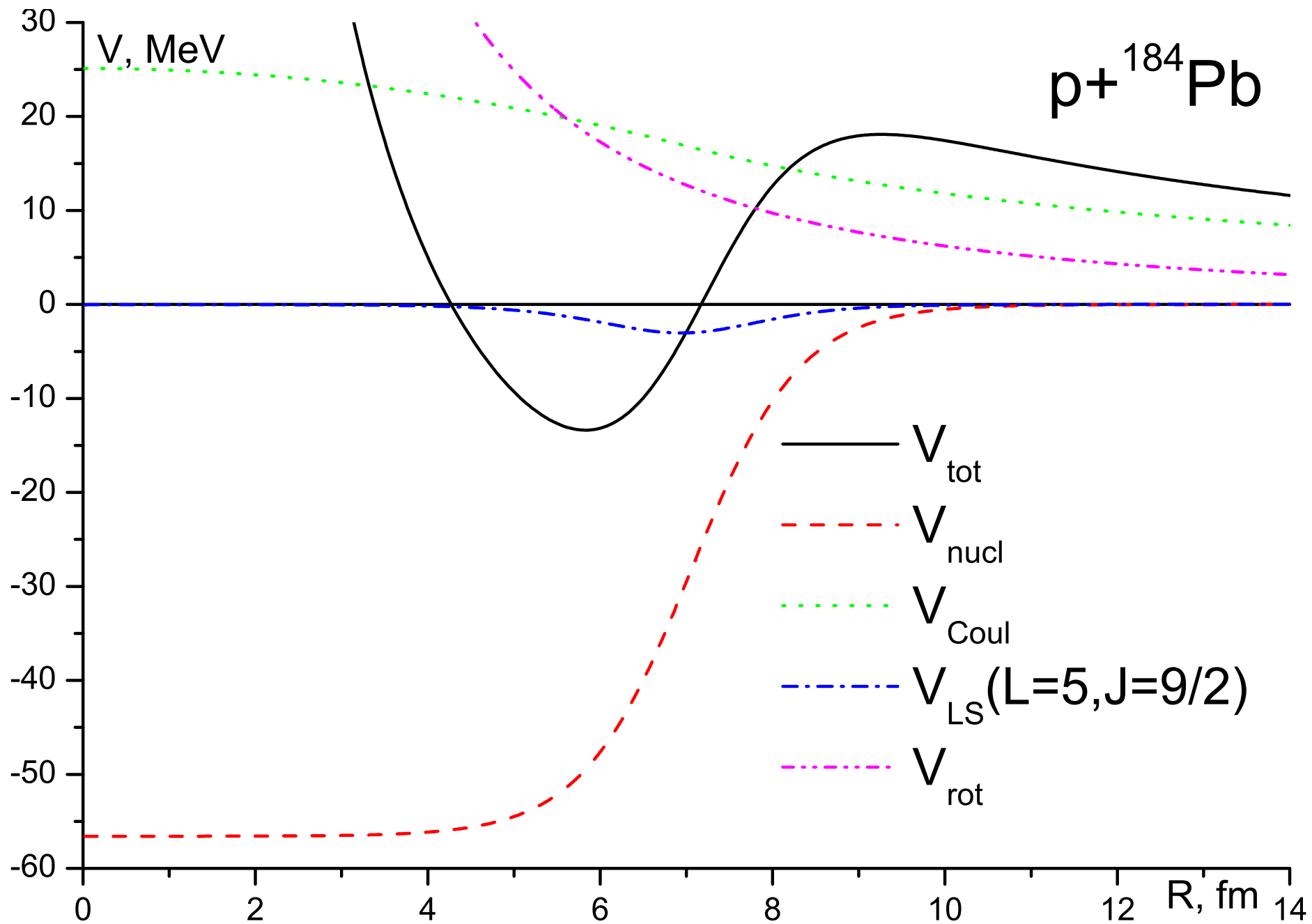
Параметризація Чепурнова (1965) є найкращою для рівнів одностатинок поблизу енергії Фермі: $R_0 = 1.24A^{1/3}$ fm, $d = 0.63$ fm, $V_0 = -53.3(1 + 0.63(A - 2Z)/A)$ MeV, $\kappa = 0.263(1 + 2(A - 2Z)/A)$ fm².

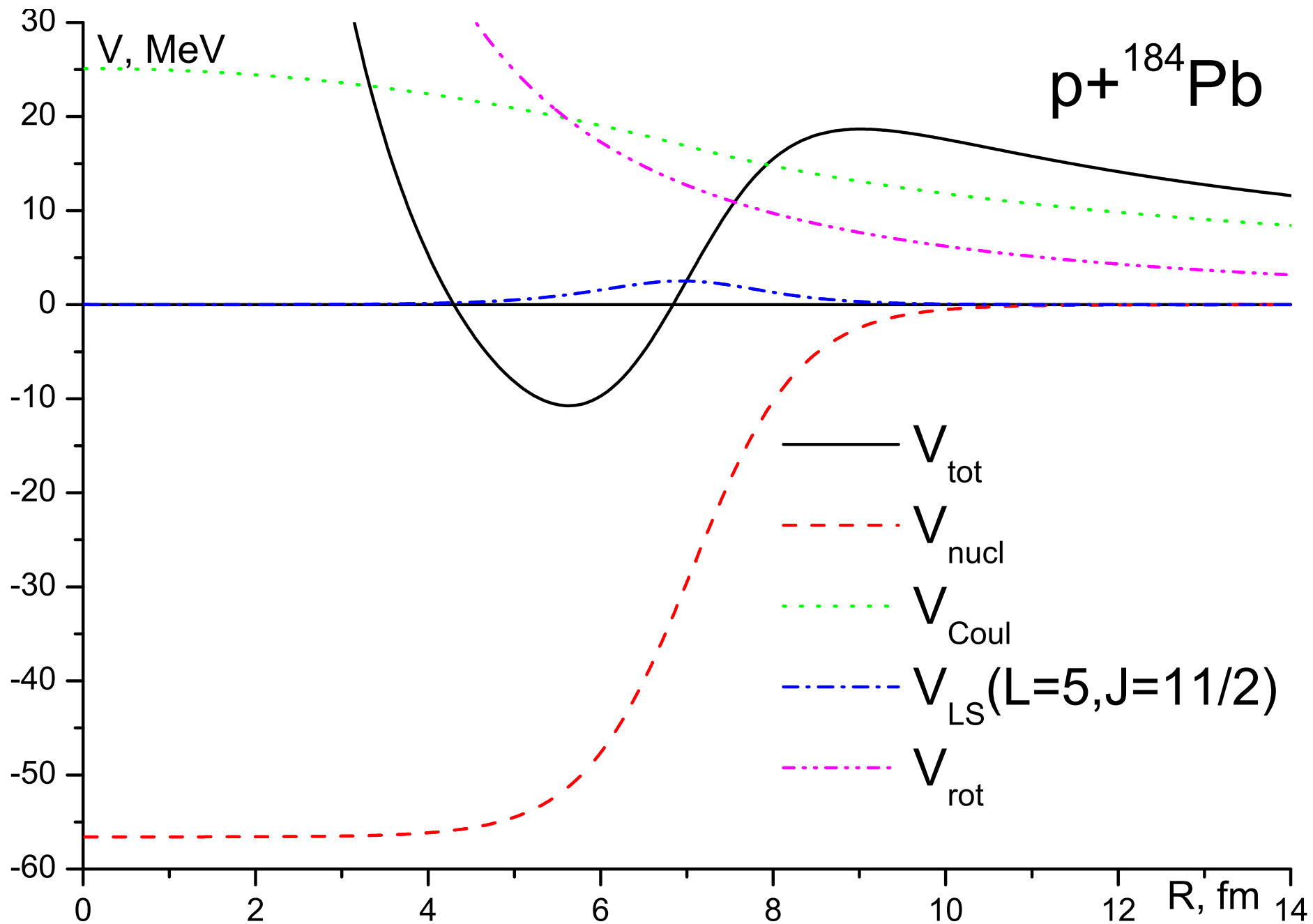
$$V(r, R_0, d) = \frac{V_0}{1 + \exp((r - R_0)/d)},$$

спін-орбітальна частина взаємодії описується похідною потенціалу Вудса-Саксона

$$V_{\text{LS}}(r, R_0, d, J, L) = \frac{\kappa}{2r} \frac{d}{dr} \frac{V_0}{1 + \exp((r - R_0)/d)} \begin{cases} L, & \text{if } J = L + 1/2, \\ -(L + 1), & \text{if } J = L - 1/2, \end{cases}$$







Період напіврозпаду емісії протонів отримують як

$$T_{1/2} = \frac{\hbar \ln 2}{\Gamma},$$

where Γ is the width

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} T(E),$$

Here

$$\begin{aligned} \tau &= 2 \int_c^a \frac{dr}{v(r)} \\ &= 2M \int_c^a \frac{dr}{\sqrt{2M(E - V_{\text{nucl}}(r, R_0, d) - V_{\text{LS}}(r, R_0, d, J, L) - V_{\text{Coulomb}}(r) - V_{\text{rot}}(r))}}, \end{aligned}$$

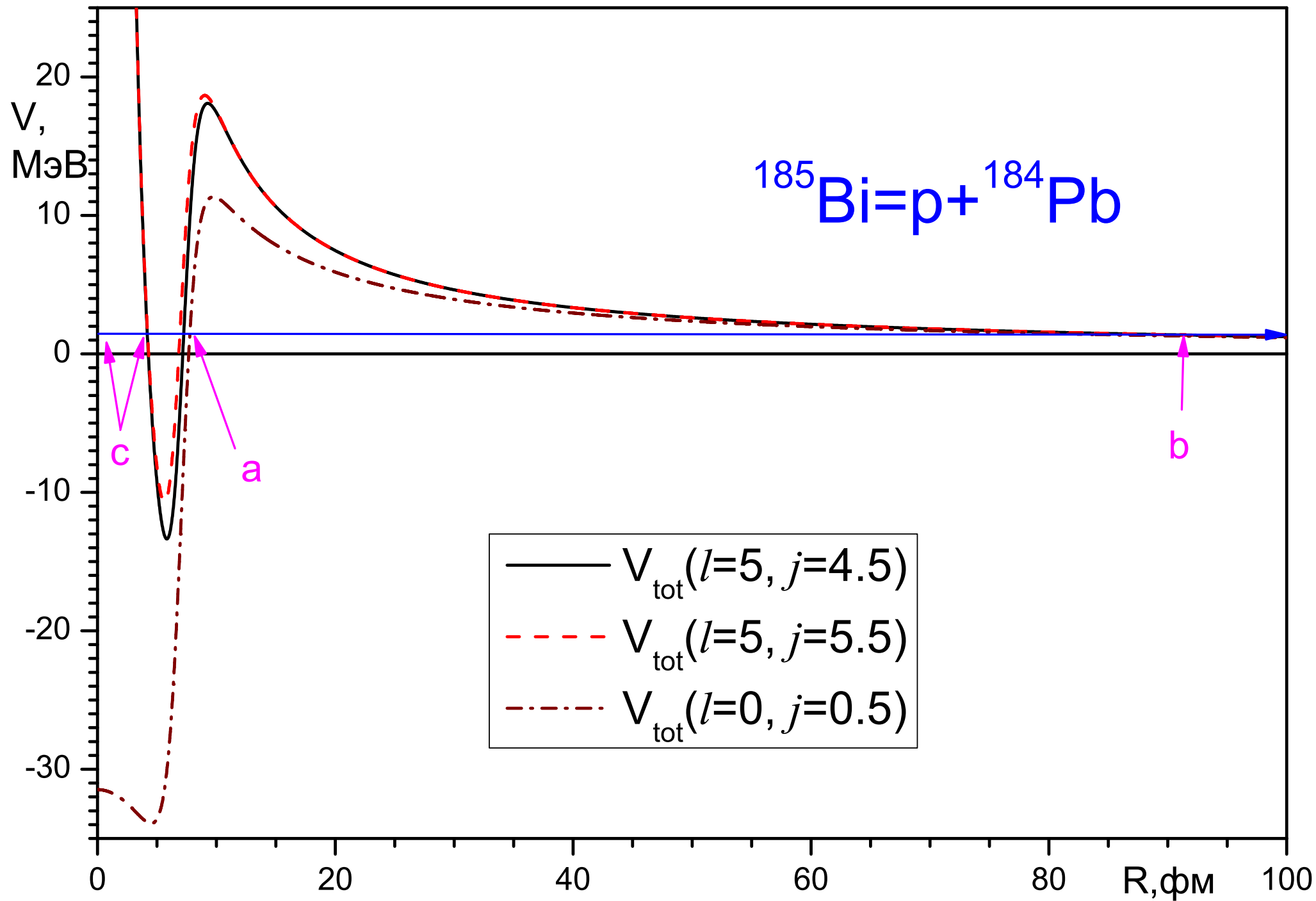
- частота зіткнення протона з бар'єром, $v(r)$ - швидкість, і

$$T(E) = 1/\{1 + \exp[\mathcal{A}(E)]\},$$

- коефіцієнт передачі,

$$\mathcal{A}(E) = \frac{2}{\hbar} \int_a^b \sqrt{2M(V_{\text{nucl}}(r, R_0, d) + V_{\text{LS}}(r, R_0, d, J, L) + V_{\text{Coulomb}}(r) + V_{\text{rot}}(r)) - E} dr,$$

це дія, а c , a і b є точки повороту.



Сферичні випромінювачі протонів

Явище протонної радіоактивності відкрито у GSI-Darmstadt S. Hofmann, W. Reisdorf, G. Münzenberg, F.P. Hessberger, J.R.H. Schneider, and P. Armbruster, у ядрі ^{151}Lu , Z. Phys. A305, 111-123, 1982

Nucleus	Q_P keV	Orbit	$T_{1/2}^{exp}$	$T_{1/2}^{Th}$
$^{109}_{53}\text{I}_{56}$	829 ± 4	$1d_{5/2}$	$(100 \pm 5) \mu\text{s}$	$12 \mu\text{s}$
$^{146}_{69}\text{Tm}_{78}$	1140 ± 5	$0h_{11/2}$	$(235 \pm 27) \text{ms}$	$530 \mu\text{s}$
$^{146}_{69}\text{Tm}_{78}$	1210 ± 5	$0h_{11/2}$	$(72 \pm 23) \text{ms}$	$81 \mu\text{s}$
$^{185}_{83}\text{Bi}_{98}$	1611 ± 9	$2s_{1/2}?$	$(44 \pm 16) \mu\text{s}$	$3.1 \mu\text{s}$
$^{185}_{83}\text{Bi}_{98}$	1611 ± 9	$0h_{9/2}?$	$(44 \pm 16) \mu\text{s}$	23ms

Деформовані випромінювачі протонів

Хвильову функцію одиничної частинки у зв'язаному або квазізв'язаному стані, що характеризується певними значеннями парності p та проекцією сумарного кутового моменту одиничної частки на вісь симетрії Ω , можна розкласти на суму часткових хвилі

$$\psi^{\Omega\pi}(\vec{r}) = \psi^{\Omega\pi}(r, \theta, \phi) = \sum_{L,J} \frac{u_{LJ}^{\Omega\pi}(r)}{r} [Y_L(\theta, \phi) \xi_{1/2}]_{J\Omega}.$$

де радіально-хвильові функції задовольняють систему пов'язані рівняння Шредінгера

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{L_\alpha(L_\alpha + 1)}{r^2} - k^2 \right] u_\alpha^{\Omega\pi}(r) = \sum_{\alpha'} v_{\alpha\alpha'}^{\Omega\pi} u_{\alpha'}^{\Omega\pi}(r).$$

Nucleus	Orbit	^{171}Au	^{167}Ir	^{167}Ir	^{166}Ir	^{166}Ir	^{165}Ir
Q_p (keV)		1692 ± 6	1064 ± 6	1238 ± 7	1145 ± 8	1316 ± 8	1707 ± 7
$T_{1/2}^{tot\ exp}$ (ms)		1.02 ± 10	35.2 ± 20	30.0 ± 6	10.5 ± 22	15.1 ± 9	0.30 ± 6
$T_{1/2,p}^{exp}$ (ms)		2.22 ± 29	110 ± 15	7500 ± 1900	152 ± 71	860 ± 290	0.35 ± 7
$T_{1/2,p}^{theor}$	$s_{1/2}$	38 ns	28.4 ms	162 ms	2.3 ms	23 ms	9.7 ns
$T_{1/2,p}^{theor}$	$d_{3/2}$	280 ns	230 ms	1.3 ms	18.2 ms	182 ms	75 ns
$T_{1/2,p}^{theor}$	$h_{11/2}$	415 ms	471 s	2.47 s	37 s	341 ms	123 ms

3. Емісія двох протонів

Гольданський В. І. передбачив, що у нейтроннодефіцитних ізотопах легких ядер можлив феномен протонної та двопротонної радіоактивності // Nucl. Phys. 1960. V. 19. P. 482Д495.

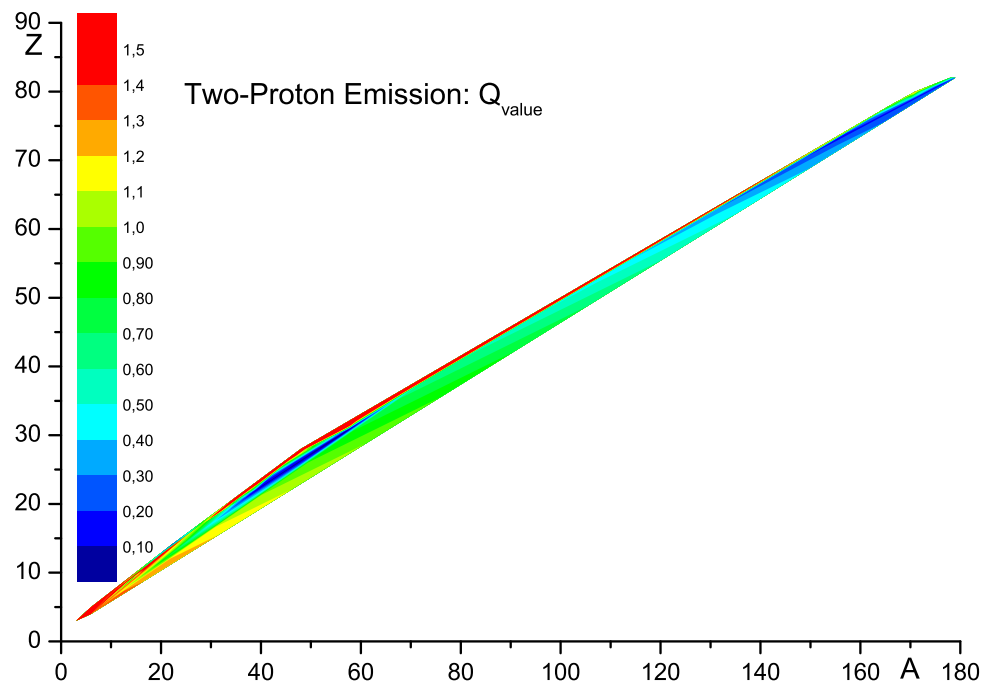
Енергетичні умови для випромінювання двох протонів

$$E(Z, N) - E(Z - 2, N) > 0,$$

де $E(Z, N)$ - це енергія зв'язку ядра з Z протонами і N нейтронами.

Енергія зв'язку ядра становить

$$E(Z, N) = Z \cdot m_P c^2 + N \cdot m_N c^2 - M_{\text{Nucl}} c^2.$$



Емісія двох протонів відкрита у ^{45}Fe

Pfützner M. et al. First Evidence for the Two-Proton Decay of ^{45}Fe // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 14. P. 279.

Giovinazzo J. et al. Two-Proton Radioactivity of ^{45}Fe // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 102501.

Послідовний $A- > (A - 1) + p- > (A - 2) + p + p$ та демократичний (одночасний) $A- > (A - 2) + p + p$ [Kurchatov Institute, Moscow] моди розпаду.

Відметимо, що $p+p$ є незв'язана система!

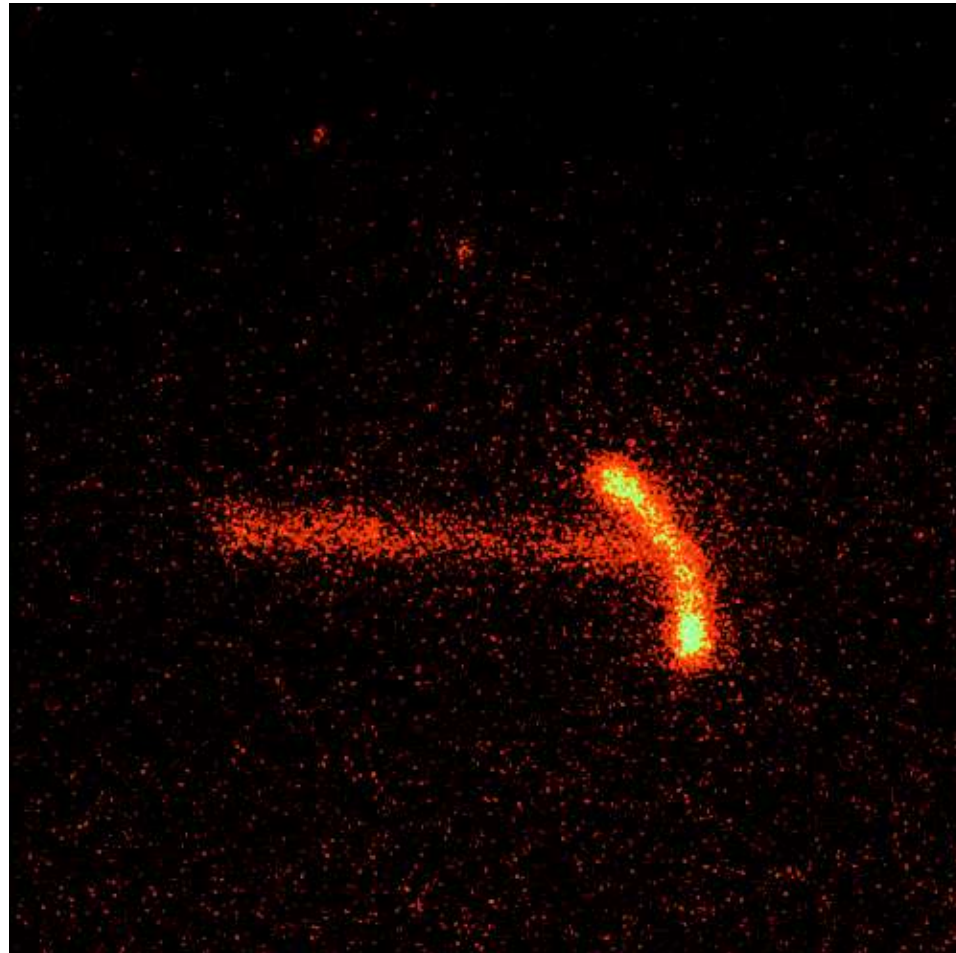
Експеримент може дати взаємну залежність між послідовним та демократичним режимами розпаду.

Спостерігається розпад 2-протонів.

Приклад зареєстрованого двопротоного розпаду ^{45}Fe .

An image recorded by the the Optical Time Projection Chamber in a 25 ms exposure. A track of a ^{45}Fe ion entering the chamber from left is seen. The two bright, short tracks are protons of approximately 0.6 MeV, emitted 535 μs after the implantation.

K. Miernik, et. al., PRL 99, 192501 (2007).

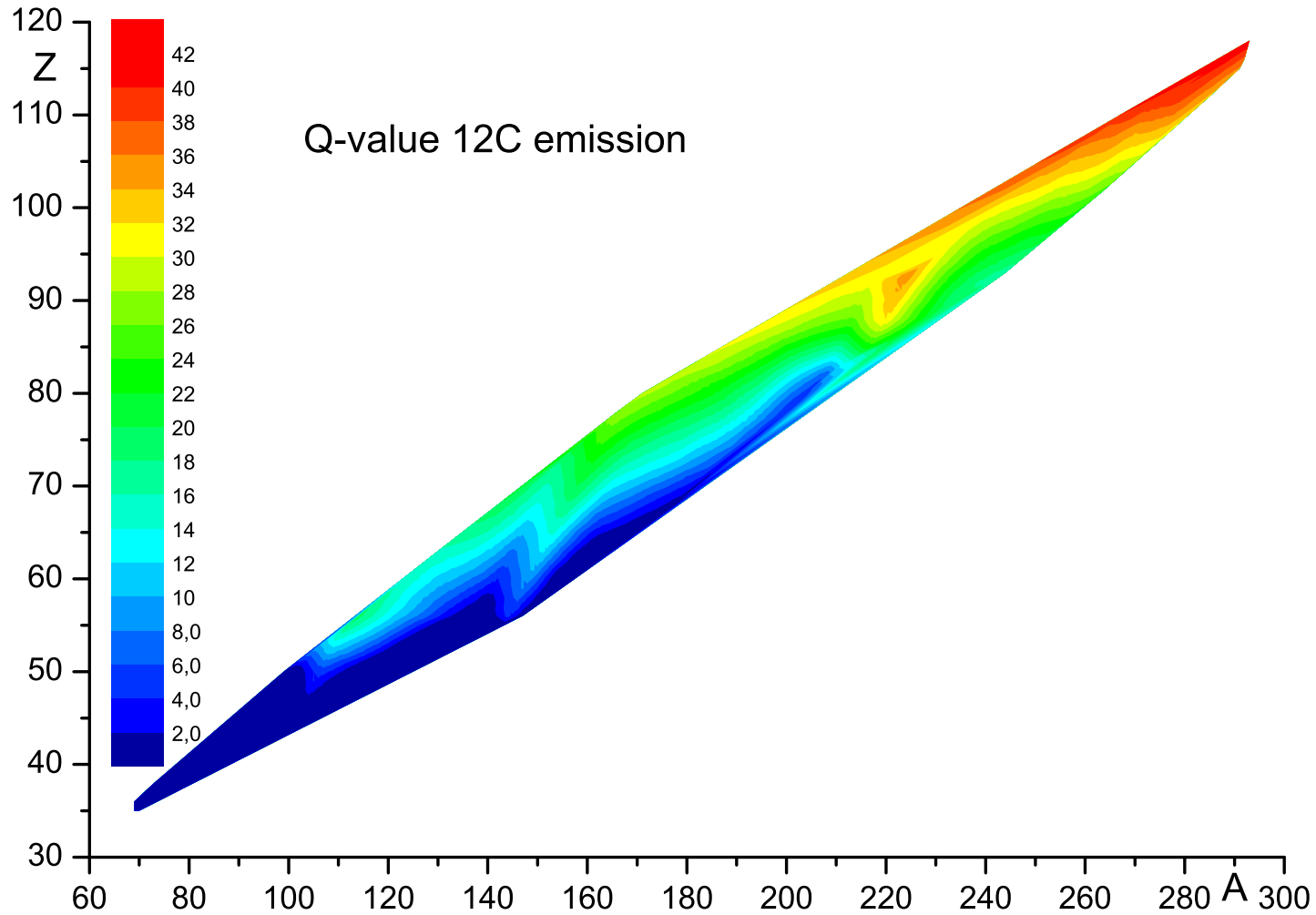


3. Емісія кластерів

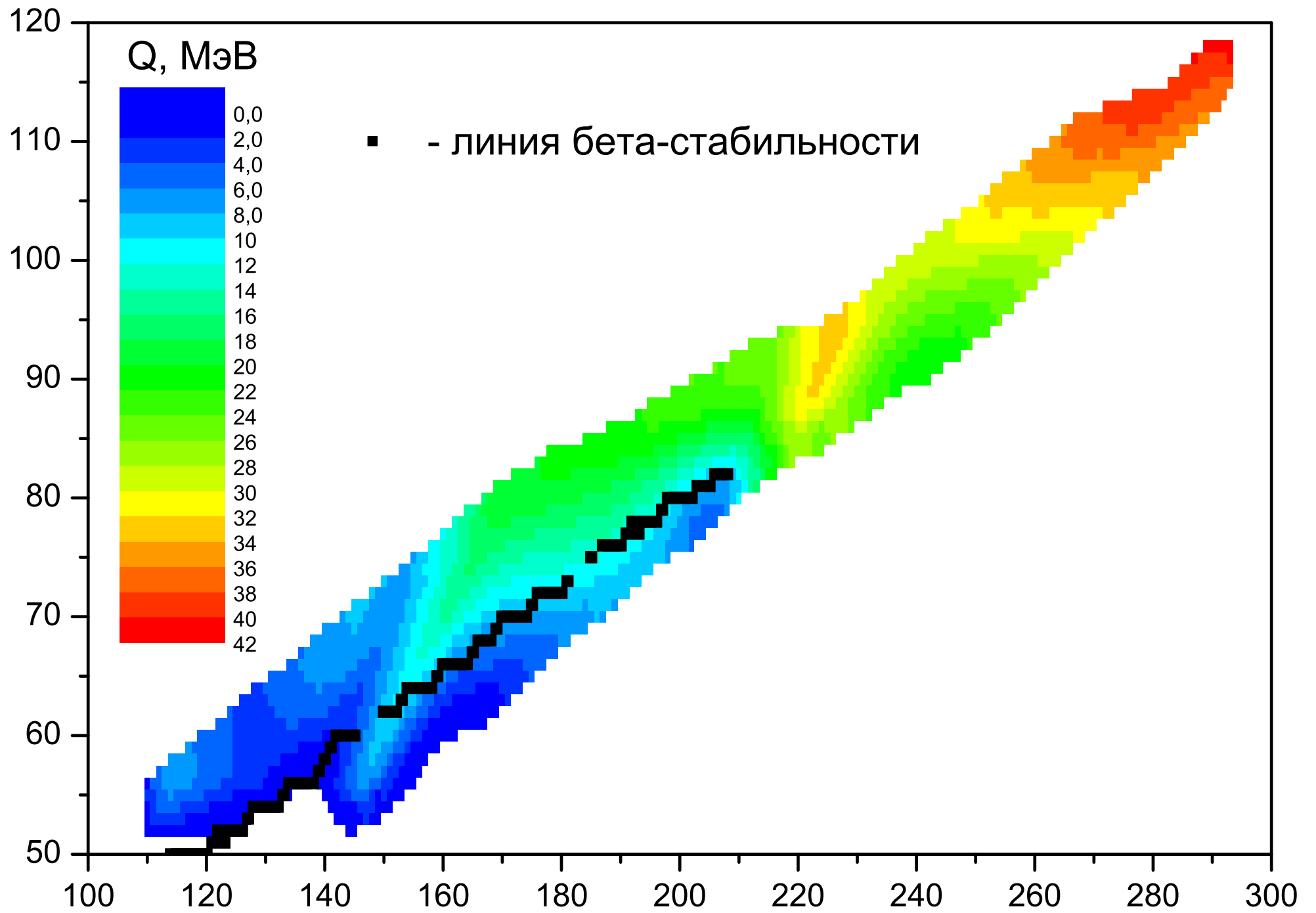
Енергетичні умови випромінювання кластера з Z_c протонами і N_c нейтронами

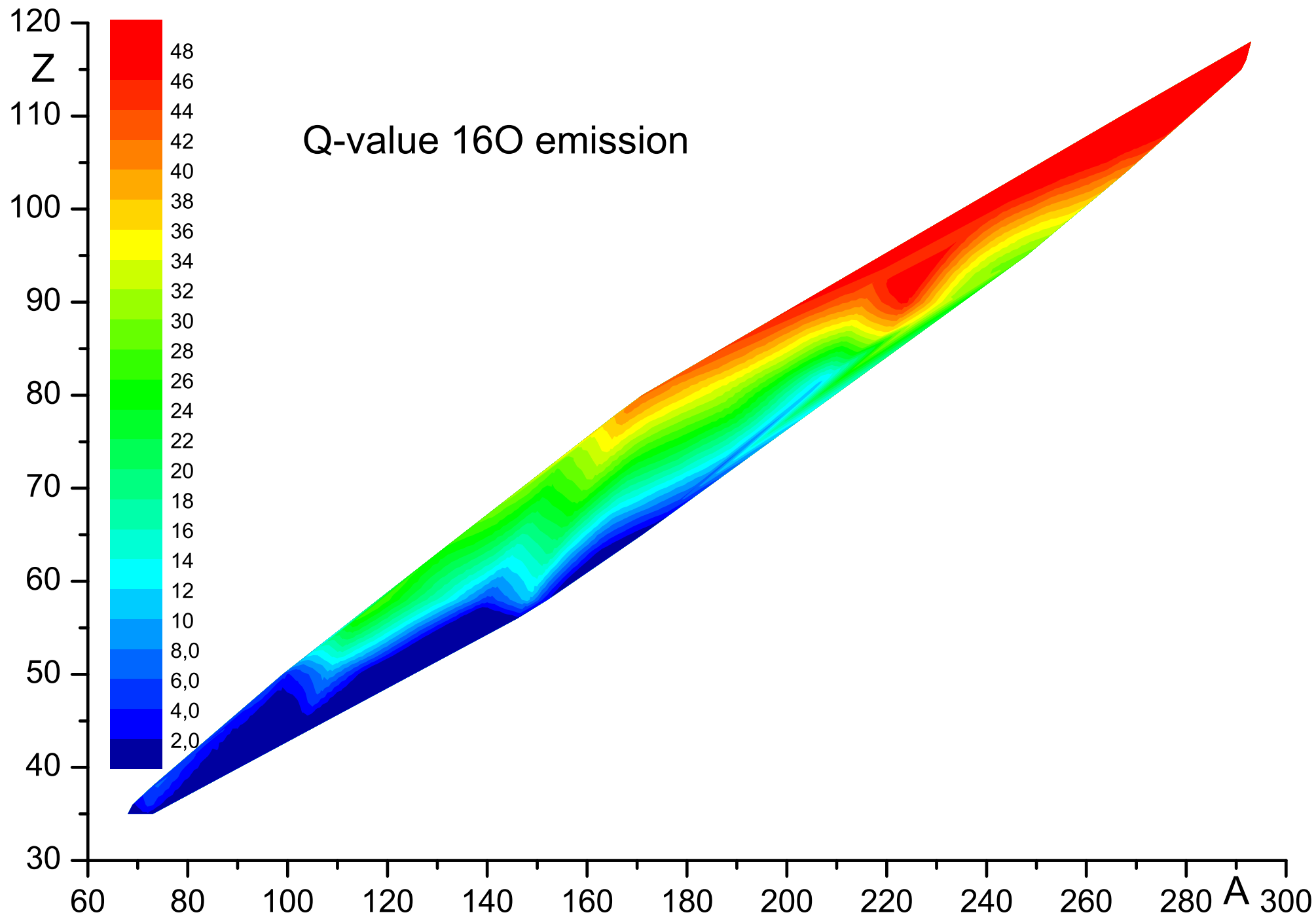
$$Q_{Z_c, N_c} = E(Z, N) - E(Z_c, N_c) - E(Z - Z_c, N - N_c) > 0,$$

де $E(Z, N)$ це енергія зв'язку ядра з Z протонами і N нейтронами. .



^{14}C





Емісія кластерів була передбачена Sandulescu, A., Poenaru, D. N. and Greiner W.. "New type of decay of heavy nuclei intermediate between fission and alpha-decay". Sov. J. Part. Nucl. 11, 528 (1980).

Емісія кластерів була відкрита у ($^{223}\text{Ra} = ^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$):
H.J. Rose and G.A. Jones, Nature, 307, 245 (1984); D. V. Aleksandrov, A. F. Belyatski, Y. A. Glukhov, E. Y. Nikolski, B. G. Novatski, A. A. Ogloblin, D. N. Stepanov, JETP Lett. 40, 909 (1984);

Основна область 20 випромінювачів, експериментально спостерігалася до 2010 р.,
Перевищує $Z = 86$:

^{221}Fr , $^{221-224,226}\text{Ra}$, $^{223,225}\text{Ac}$, $^{228,230}\text{Th}$, ^{231}Pa , $^{230,232-236}\text{U}$, $^{236,238}\text{Pu}$, and ^{242}Cm .

Тільки верхні межі можна було виявити в наступних випадках: ^{12}C розпад ^{114}Ba , ^{15}N розпад ^{223}Ac , ^{18}O розпад ^{226}Th , $^{24,26}\text{Ne}$ розпад ^{232}Th і ^{236}U , ^{28}Mg розпад 232
 233 ^{235}U , ^{30}Mg розпад ^{237}Np і ^{34}Si розпад ^{240}Pu та ^{241}Am .

Моди розпаду ядер з емісією кластерів
 ^{14}C , ^{20}O , ^{23}F , $^{22,24-26}\text{Ne}$, $^{28,30}\text{Mg}$, $^{32,34}\text{Si}$
були підтверджені експериментально.

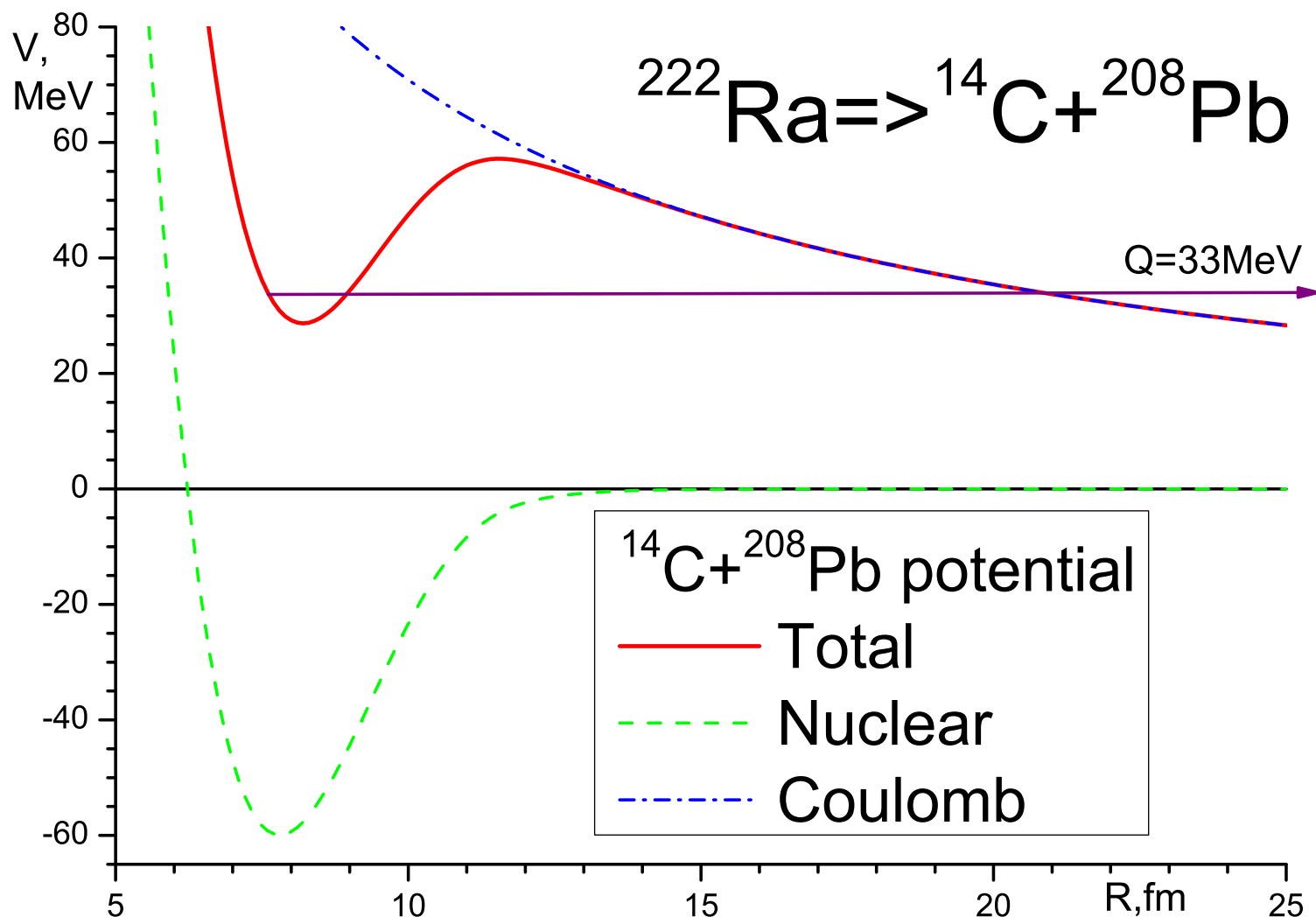
Видно сильний ефект оболонки: як правило, найкоротше значення періоду напіввиведення отримується, коли дочірнє ядро має магічне число нейтронів ($N_{rm} = 126$) та / або протони ($Z_{rm} = 82$).

Isotope	Emitted particle	Branching ratio with respect to α -decay	$\log T(\text{s})$	Q (MeV)
114Ba	12C	$< 3.4 \times 10^{-5}$	> 4.10	18.985
221Fr	14C	8.14×10^{-13}	14.52	31.290
221Ra	14C	1.15×10^{-12}	13.39	32.394
222Ra	14C	3.7×10^{-10}	11.01	33.049
223Ra	14C	8.9×10^{-10}	15.04	31.829
224Ra	14C	4.3×10^{-11}	15.86	30.535
223Ac	14C	3.2×10^{-11}	12.96	33.064
225Ac	14C	4.5×10^{-12}	17.28	30.476
226Ra	14C	3.2×10^{-11}	21.19	28.196
228Th	20O	1.13×10^{-13}	20.72	44.723
230Th	24Ne	5.6×10^{-13}	24.61	57.758
231Pa	23F	9.97×10^{-15}	26.02	51.844
	24Ne	1.34×10^{-11}	22.88	60.408
232U	24Ne	9.16×10^{-12}	20.40	62.309
	28Mg	$< 1.18 \times 10^{-13}$	> 22.26	74.318

Isotope	Emitted particle	Branching ratio with respect to α -decay	$\log T(\text{s})$	Q (MeV)
223U	24Ne	7.2×10^{-13}	24.84	60.484
	28Mg	$< 1.3 \times 10^{-15}$	> 27.59	74.224
234U	28Mg	1.38×10^{-13}	25.14	74.108
	24Ne	9.9×10^{-14}	25.88	58.825
235U	25Ne	8.06×10^{-12}	27.42	57.361
	28Mg	$< 1.8 \times 10^{-12}$	> 28.09	72.162
236U	24Ne	$< 9.2 \times 10^{-12}$	> 25.90	55.944
	28Mg	2×10^{-13}	27.58	70.560
236Pu	28Mg	2.7×10^{-14}	21.52	79.668
237Np	30Mg	$< 1.8 \times 10^{-14}$	> 27.57	74.814
238Pu	32Si	1.38×10^{-16}	25.27	91.188
	28Mg	5.62×10^{-17}	25.70	75.910
240Pu	34Si	$< 6 \times 10^{-15}$	> 25.52	91.026
241Am	34Si	$< 7.4 \times 10^{-16}$	> 25.26	93.923
242Cm	34Si	1×10^{-16}	23.15	96.508

Взаємодія між кластером і дочірнім ядром

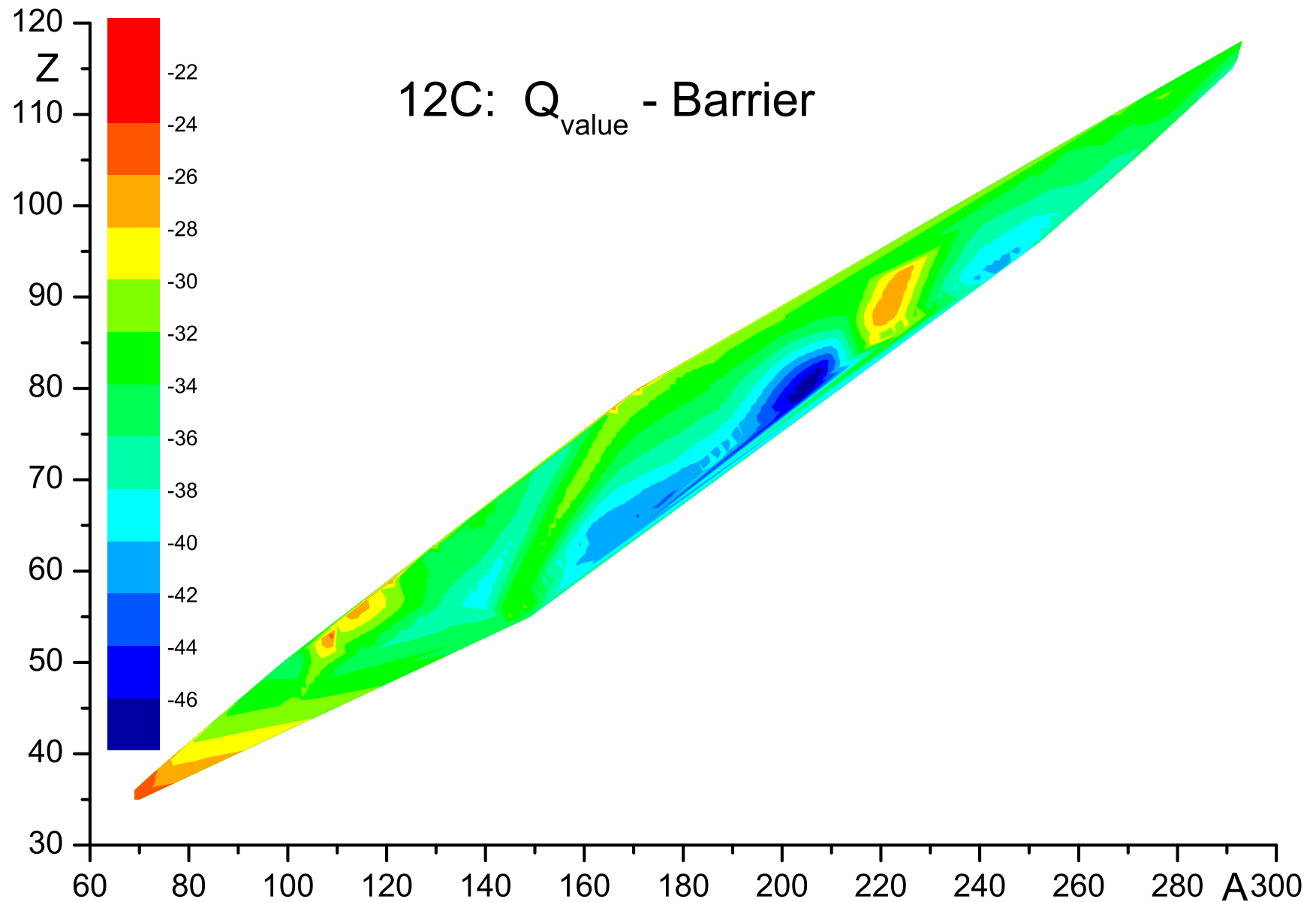
$$V(r) = \frac{Z_{\text{cluster}} Z_{\text{daughter nucl.}} e^2}{R} + V_{\text{cluster-daughter nucl.}}(R).$$

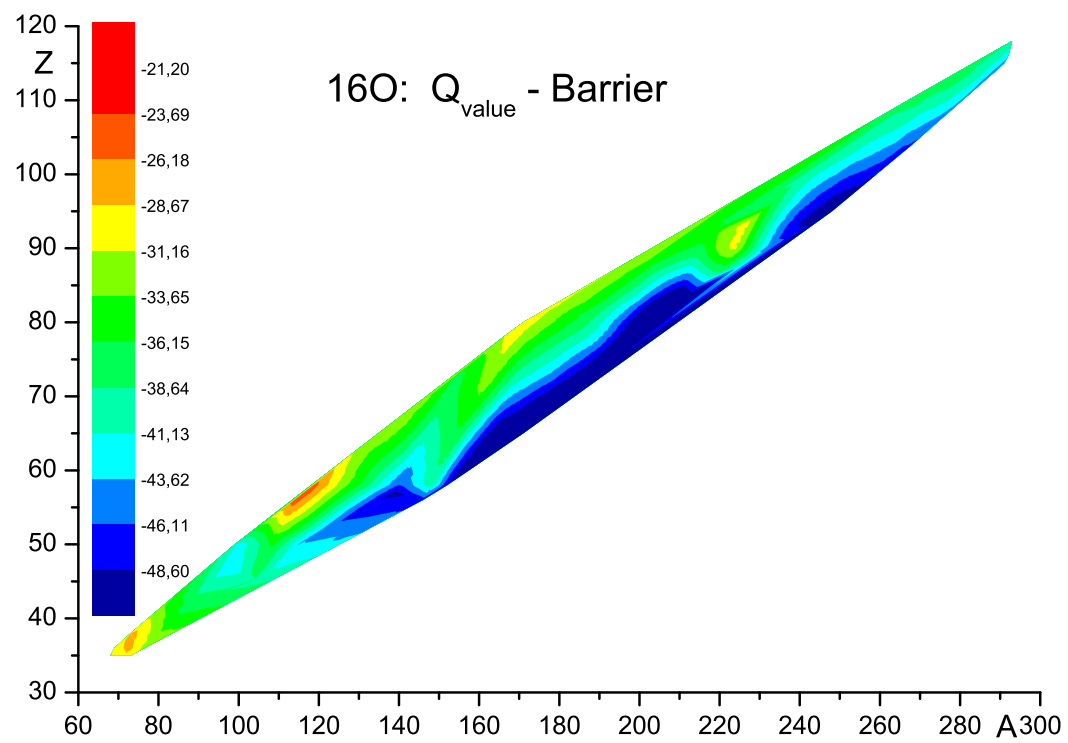
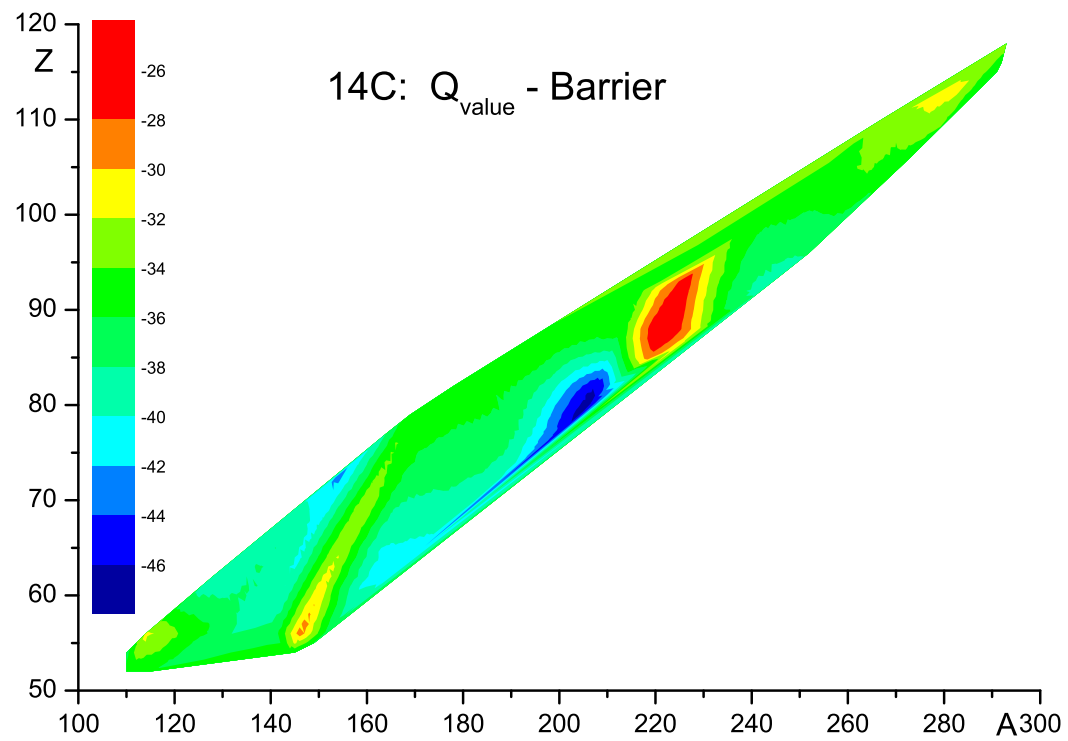


Коефіцієнт проникнення

$$T(E) = 1 / \left\{ 1 + \exp \left[\frac{2}{\hbar} \int_a^b \sqrt{2M(V_{\text{nucl}}(R) + V_{\text{Coulomb}}(R) - Q)} dR \right] \right\}.$$

Розпад кластера повинен мати розумну ймовірність розпаду для виявлення.
Це означає, що Q повинен максимально наблизитися до бар'єру.

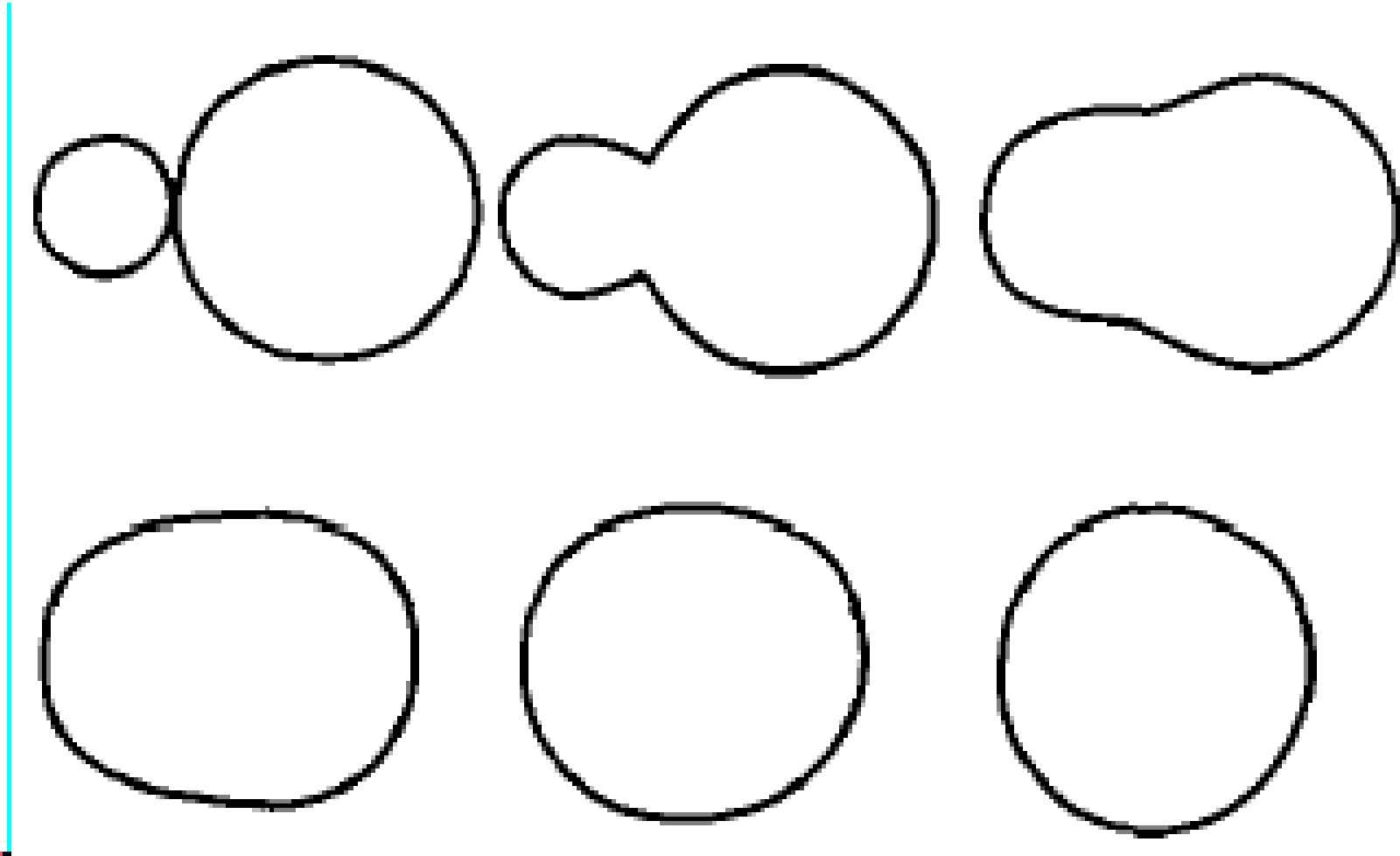


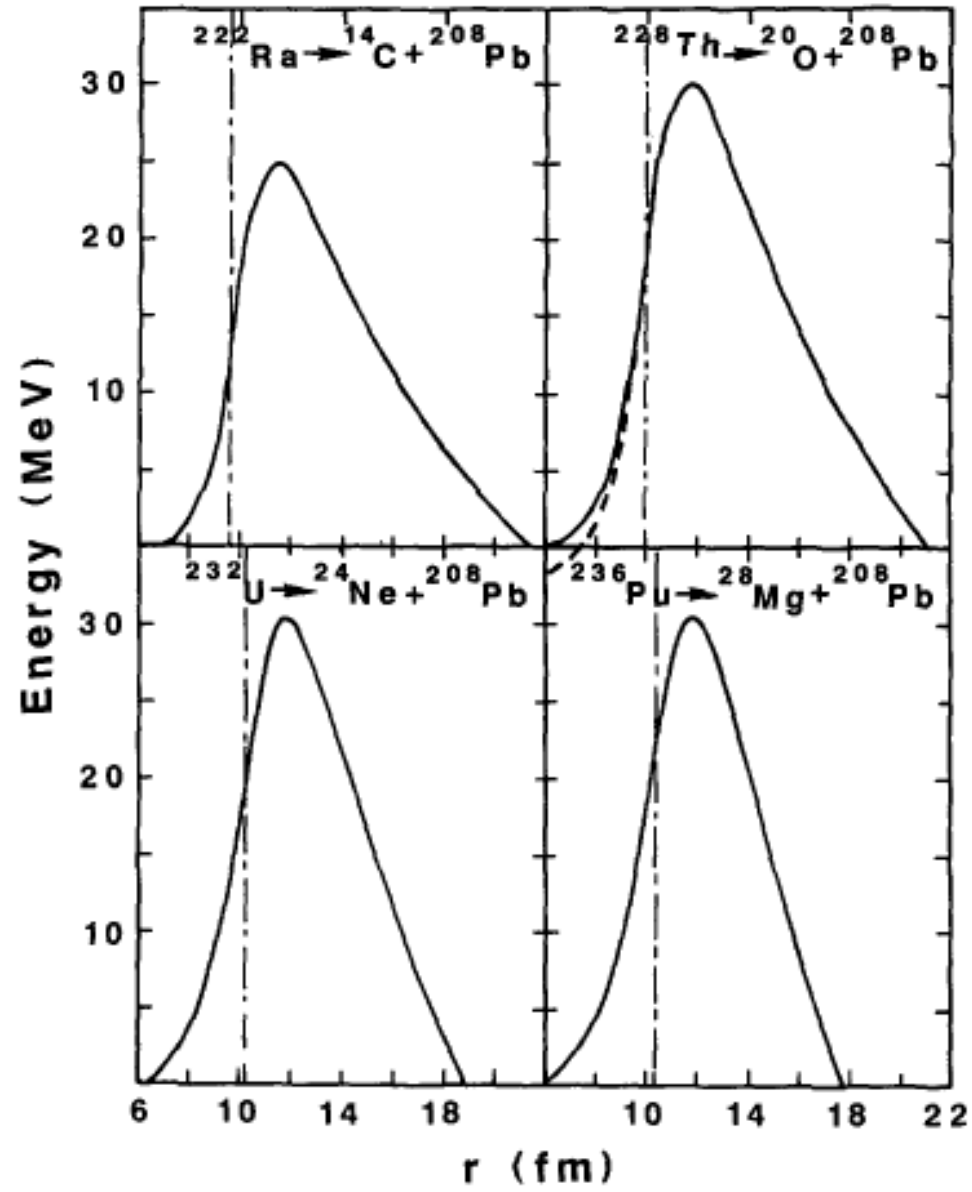


Теоретичне наближення: Кластерний розпад як дуже асиметричний режим поділу ядер

Еволюція форми батьківського ядра розглядається як

$$E_{deformation}(elongation, asymmetry) = Surface(elongation, asymmetry) + Coulomb(elongation, asymmetry)$$





G. Royer, R. K. Gupta, V. Yu. Denisov,

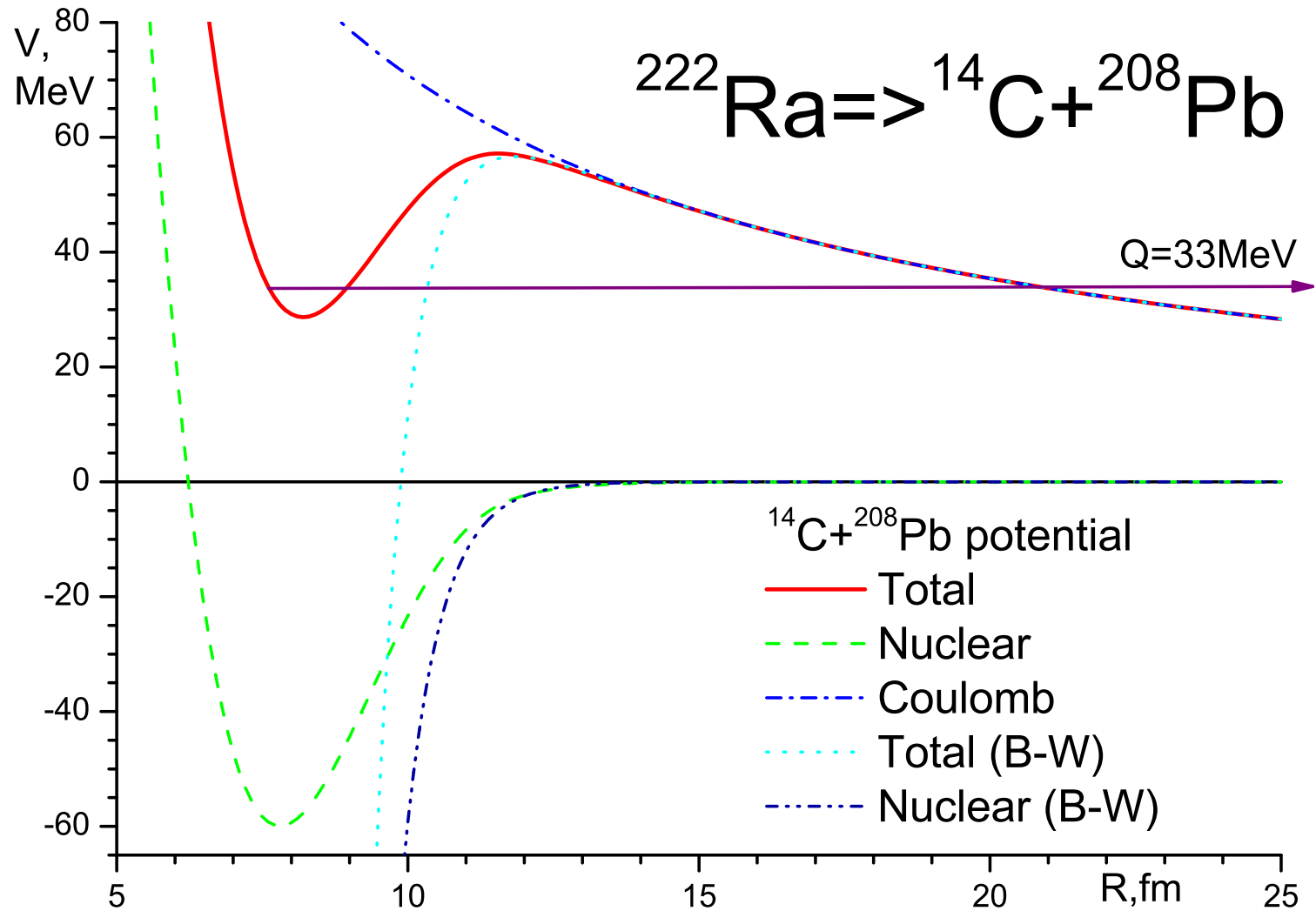
Cluster radioactivity and very asymmetric fission through quasi-molecular shapes

Nucl. Phys. 1998, v. A632 p. 275–284.

Emitter and cluster	Theoretical $T_{1/2}$: macroscopic LDM barrier tunneling	Theoretical $T_{1/2}$: macroscopic and microscopic barrier tunneling	Experimental $T_{1/2}$
$^{222}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	2.7×10^{33}	2.0×10^{11}	1.2×10^{11}
$^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$	1.6×10^{34}	1.2×10^{14}	2.0×10^{15}
$^{224}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{210}\text{Pb}$	1.1×10^{35}	1.9×10^{17}	7.4×10^{15}
$^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{212}\text{Pb}$	4.3×10^{35}	6.8×10^{22}	1.8×10^{21}
$^{228}\text{Th} \rightarrow ^{20}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	1.3×10^{26}	4.3×10^{22}	7.5×10^{20}
$^{230}\text{Th} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{206}\text{Hg}$	1.1×10^{26}	3.7×10^{26}	4.4×10^{24}
$^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{207}\text{Tl}$	2.9×10^{24}	1.2×10^{23}	1.7×10^{23}
$^{232}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$	9.6×10^{22}	1.3×10^{21}	2.5×10^{20}
$^{233}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{209}\text{Pb}$	3.3×10^{23}	4.7×10^{24}	6.8×10^{24}
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{210}\text{Pb}$	1.2×10^{24}	9.4×10^{27}	1.6×10^{25}
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{206}\text{Hg}$	7.6×10^{24}	1.4×10^{27}	3.5×10^{25}
$^{235}\text{U} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{207}\text{Hg}$	5.1×10^{25}	4.6×10^{30}	2.8×10^{28}
$^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	2.0×10^{21}	1.7×10^{21}	4.7×10^{21}
$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{210}\text{Pb}$	6.2×10^{22}	8.0×10^{27}	5.0×10^{25}
$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{32}\text{Si} + ^{206}\text{Hg}$	1.3×10^{25}	8.4×10^{27}	1.9×10^{25}

Теоретичне наближення: Кластерний розпад як альфа-розпад

R. Blendowske, H. Walliser, PRL 61, 1930 (1988).



$$\lambda_G = \frac{v}{2R_i} P, \quad P = \exp \left[-2 \int_{R_i}^{R_o} dR \{ (2M/h^2) [U(R) - Q] \}^{1/2} \right], \quad (3)$$

where R_i and R_o are the inner and outer turning points, M is the reduced mass, and Q is the tunneling energy⁵ of the emitted cluster. For the prefactor $v/2R_i$, a kinetic energy $\frac{1}{2} Mv^2 = 25a$ MeV is assumed inside the barrier. The potential used is a semiempirical heavy-ion potential

$$U(R) = - (50 \text{ MeV}/1 \text{ fm}) [R_a R_A / (R_a + R_A)] \exp[- (R - R_a - R_A)/d] + zZe^2/R, \quad (4)$$

$$R_x = (1.233x^{1/3} - 0.978x^{-1/3}) \text{ fm} \quad (x = a, A), \quad d = 0.63 \text{ fm},$$

Дякую за увагу!