



Proces wzbudzenia jądra atomowego poprzez wychwytywanie elektronu do powłoki elektronowej atomu (NEEC)

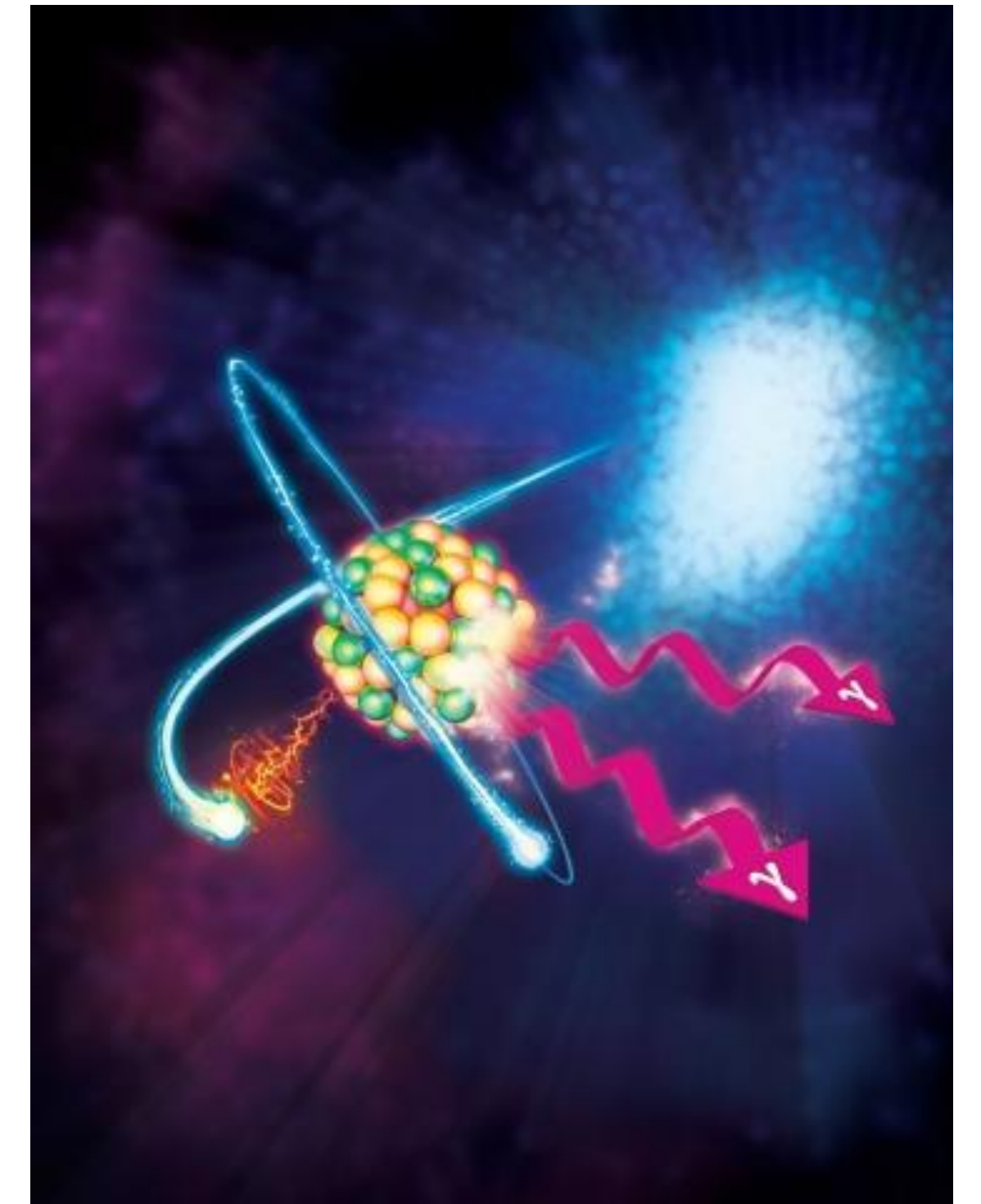
Jacek Rządiewicz



**NARODOWE
CENTRUM
BADAŃ
JĄDROWYCH
ŚWIERK**

Plan prezentacji

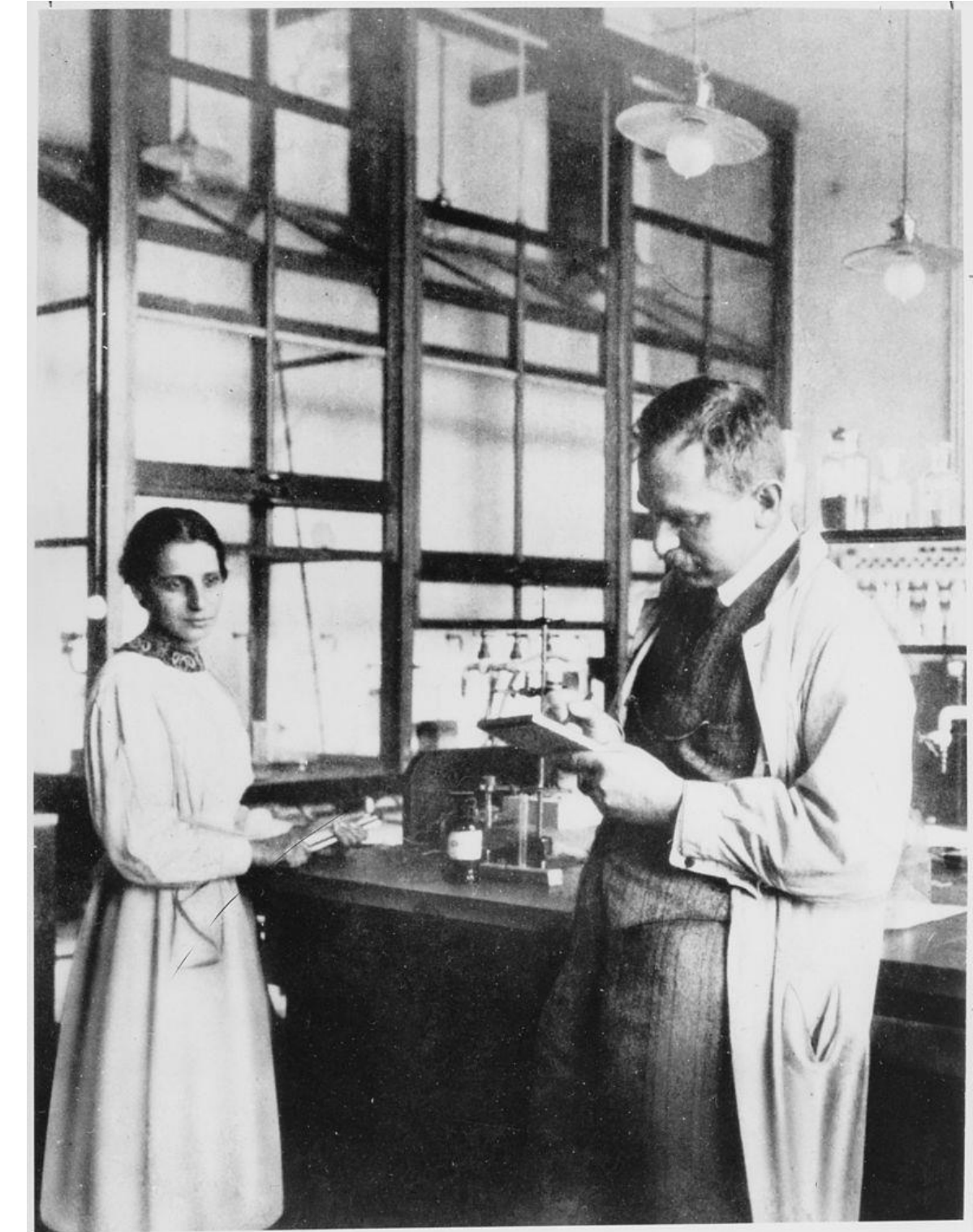
- *Wprowadzenie*
- *Wcześniejsze próby obserwacji procesu NEEC*
- *Eksperyment w 'Argonne National Laboratory'*
- **Eksperyment w 'Heavy Ion Research Facility' Lanzhou**
- **Próby opisu teoretycznego procesu NEEC**
- **Podsumowanie i dalsze możliwe plany badań**



Artistic vision of the NEEC process
Carroll, Parks, and Proctor (U.S. ARL)

Wprowadzenie

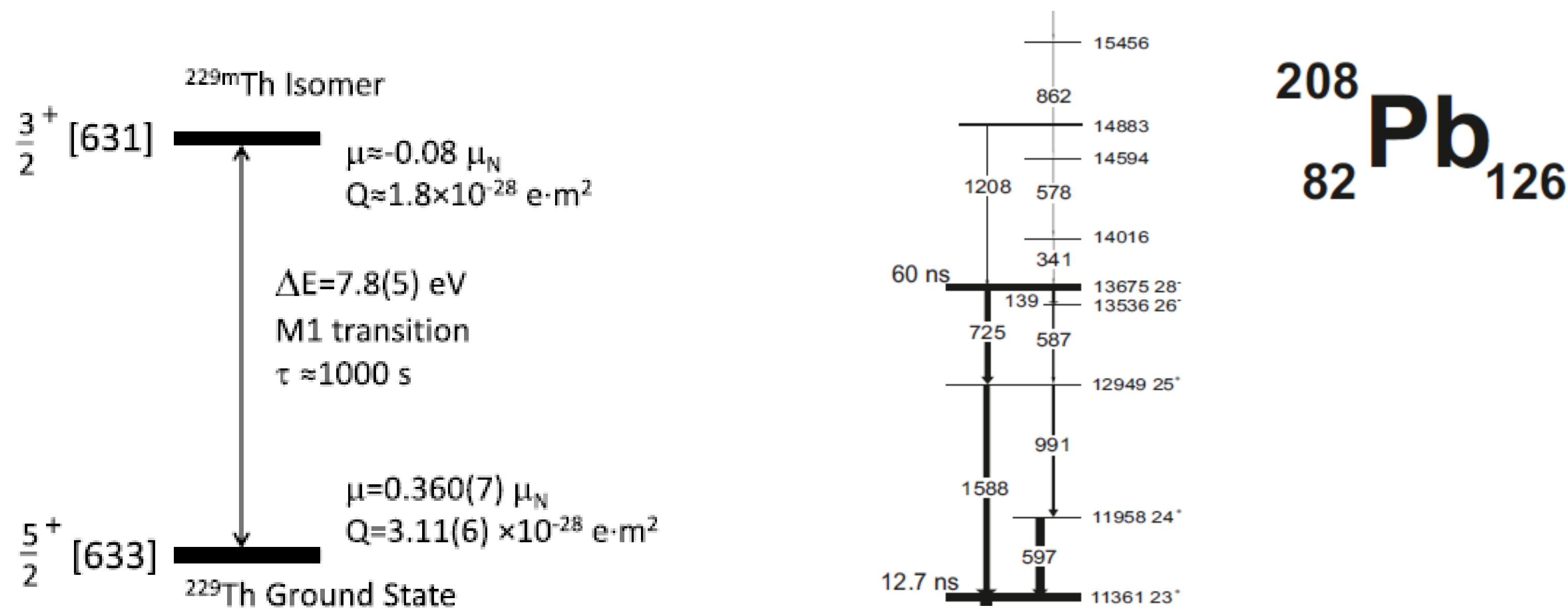
- Po sformułowaniu hipotezy o istnieniu długotrwałych stanów wzbudzonych pierwszy taki stan (izomer jądrowy) został odkryty niemal dokładnie 100 lat temu przez Otto Hahn'a.
- Był to ^{234}Pa (protaktyn-234), który ma stan podstawowy z $T_{1/2} \sim 6,7 \text{ h}$ i stan wzbudzony z $T_{1/2} \sim 1,2 \text{ min}$.



Otto Hahn i Lise Meitner w 1913 r.

Wprowadzenie

- Energie wzbudzenia izomerów obejmują szeroki zakres od 8 eV w ^{229}Th do ponad 13 MeV w ^{208}Pb i ^{148}Gd .
- Energia zmagazynowana w izomerach rzędu tysięcy lub milionów eV jest znacznie większa od typowej energii chemicznej - rzędu 1 eV.

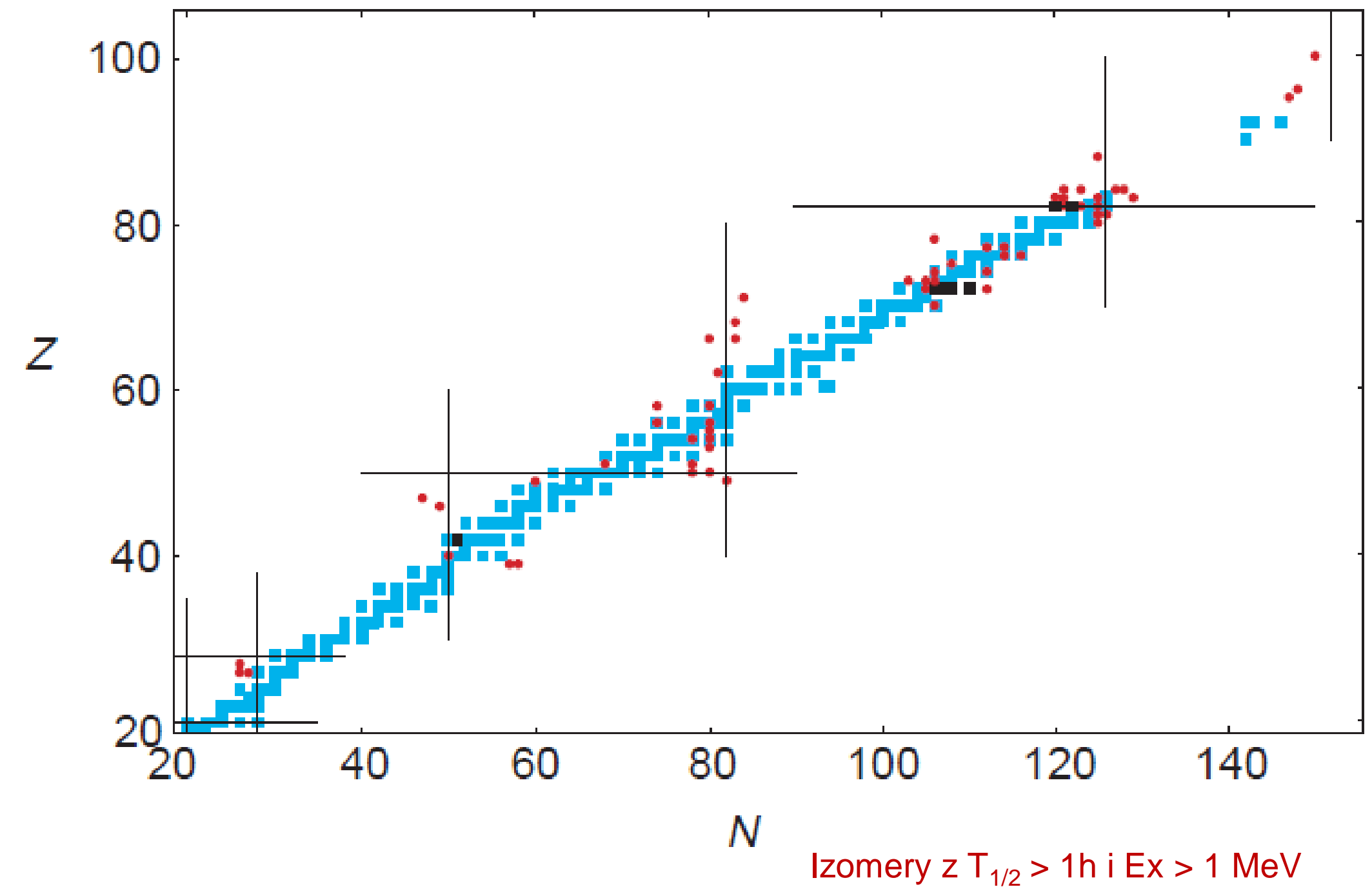


Broda, et al., Phys. Rev. C 2017

Walker, Carroll Vol. 2007, Nuclear Physics News

Wprowadzenie

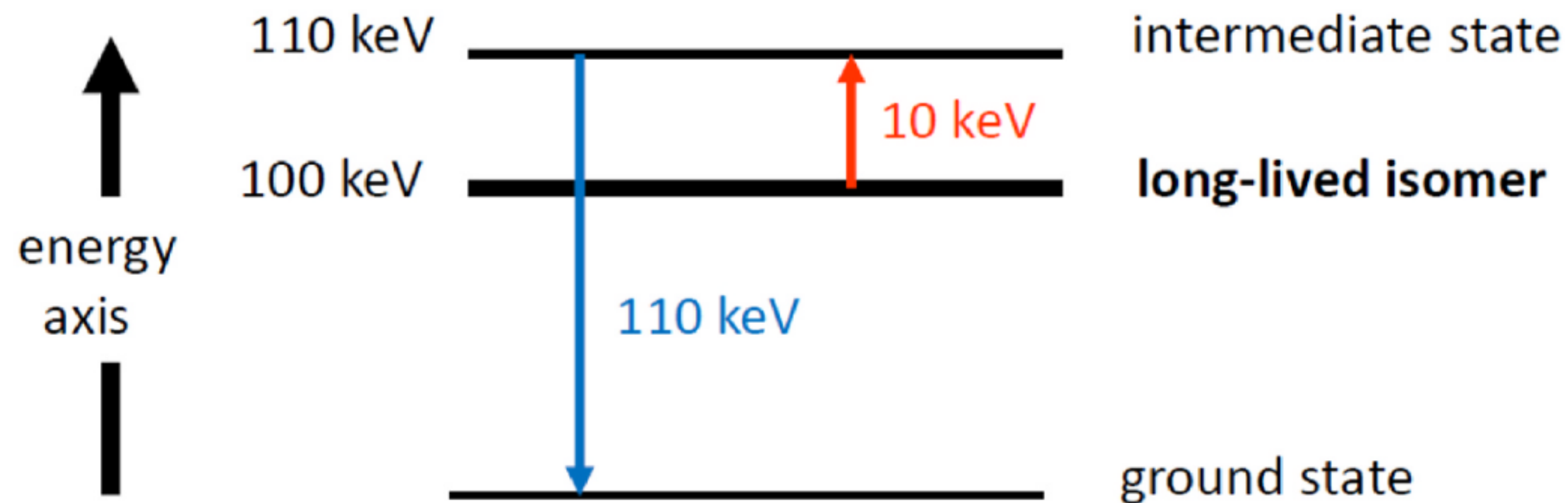
- Możliwość kontroli procesu wzbudzenia / wymuszonej deekscytacji izomeru, mogłaby pozwolić na potencjalne zastosowania, takie jak nano-baterie jądrowe czy lasery promieniowania
- Z punktu widzenia rozwoju nowych form magazynowania i uwalniania energii, szczególnie interesująca wydaje się klasa izomerów charakteryzująca się wysoką energią wzbudzenia i długim czasem połowicznego zaniku



Walker & Dracoulis, Nature 1999

Wymuszone uwalnianie energii ze stanów izomerycznych

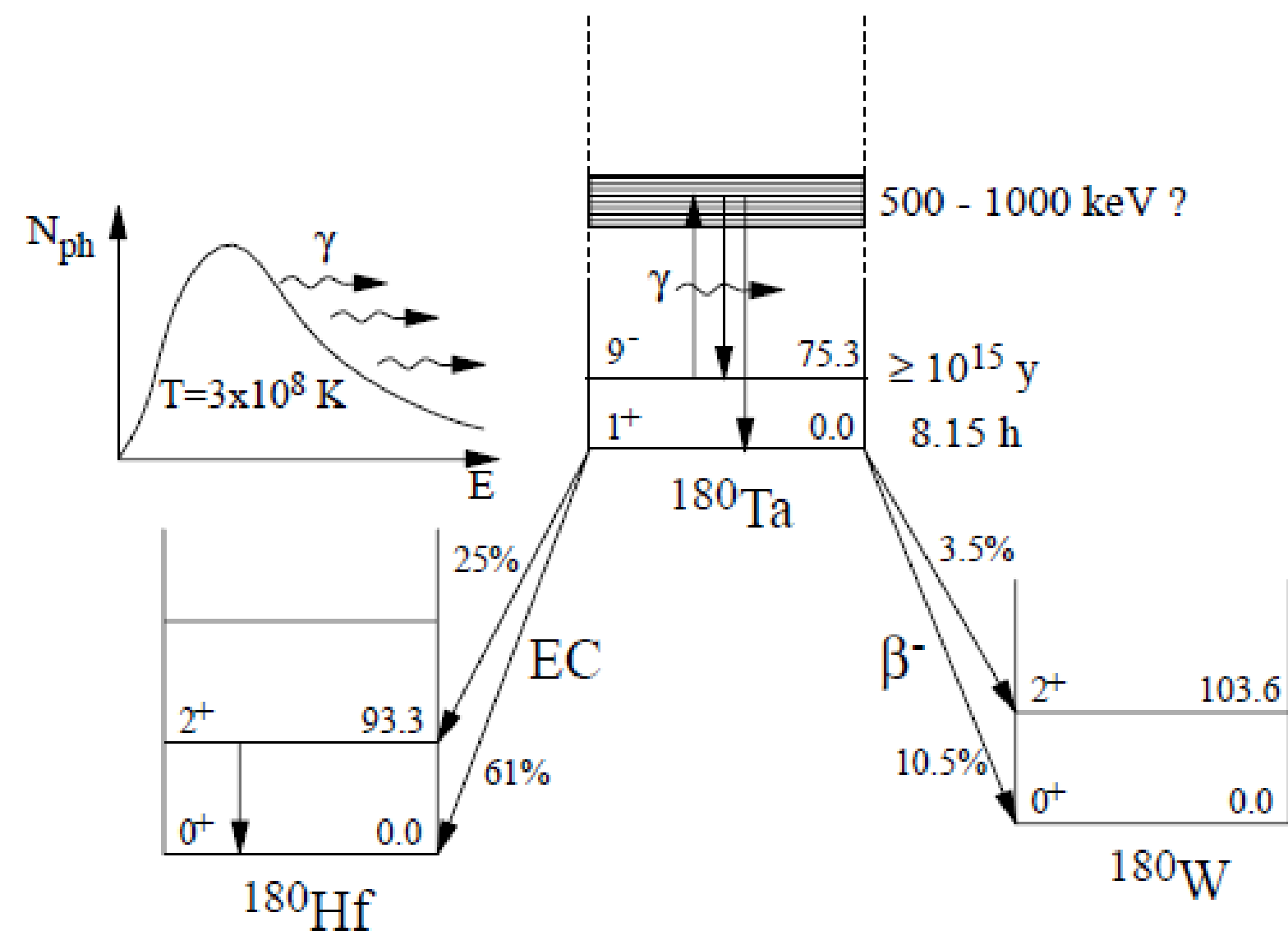
- Izomery o energii wzbudzenia tuż poniżej tzw. stanu pośredniego (*ang. intermediate state*), który może de-ekscytować z pominięciem stanu izomerycznego potencjalnie umożliwia kontrolowane uwalnianie energii poprzez emisję kwantów gamma



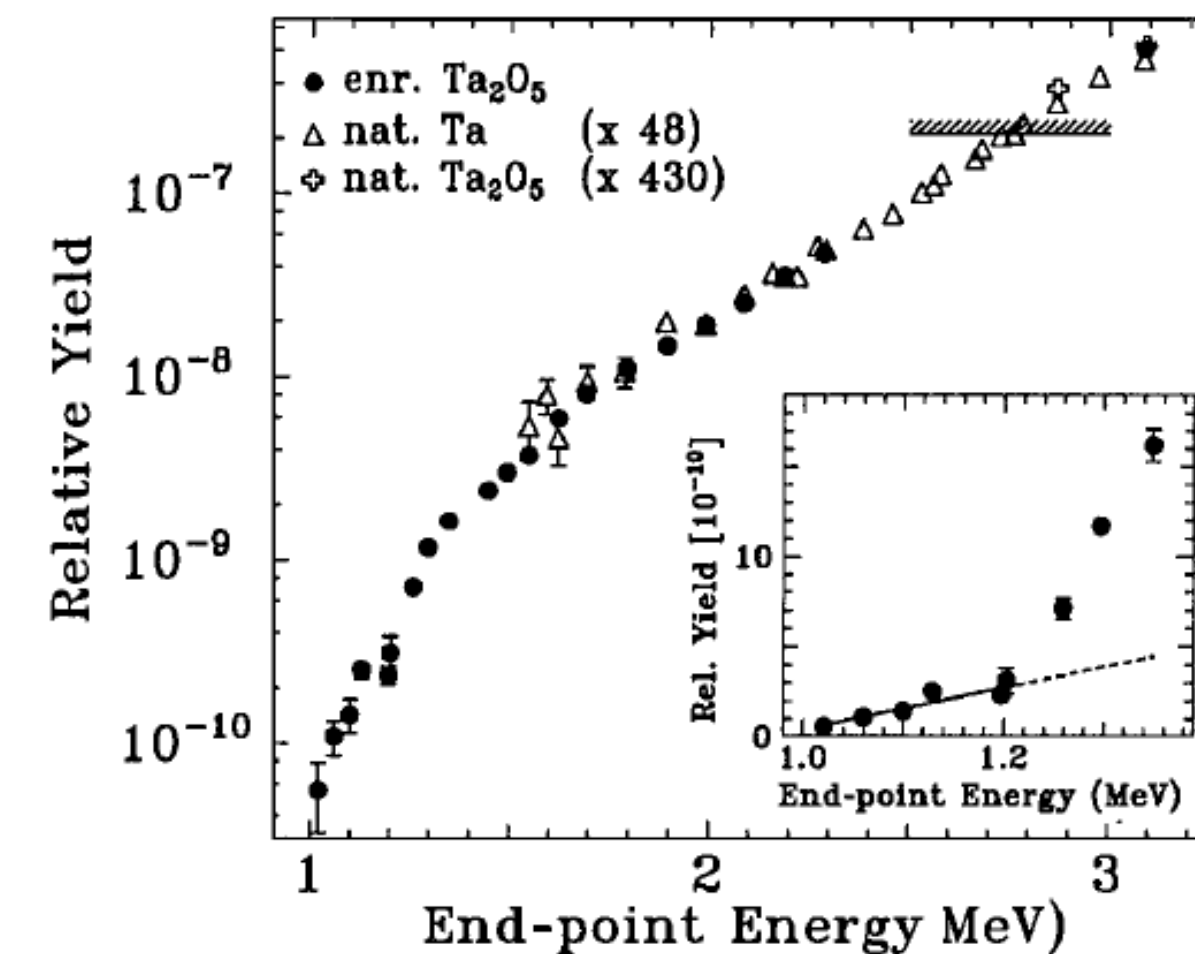
Walker, Radiation Physics and Chemistry 2022

Wymuszone uwalnianie energii ze stanów izomerycznych

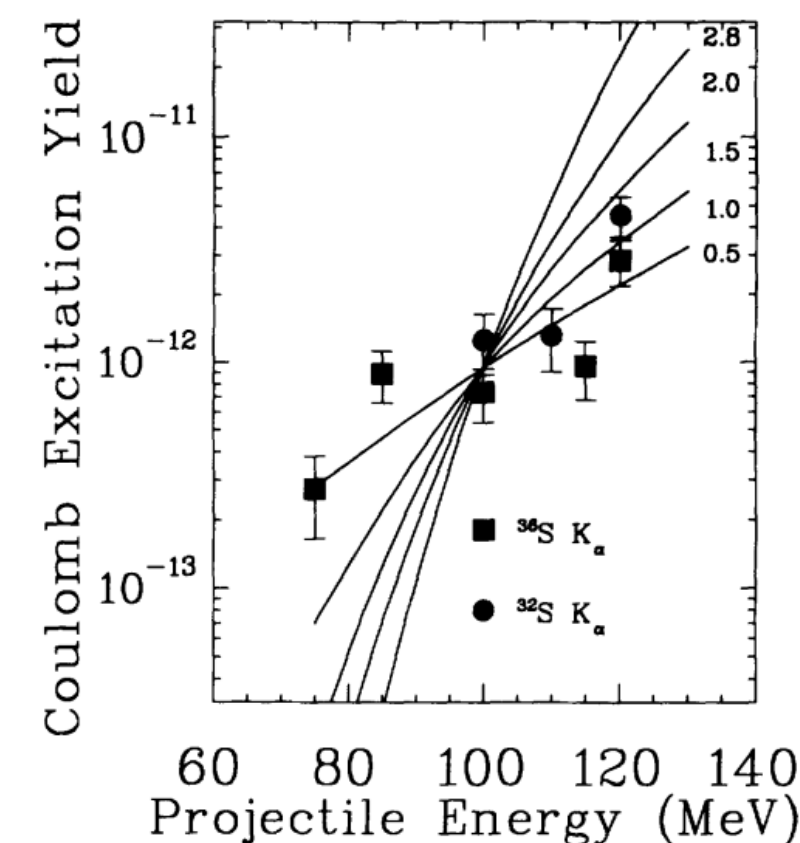
Photo-excitation γ 1-1.2 MeV \rightarrow ^{180m}Ta ($J^\pi = 9^-$, $E_x = 75$ keV)



Coulomb excitation $^{32,36}\text{S}$ (70-130 MeV) \rightarrow ^{180m}Ta



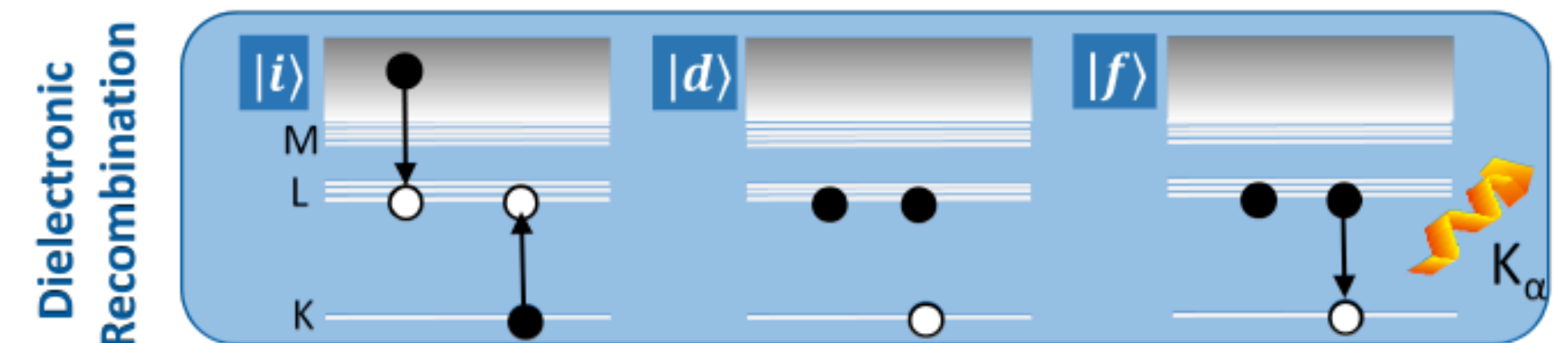
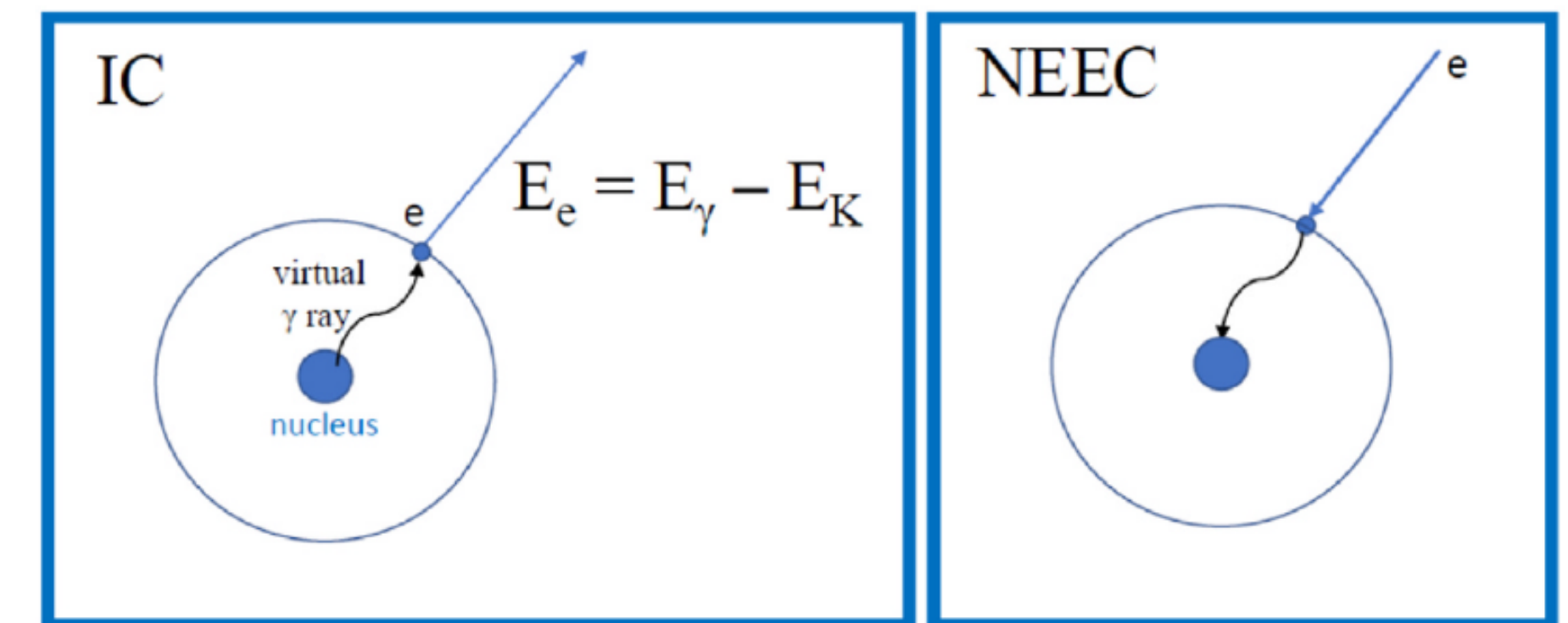
D. BELIC et al. PRL 1999



C. SCHLEGEL et al. PRC 1994

Proces wzbudzenia jądra atomowego poprzez wychwyty elektronu do powłoki elektronowej atomu

- Innym mechanizmem, który prowadzi do uwalniania energii na żądanie z izomeru, jest wzbudzenie jądrowe zachodzące poprzez wychwyty elektronu do powłoki elektronowej atomu (NEEC)
- NEEC jest odwróconym w czasie procesem konwersji wewnętrznej, jest również analogiem atomowej rekombinacji dwuelektronowej (DR), w której wzbudzenia atomowe zastępuje wzbudzenie jądrowe

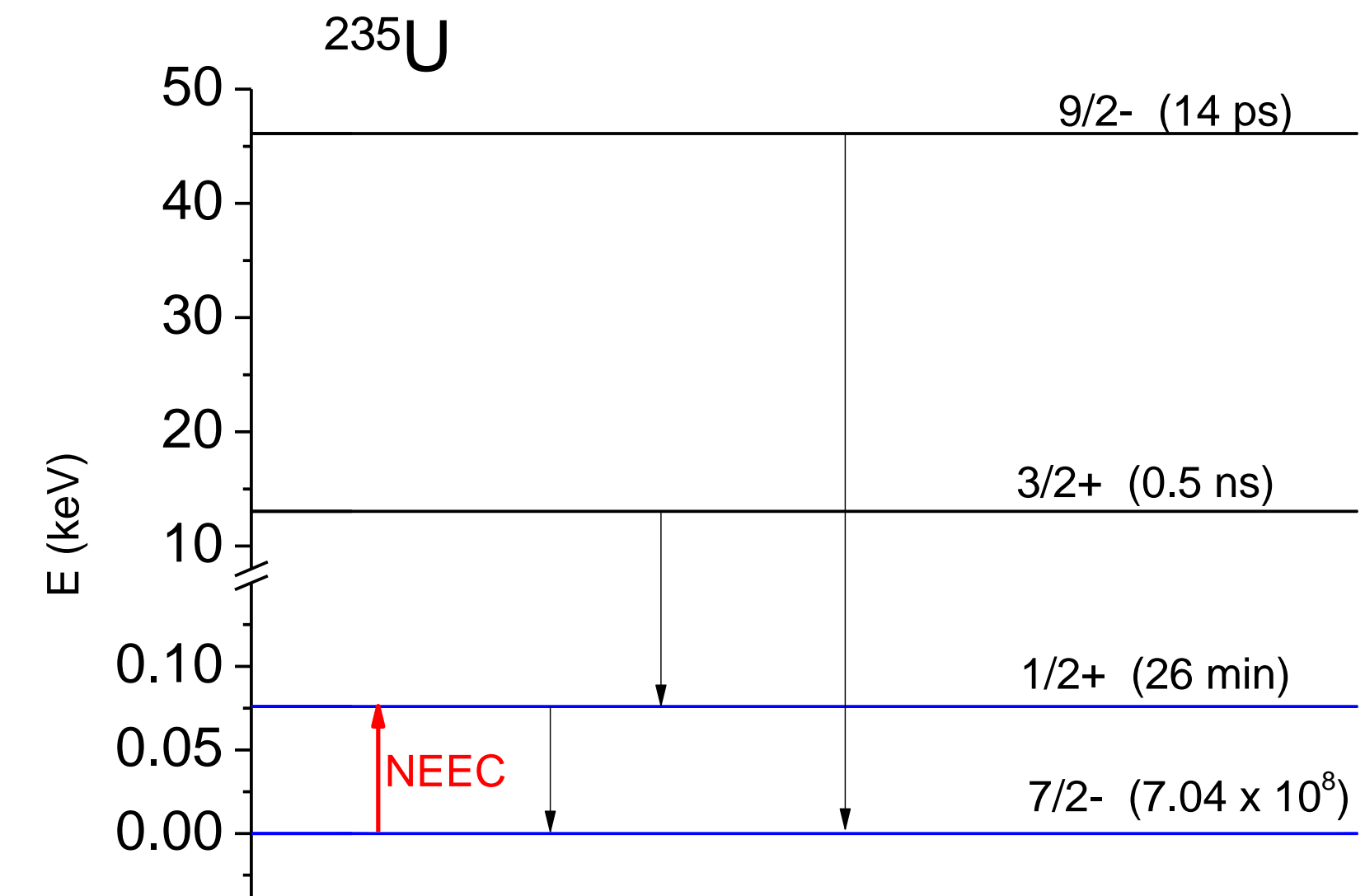


Biela-Nowaczyk et al., Atoms 2023

Proces NEEC jako metoda produkcji stanów izomerycznych

Goldanskii i Namiot w roku 1976 zaproponowali przeprowadzenie obserwacji procesu NEEC w ^{235}U w środowisku plazmy laserowej $n_e=10^{24} \text{ cm}^{-3}$, $T_e=50-100 \text{ eV}$

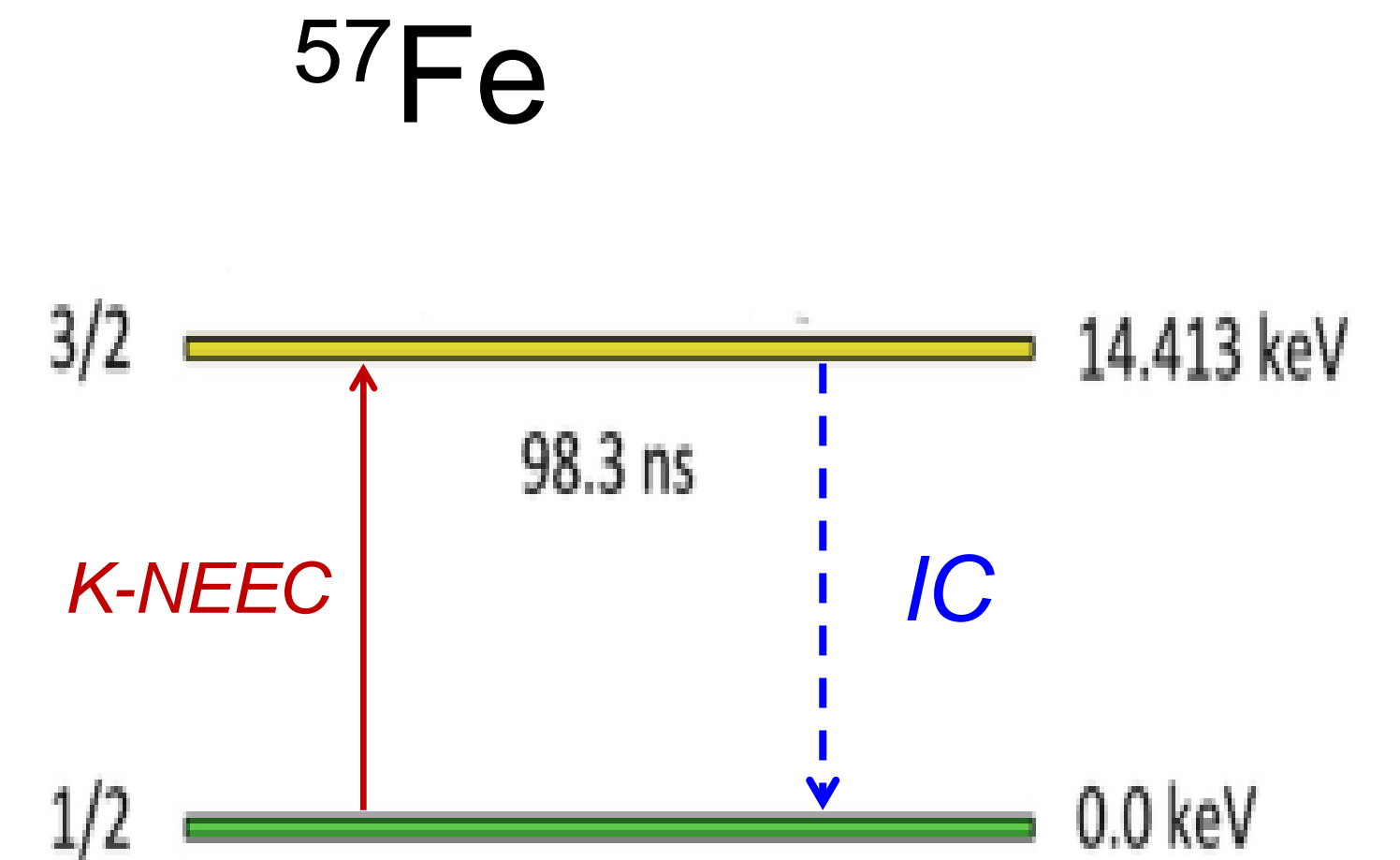
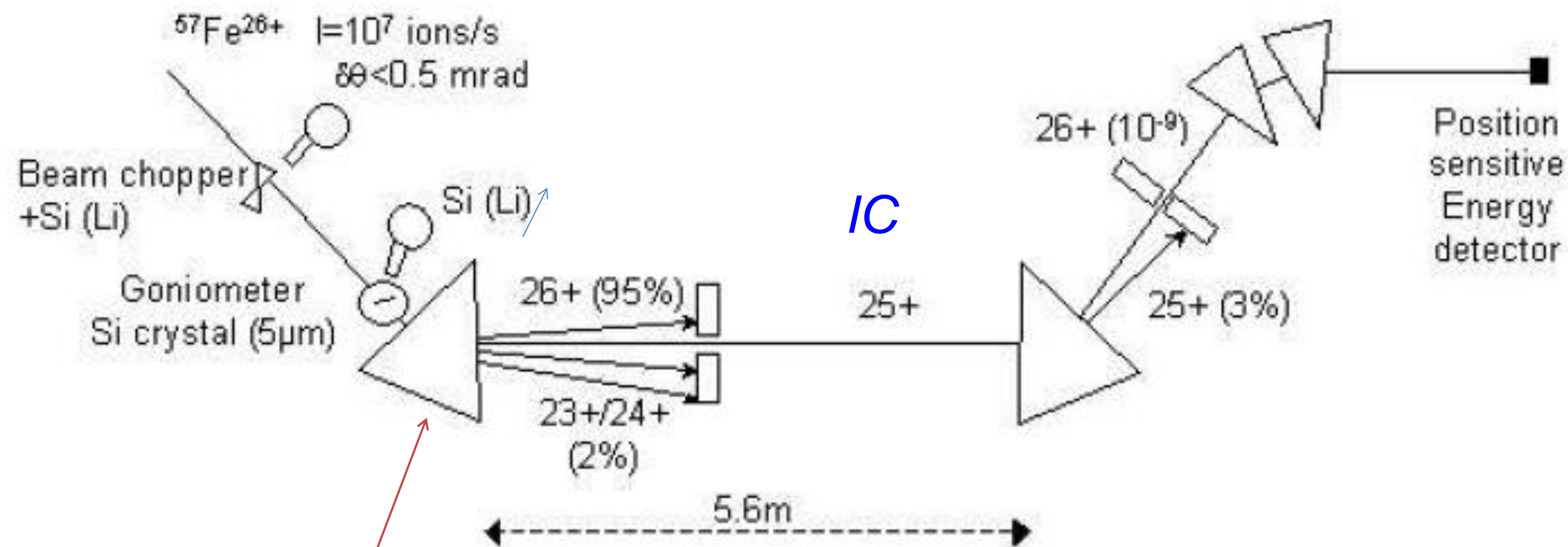
Oszacowali, że dla wyładowania lasera o energii 10 J i czasu wyładowania 10^{-9} s prawdopodobieństwo zajścia procesu NEEC (wzbudzenia stanu podstawowego $7/2^-$ do stanu izomerycznego $1/2^+$) wynosi $\sim 3 \times 10^{-14}$



Goldanskii and Namiot, Physics Letters B 1976

Eksperymentalne próby obserwacji procesu NEEC

W roku 2004 Morel et al. przeprowadzili eksperyment na spektrometrze LISE w Ganil, w którym podjęto próbę obserwacji procesu K-NEEC w jądrze ^{57}Fe podczas penetracji jonu Fe^{26+} w krzemie (Si)



K-NEEC (3/2-) lub K-REC(1/2-)

Morel et al., Nucl. Phys. A (2004)

Eksperymentalne próby obserwacji procesu NEEC

W roku 2007 Palfy i in. pokazali że proces NEEC może być efektywnym sposobem wzbudzania stanów izomerycznych

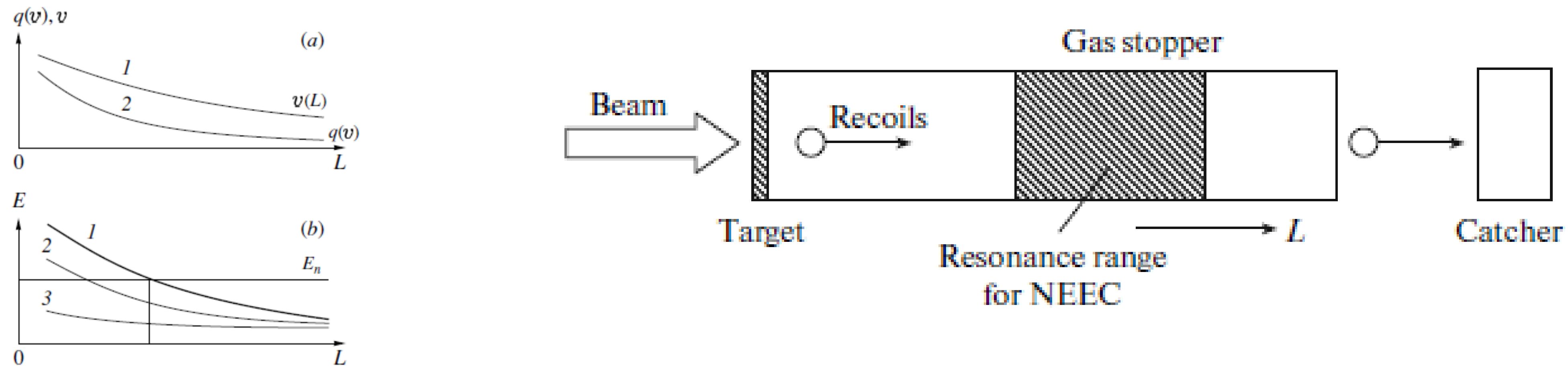
A_ZX	$t_{1/2}$	E_m (keV)	E_T (keV)	L
${}^{93}_{42}\text{Mo}$	6.85 h	2424.89	2429.69	$E2$
${}^{152}_{63}\text{Eu}$	9.31 h	45.599	65.296	$M1$
${}^{178}_{72}\text{Hf}$	31 yr	2446.05	2573.5	$M2$
${}^{189}_{76}\text{Os}$	5.8 h	30.812	216.661	$M1 + E2$
${}^{204}_{92}\text{Pb}$	67.2 m	2185.79	2264.33	$E2$
${}^{235}_{92}\text{U}$	26 m	0.076	51.709	$E2$
${}^{242}_{95}\text{Am}$	141 yr	48.60	52.70	$E2$

A_ZX	nl_j	E_c (keV)	$S_{\text{NEEC}}^{I \rightarrow F}$ (b eV)	$S_{\text{x ray}}^{I \rightarrow F}$ (b eV)
${}^{93}_{42}\text{Mo}$	$3p_{3/2}$	2.113	9.1×10^{-6}	1.4×10^{-8}
${}^{152}_{63}\text{Eu}$	$2s_{1/2}$	5.204	3.4×10^{-4}	6.5×10^{-5}
${}^{178}_{72}\text{Hf}$	$1s_{1/2}$	51.373	2.0×10^{-7}	5.4×10^{-8}
${}^{189}_{76}\text{Os}$	$1s_{1/2}$	131.050	1.2×10^{-3}	2.2×10^{-2}
${}^{204}_{92}\text{Pb}$	$2p_{3/2}$	55.138	4.9×10^{-5}	8.7×10^{-6}
${}^{235}_{92}\text{U}$	$2p_{1/2}$	21.992	1.3×10^{-1}	1.3×10^{-2}
${}^{242}_{95}\text{Am}$	$5p_{3/2}$	0.135	3.6×10^{-3}	2.4×10^{-8}

Palfy et al., PRL 2007

Eksperymentalne próby obserwacji procesu NEEC dla ^{93m}Mo

W roku 2012 Karamian i Carroll jako pierwsi zaproponowali 'jakościowy schemat' eksperymentu NEEC z wykorzystaniem wiązki ciężkich jonów i układu tarcz

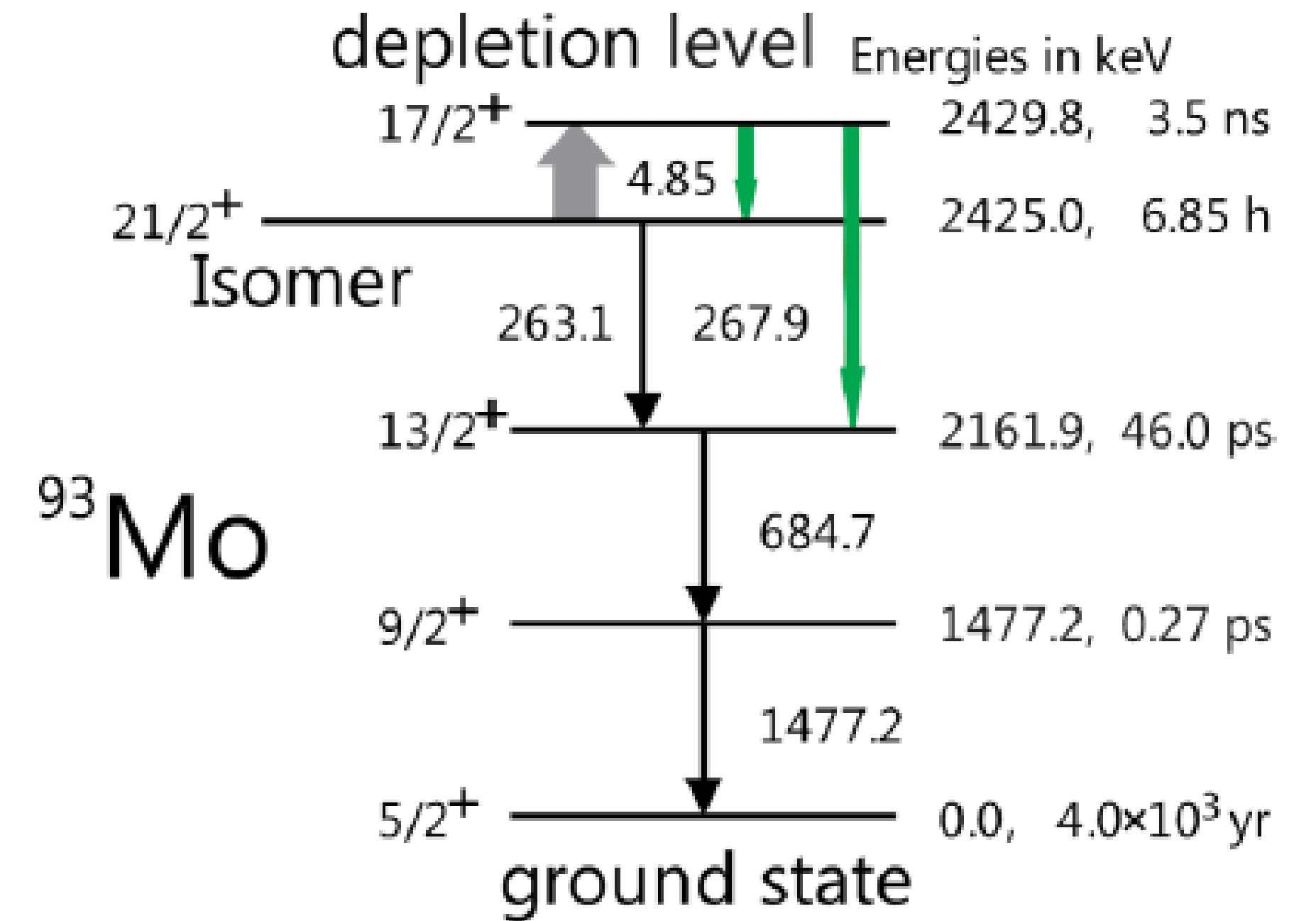


Reaction	Product nuclide		Intermediate state spin, parity	Energy above isomer, keV	Atomic state		Resonance energy, MeV/u	Electron impact energy, keV
	Isomer	Spin, parity			Charge	Vacancy		
$^4\text{He}(^{91}\text{Zr}, 2n)$	^{93m}Mo	$21/2^+$	$17/2^+$	4.8	$36+$	$3p_{3/2}$	4.91	2.67
$^2\text{H}(^{241}\text{Pu}, n)$	^{242m}Am	5^-	3^-	4.1	$42+$	$5p_{3/2}$	4.89	2.66

Karamian and Carroll., Phys. At. Nucl. (2012)

Eksperymentalne próby obserwacji procesu NEEC dla ^{93m}Mo

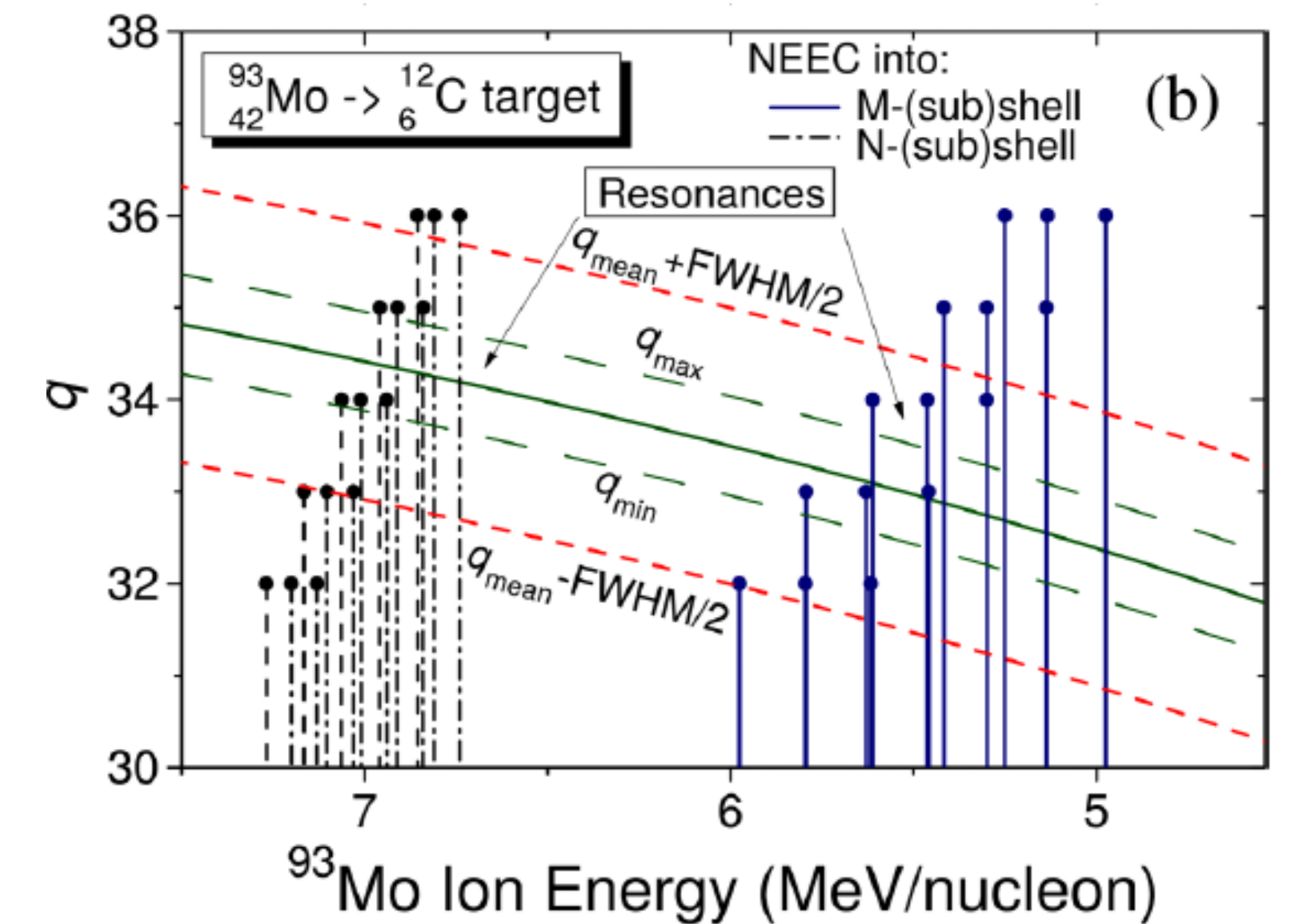
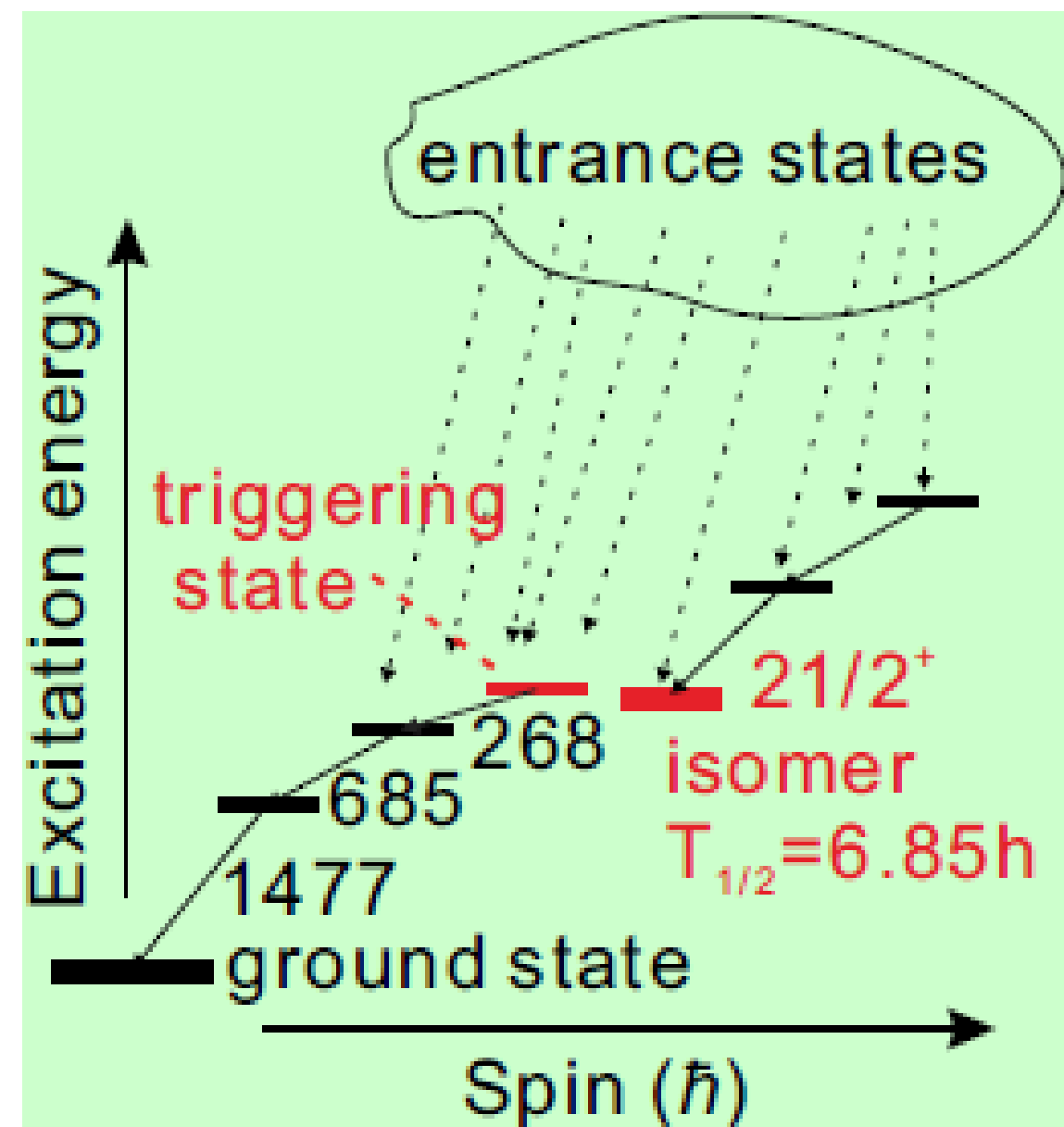
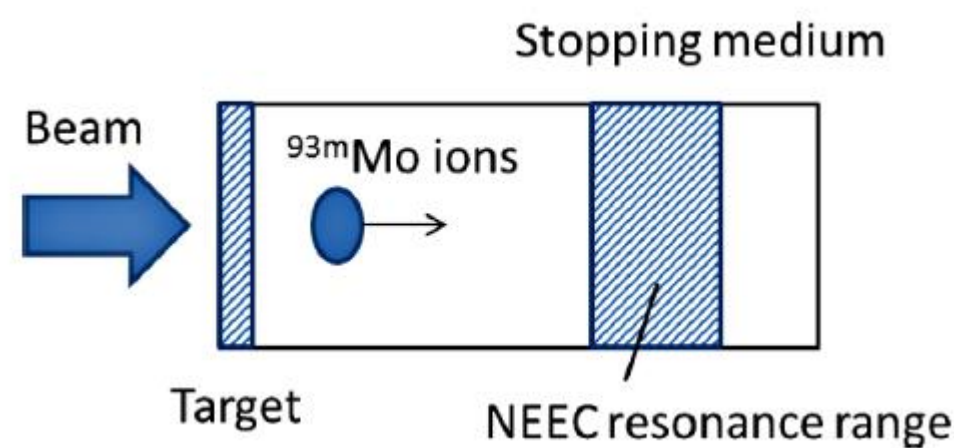
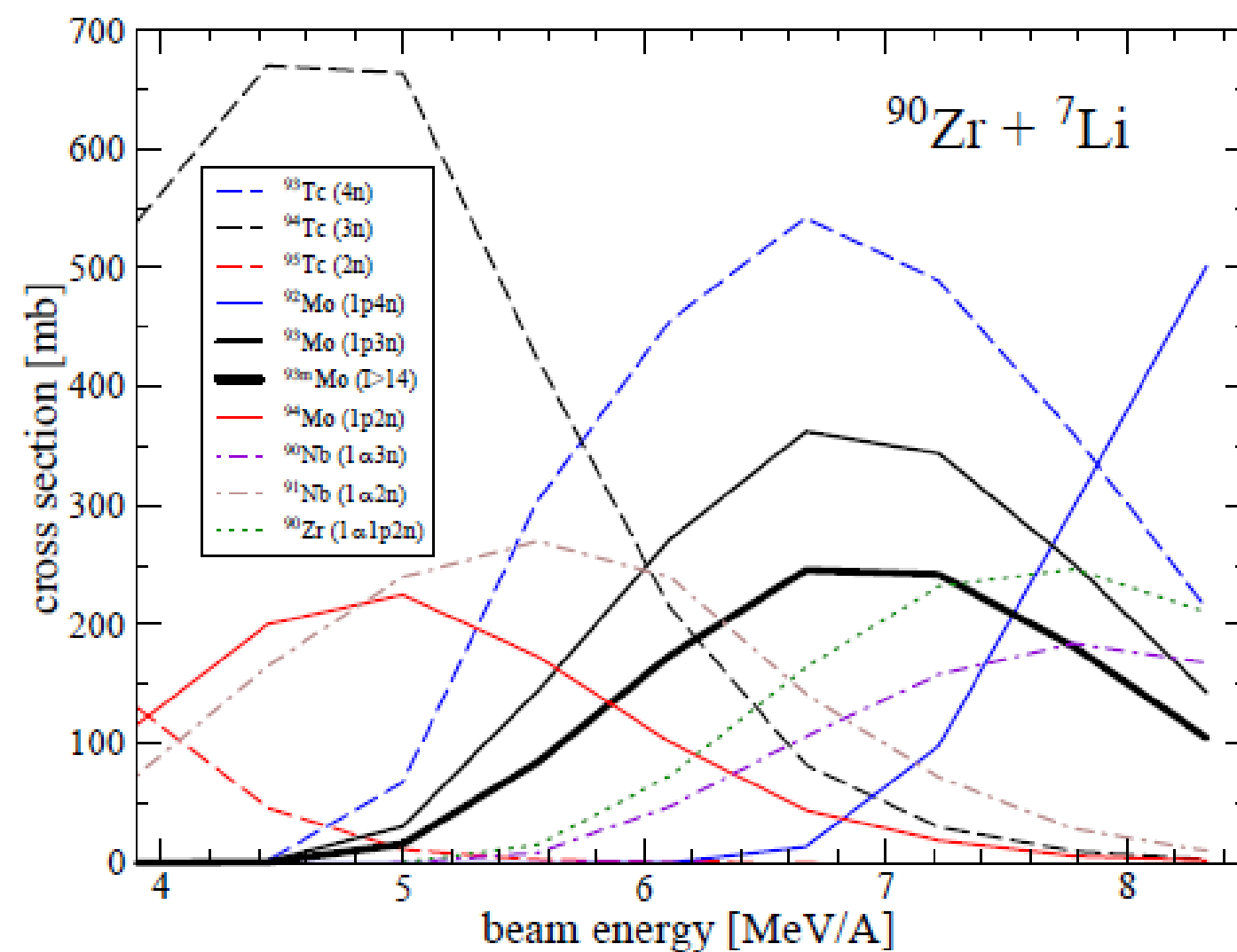
- Jądro ^{93}Mo posiada **stan izomeryczny $21/2+$** o energii 2425 keV z okresem połowicznego zaniku **6,85 h** i **stan pośredni $17/2+$** , leżący **4,85(9) keV** powyżej stanu izomerycznego
- Stan pośredni $17/2+$, zasilany w procesie NEEC niemal natychmiast rozpada się ($t_{1/2} = 3,5$ ns) do stanu podstawowego przez charakterystyczne przejścia gamma o energiach **268 keV**, **685 keV** i **1 478 keV**
- Ponieważ przejście **268-keV** nigdy nie powinno być widoczne w sekwencji rozpadu stanu izomerycznego $21/2+$, można je uznać za **jednoznaczną sygnaturę procesu wzbudzenia**, w szczególności procesu **NEEC**



Polasik, et al., PRC 2017

Eksperymentalne próby obserwacji procesu NEEC dla ^{93m}Mo

W roku 2017 przedstawiono optymalne warunki eksperymentalne konieczne do obserwacji procesu NEEC w warunkach oddziaływania jon-atom.

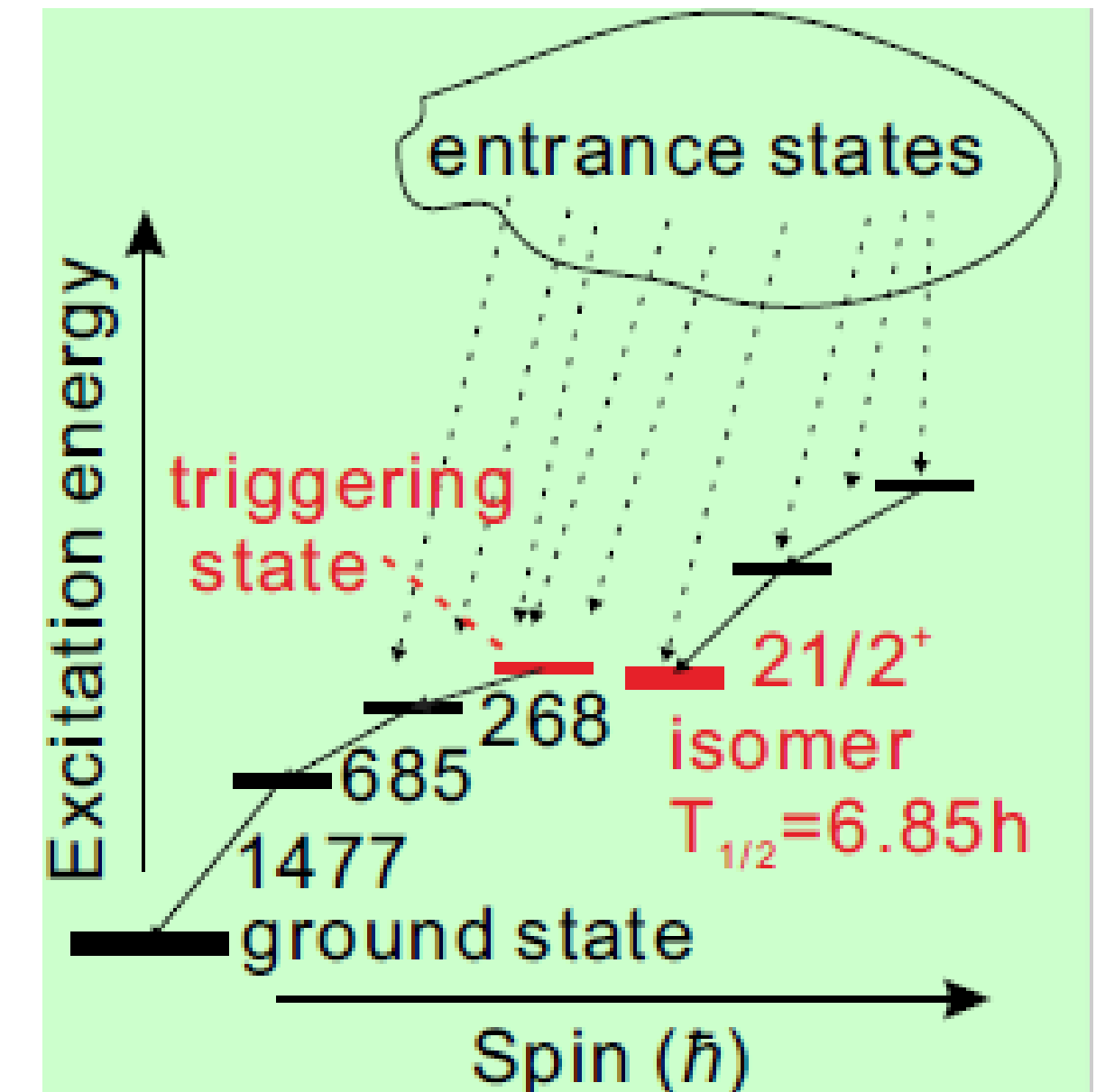
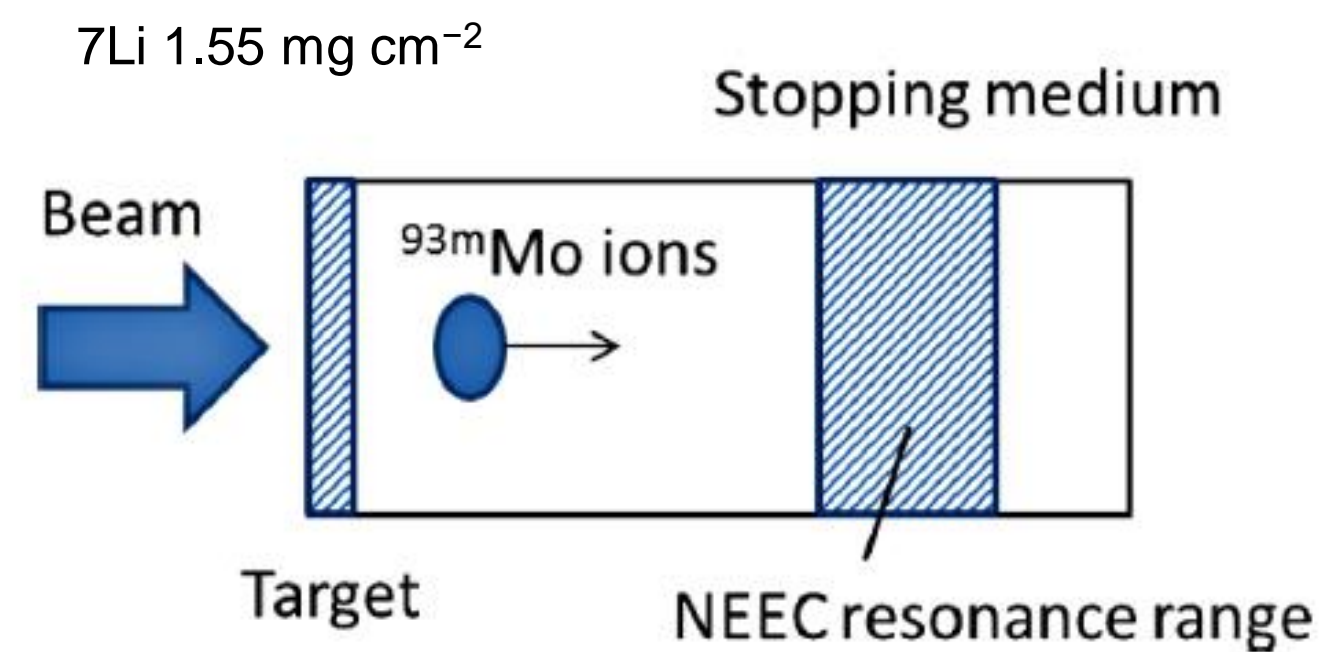
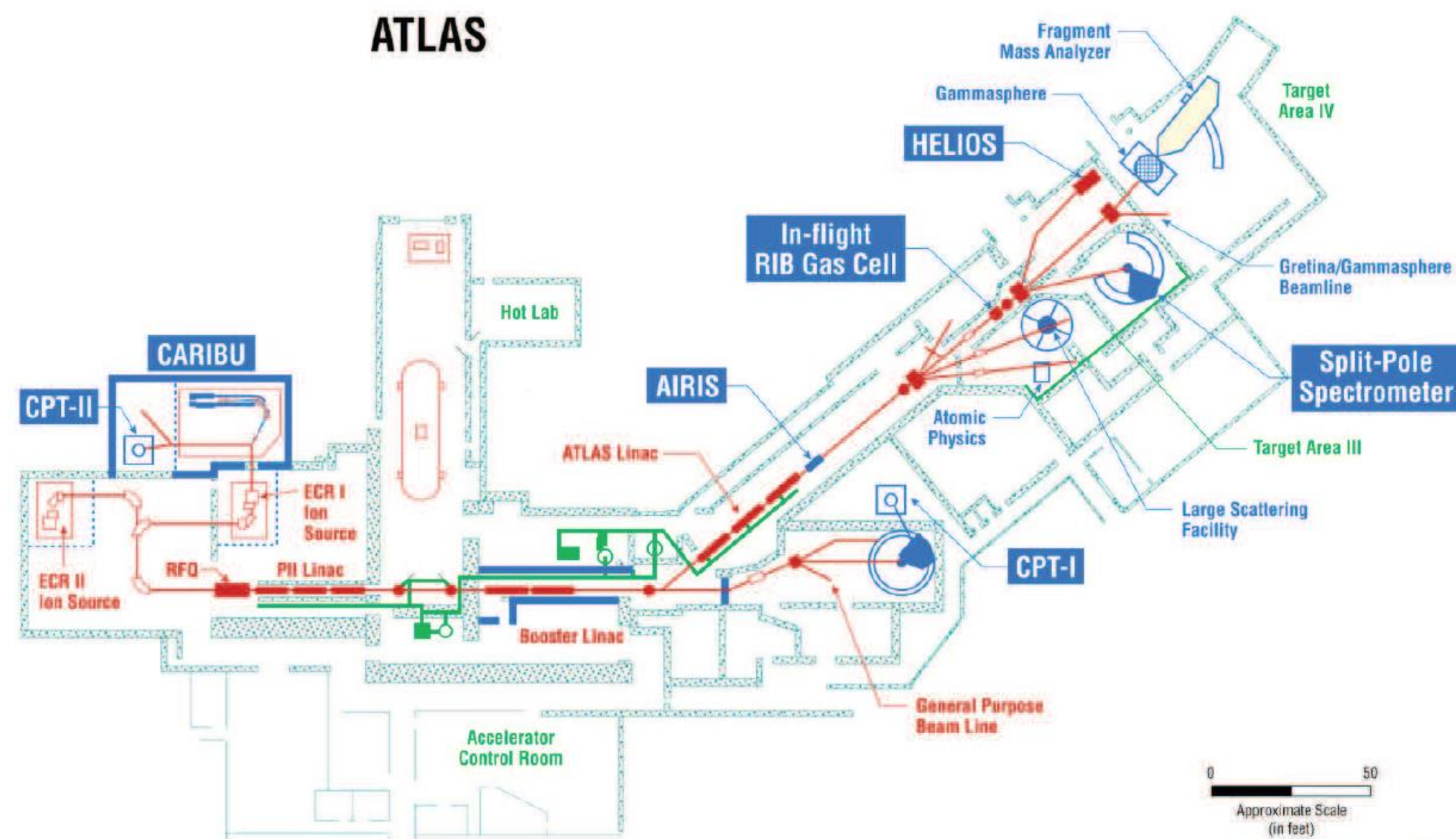


Polasik, et al., PRC 2017

Guo et al. (2022)

Eksperymentalne próby obserwacji procesu NEEC dla ^{93m}Mo

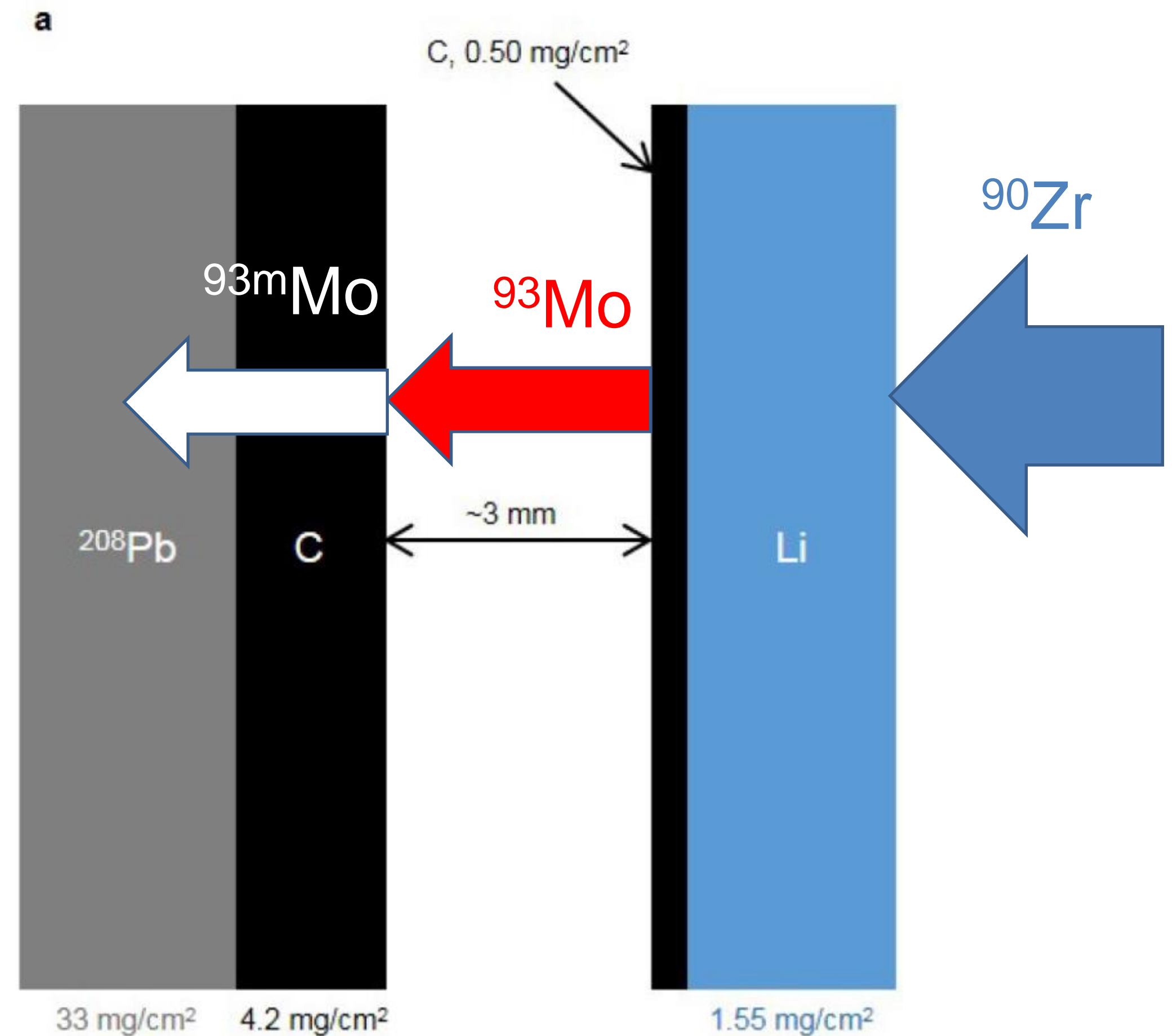
- Eksperyment przeprowadzono na liniowym akceleratorze ciężkich jonów ATLAS w Argonne National Laboratory
- Do produkcji stanów izomerycznych użyto wiązki jonów ^{90}Zr o energii 840-MeV i średniej intensywności około 6×10^8 jonów / s oraz tarczy Li o grubości 1.55 mg cm^{-2}



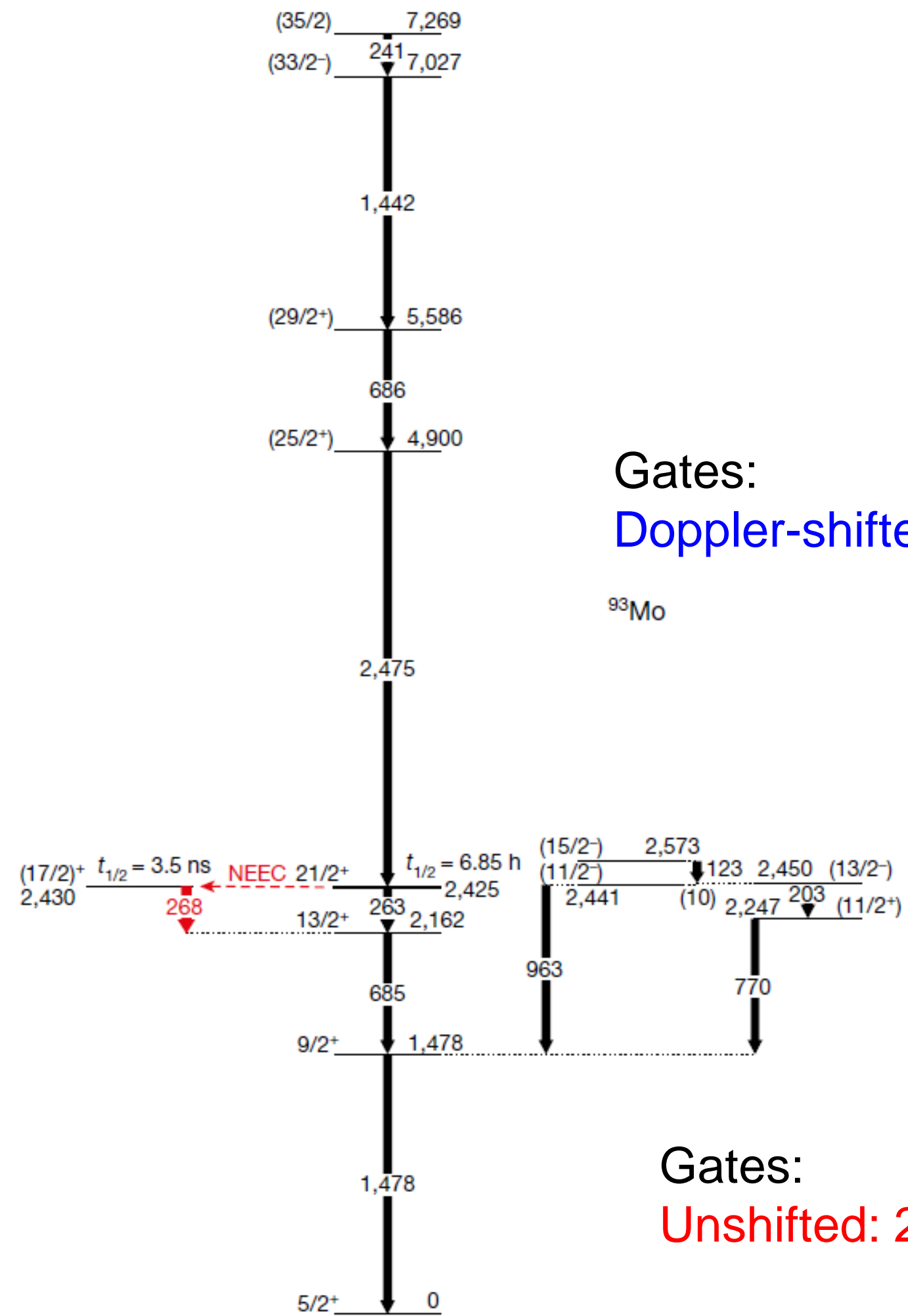
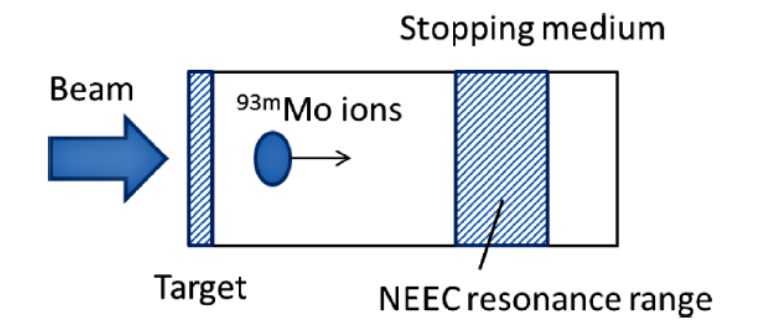
Nature (2018)
Guo et al. (2022)

Eksperymentalne próby obserwacji procesu NEEC dla ^{93m}Mo

- **Odpowiednia grubość tarczy Li** uwzględniająca z jednej strony efektywną produkcję izotopów ^{93}Mo , a z drugiej odpowiednio duże energie 'na wejściu' tarczy ^{12}C
- **Odpowiednia przerwa między tarczami Li i C** tak aby pikosekundowe stany leżące powyżej stanu izomerycznego $21/2+$ zdążyły go zasilić
- **Odpowiednia grubość tarczy ^{12}C** tak aby przeprowadzić jon ^{93m}Mo przez pełen obszar rezonansów, odpowiednio w powłoce L, M i N.



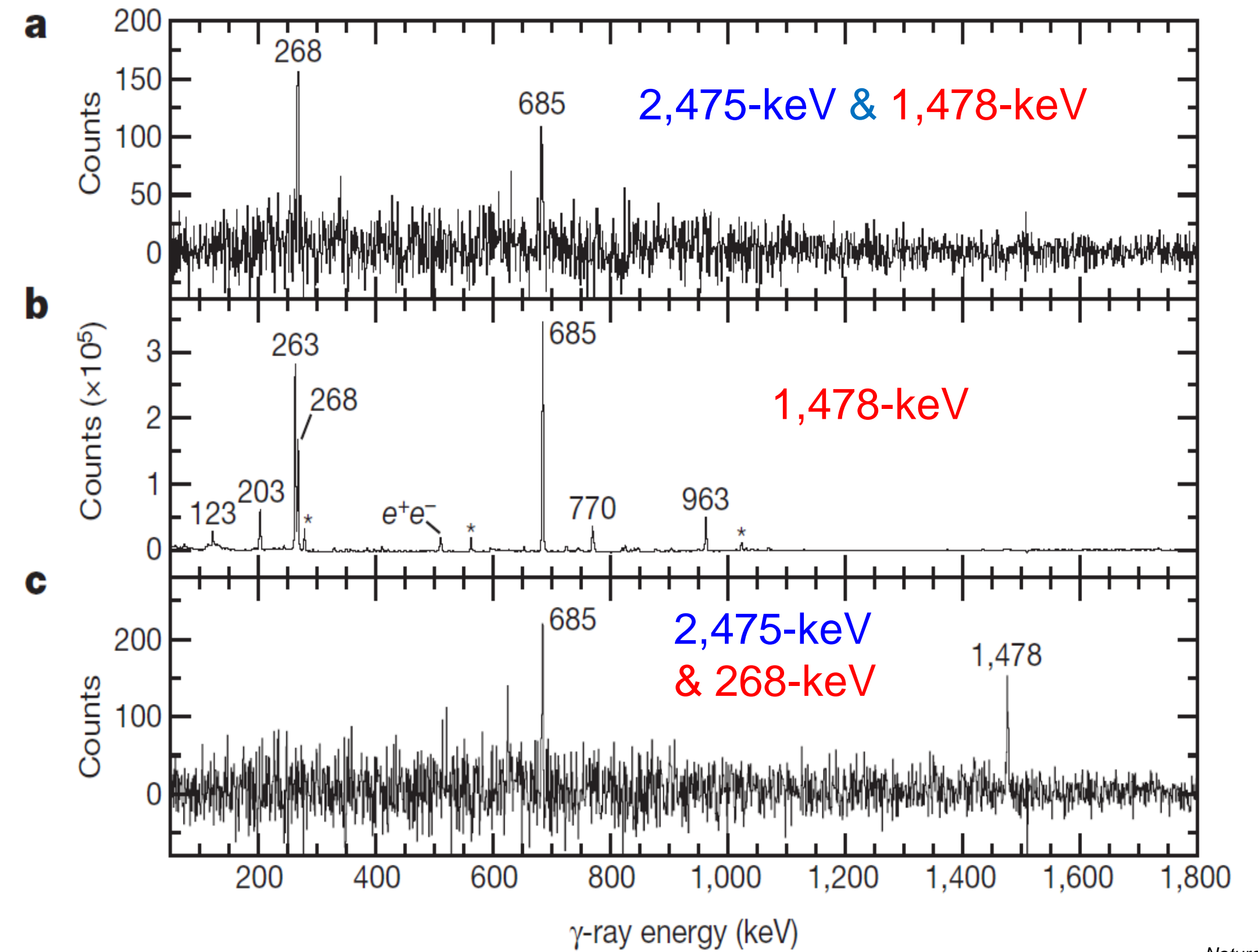
Sygnatura procesu NEEC dla ^{93m}Mo



Gates:
Doppler-shifted: 2,475-keV

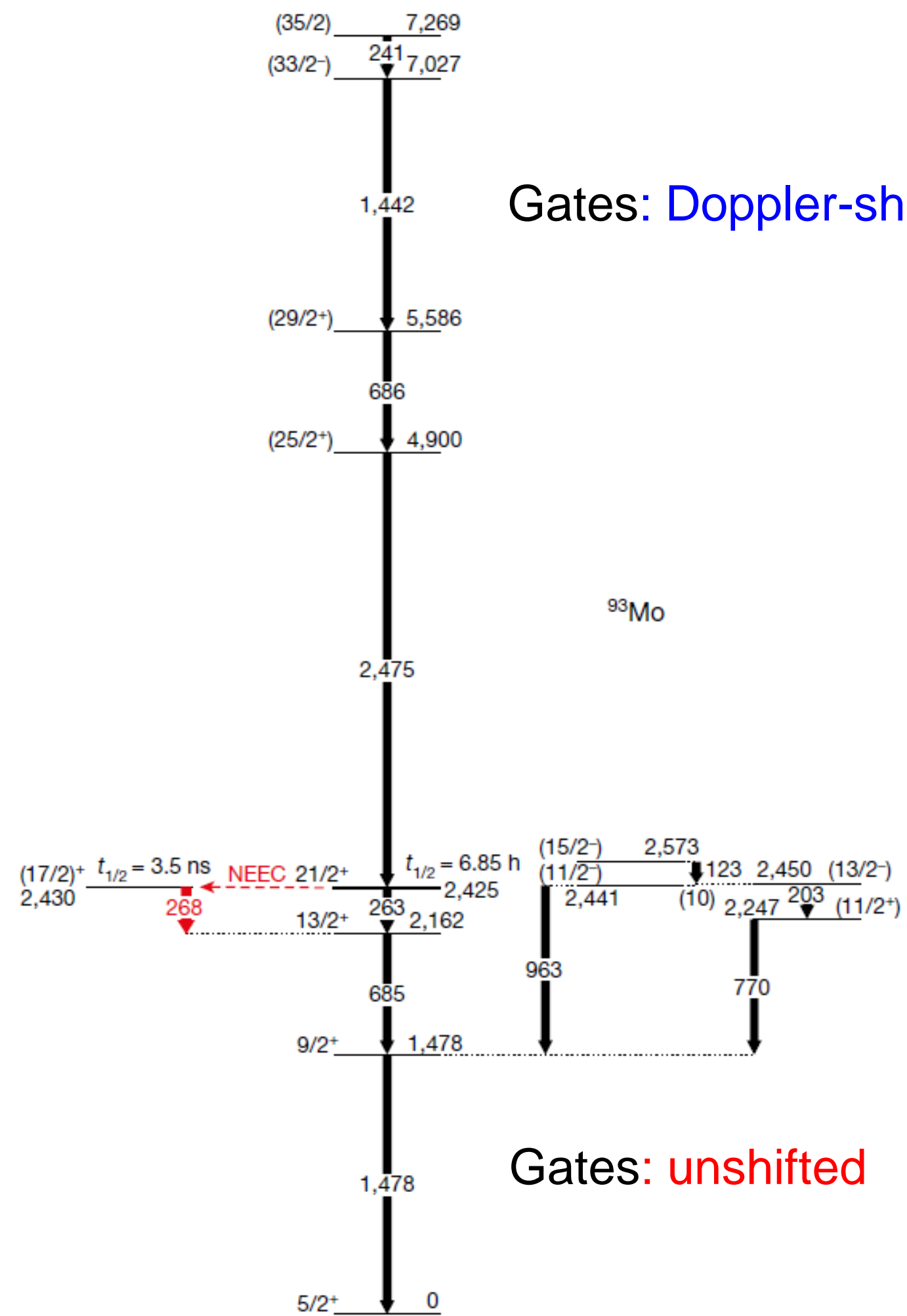
^{93}Mo

Gates:
Unshifted: 268-keV, 1,478-keV



Nature (2018)

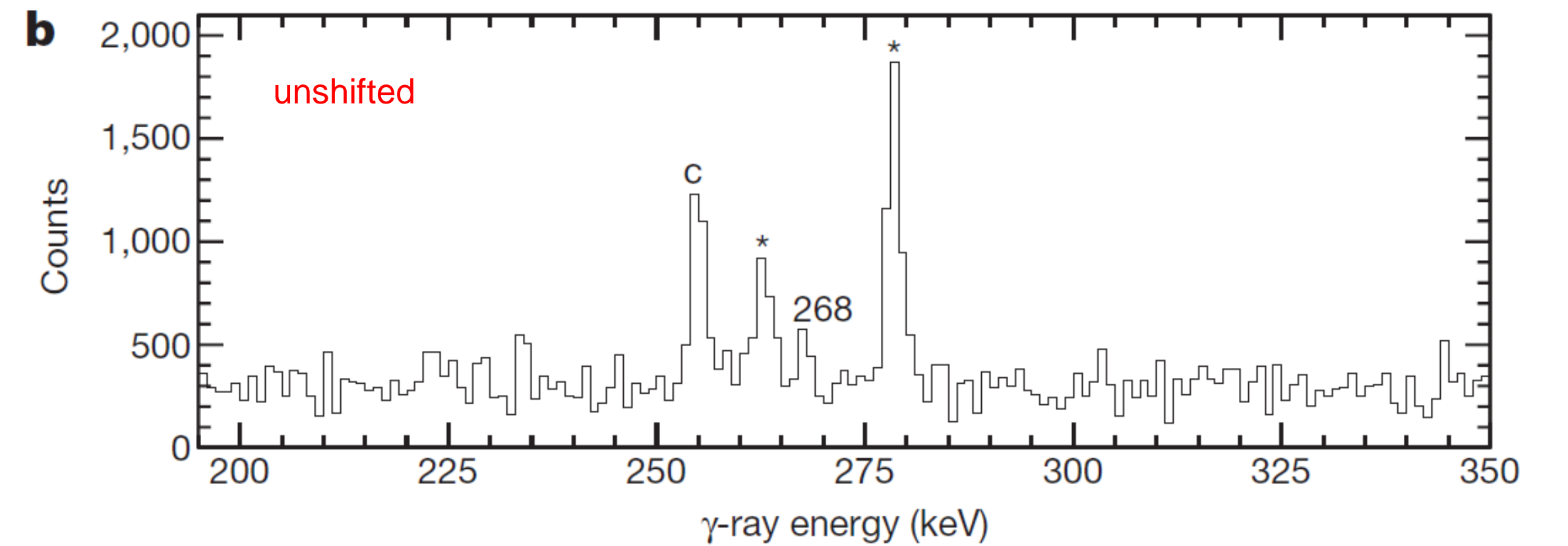
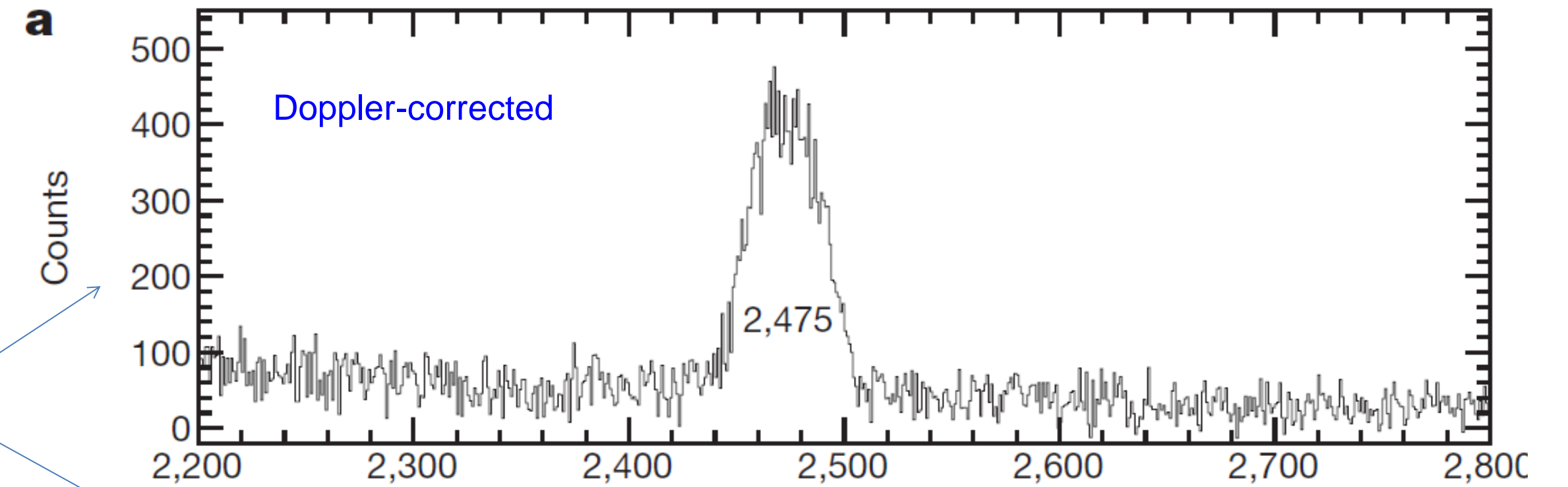
Prawdopodobieństwo wzbudzenia stanu izomerycznego ^{93m}Mo



Gates: Doppler-shifted

Gates: unshifted

Gates: 241 keV
and
(1,442 or 686 keV)



$$P_{exc} = \frac{RA_{268}(1+\alpha)}{A_{2475}} = 1.0(3)\%$$

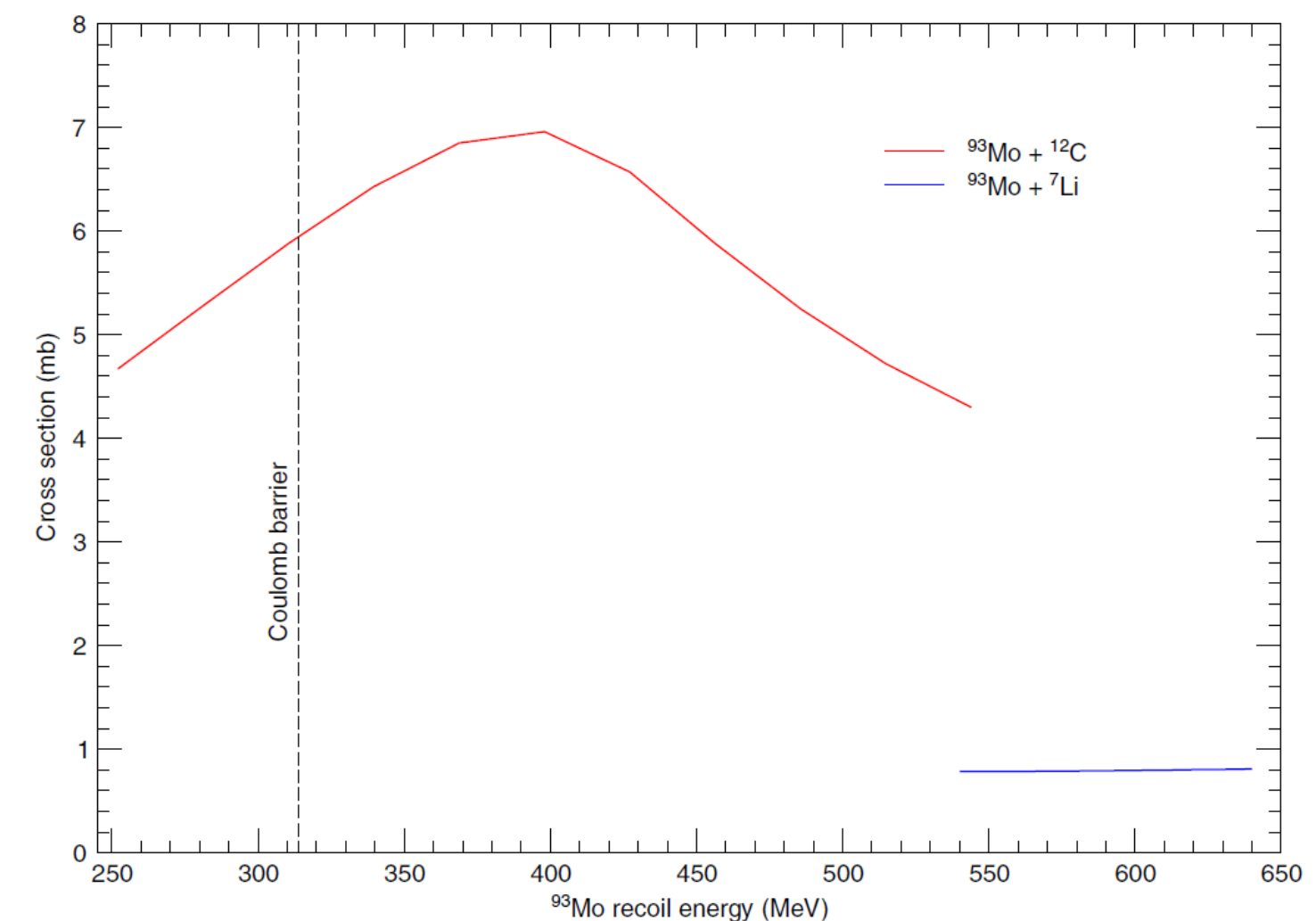
$$\alpha = 0.0355$$

$$R = \varepsilon_{\gamma,2475} / \varepsilon_{\gamma,268} = 0.28$$

Nature (2018)

Wykluczenia procesów konkurencyjnych mogących prowadzić do wzbudzenia stanu izomerycznego ^{93m}Mo

- Inelastic-scattering excitation
- NEET
- Coulomb excitation



The inelastic-scattering cross-sections for exciting ^{93m}Mo to the intermediate state,

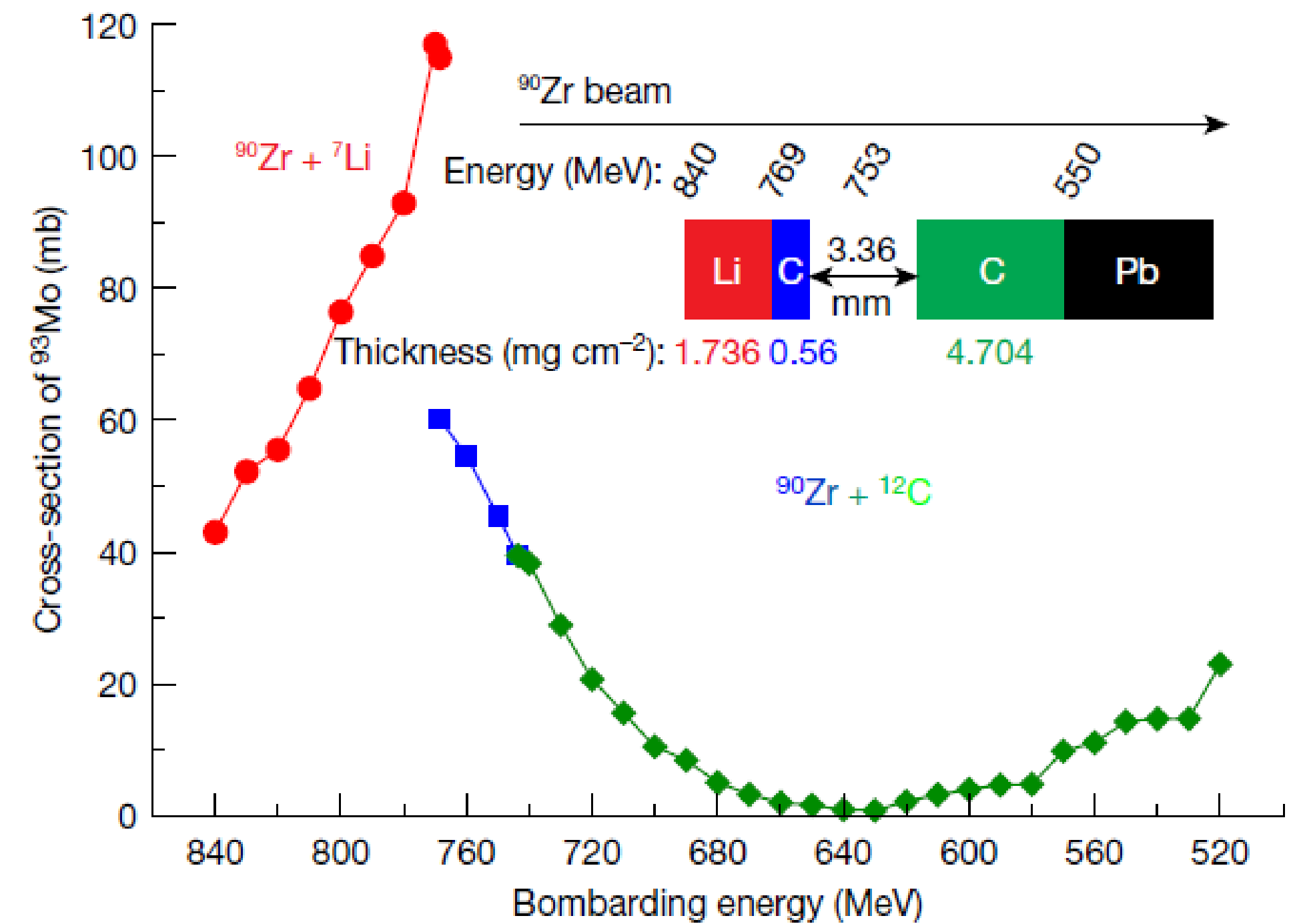
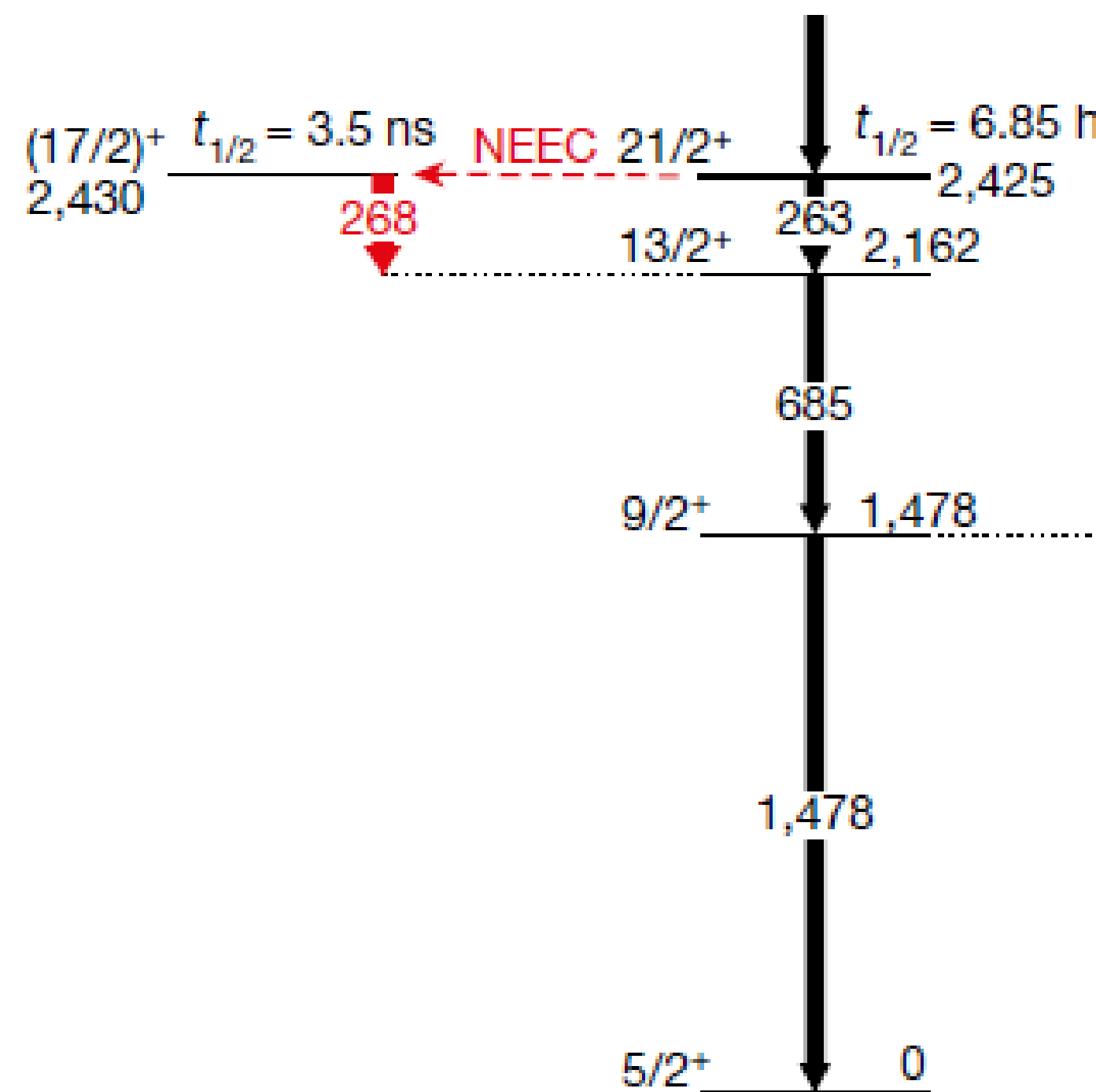
6×10^{-8} , 2×10^{-6} and 3×10^{-6} in the Li, C and Pb

Nature (2018)

Possible overestimation of isomer depletion due to contamination

Zasugerowano możliwe przypadkowe koincydencje przejścia 268-keV ze stanu pośredniego $17/2^+$ z sekwencyjnymi przejściami do stanu podstawowego $5/2^+$, co potencjalnie mogłoby zwiększyć mierzone prawdopodobieństwa procesu NEEC w ^{93m}Mo

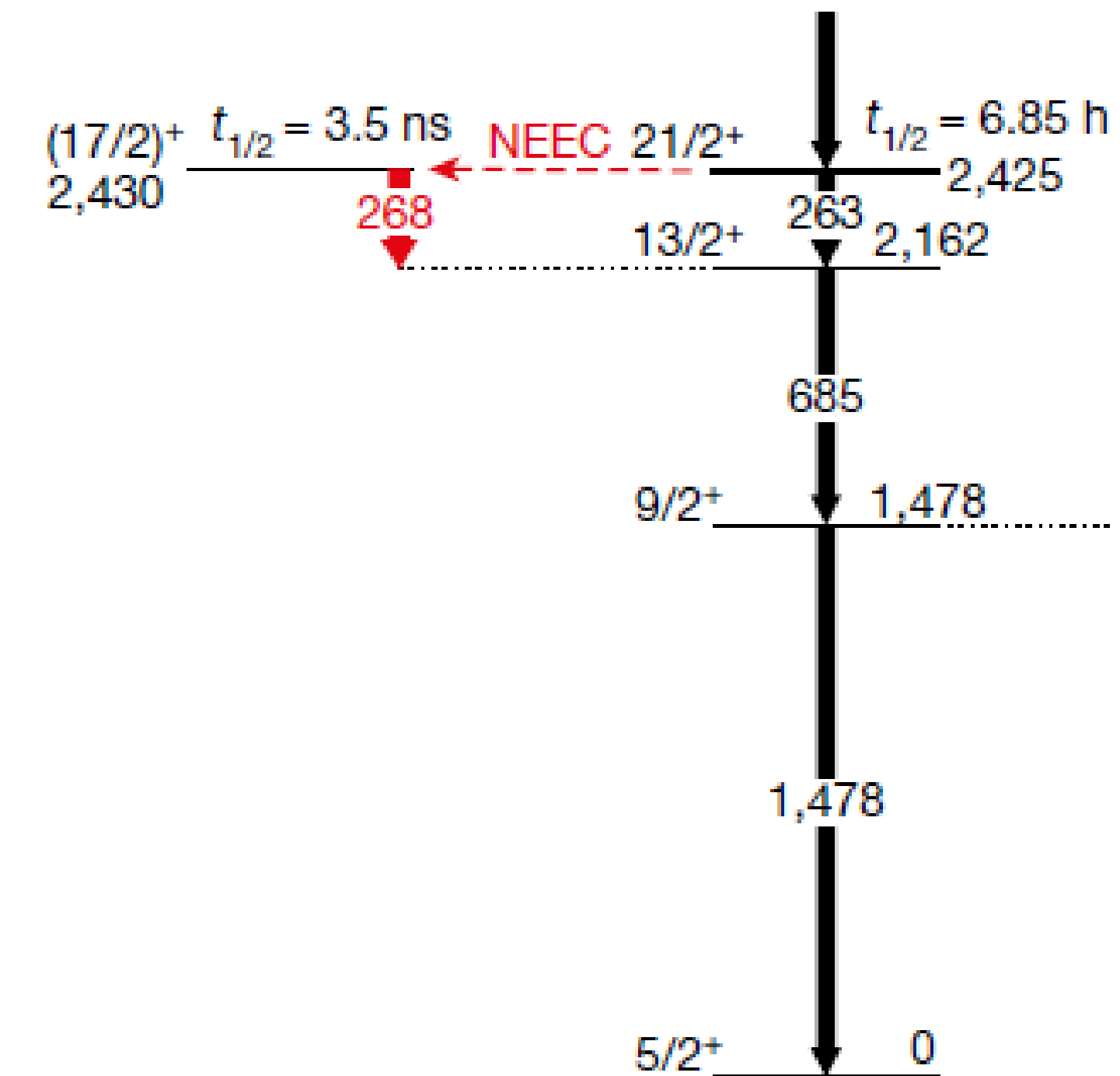
$$P_{\text{chance}} = 0.03\text{--}0.5\%.$$



Guo et al. *Nature* 2021

Reply to: Possible overestimation of isomer depletion due to contamination

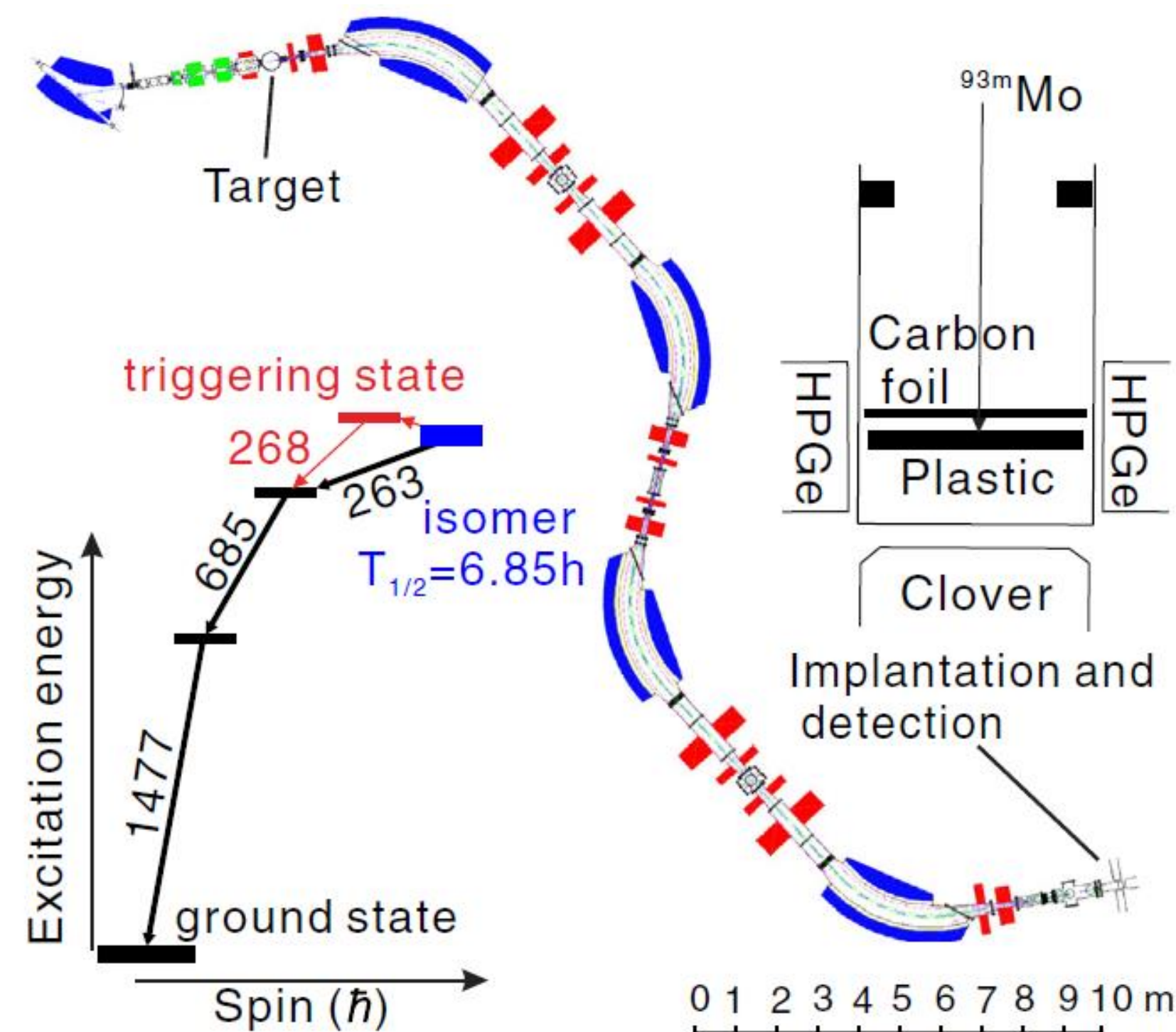
- W odpowiedzi na prace Guo i in. *Nature* 2021 przeprowadzono dodatkową analizę danych pomiarowych w celu zweryfikowania górnego limitu możliwych przypadkowych koincydencji linii **268-keV** i linii **1478-keV** w krótkim oknie koincydencyjnym (90 ns) a linii **685-keV** w krótkim (90 ns) i w pełnym oknie koincydencyjnym (2 μ s)
- Analizy wykazały, że błąd systematyczny związany z przypadkową koincydencją linii 268 keV nie przekracza $\sim 0.1\%$.



Chiara et al. *Nature* 2021

Eksperymentalne próby obserwacji procesu NEEC dla ^{93m}Mo

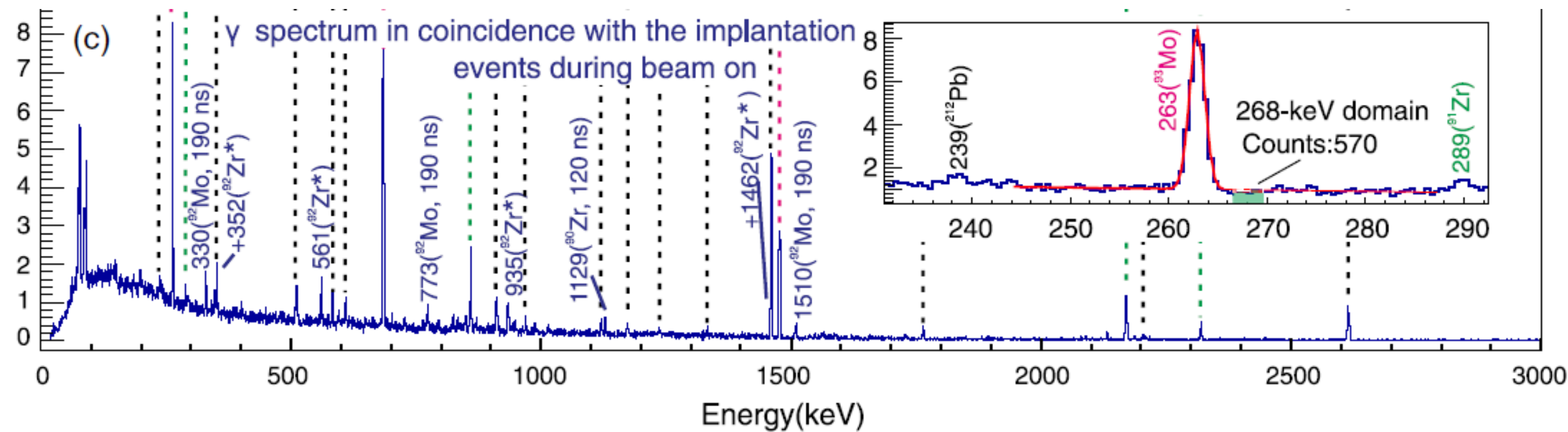
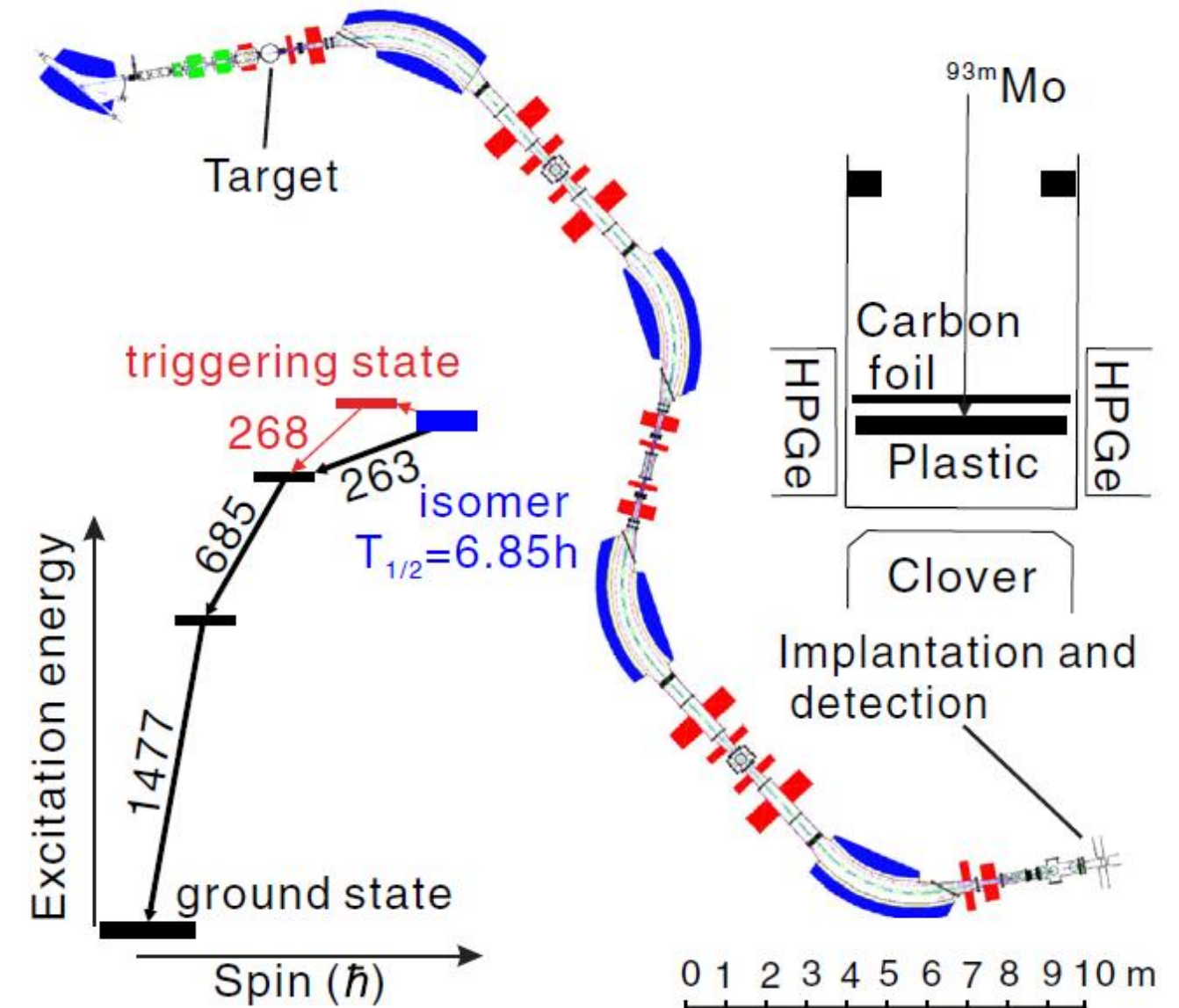
- W roku 2022 opublikowano pracę dotyczącą kolejnej próby eksperymentalnej obserwacji procesu NEEC dla ^{93m}Mo
- Eksperyment został przeprowadzony w laboratorium w Lanzhou z wykorzystaniem radioaktywnej wiązki ciężkich jonów
- Izomery ^{93m}Mo były produkowane w reakcji $^{12}\text{C}(^{86}\text{Kr},5n)$ przy energii wiązki 559 MeV (6.5 MeV/u)
- Jony ^{93m}Mo o stanie ładunkowym $q=36+$ oraz energii 460 MeV były transportowane (35 m) do drugiej tarczy ^{12}C ('tarcza NEEC')
- Jony $^{93m}\text{Mo}^{36+}$ zostały spowolnione i ostatecznie zatrzymane w plastikowym detektorze pokrytym folią węglową o grubości $20\ \mu\text{m}$.



Guo et al. PRL 2022

Eksperymentalne próby obserwacji procesu NEEC dla ^{93m}Mo

- Kwanty γ zostały były rejestrowane przez 5 detektorów germanowych o wysokiej czystości (HPGe) wyposażonych w osłony anty-Comptonowskie
- Dane zbierano przez 93h z wiązką *on-line*, 18.4h z wiązką *off-line* (24h pomiary tła)
- W eksperymencie nie zaobserwowano linii γ o energii 268 keV, która byłaby sygnaturą procesu NEEC dla eksperymentu w Lanzhou
- Wyznaczony górny limit dla prawdopodobieństwa NEEC
 $P_{\text{NEEC}} = 2 \times 10^{-5}$



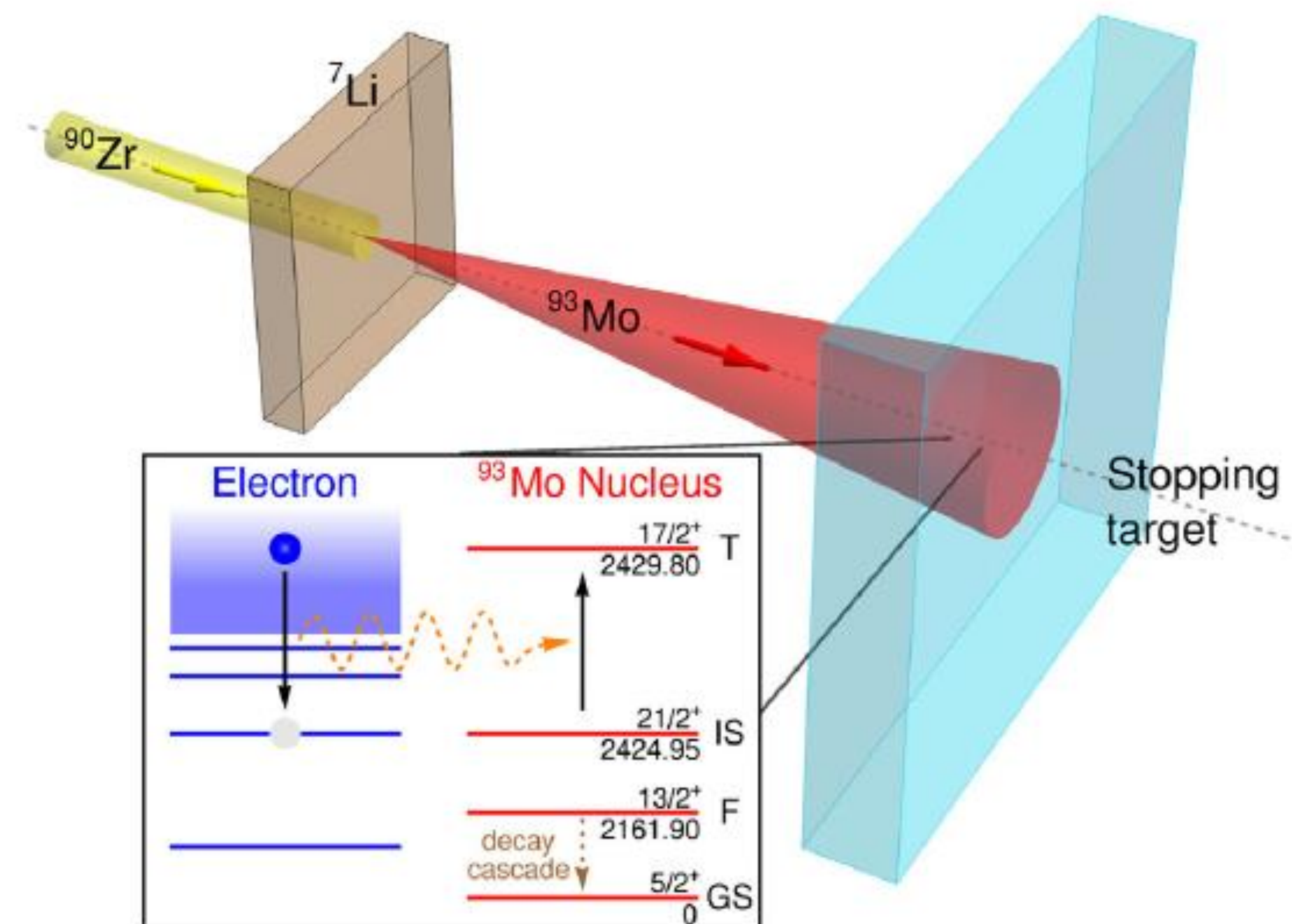
Guo et al. PRL 2022

Przewidywania teoretyczne procesu NEEC dla ^{93m}Mo

- Całkowite teoretyczne prawdopodobieństwo zajścia procesu NEEC dla izomeru ^{93m}Mo to suma prawdopodobieństw cząstkowych po wszystkich możliwych kanałach rekombinacji α i wszystkich dostępnych stanach ładunkowych q jonów ^{93m}Mo zintegrowanych w czasie oddziaływania jon-atom

$$P = \sum_{q,\alpha} \int f_q \phi \sigma_q^\alpha dt,$$

gdzie f_q jest frakcją ładunkową jonów,
 ϕ strumieniem elektronów w układzie spoczynkowym jonu,
 a σ_q^α to przekroje czynne na proces NEEC dla kanału rekombinacyjnego α i jonu w początkowym stanie ładunkowym q



Wu et al., PRL (2019)

Przewidywania teoretyczne procesu NEEC dla ^{93m}Mo

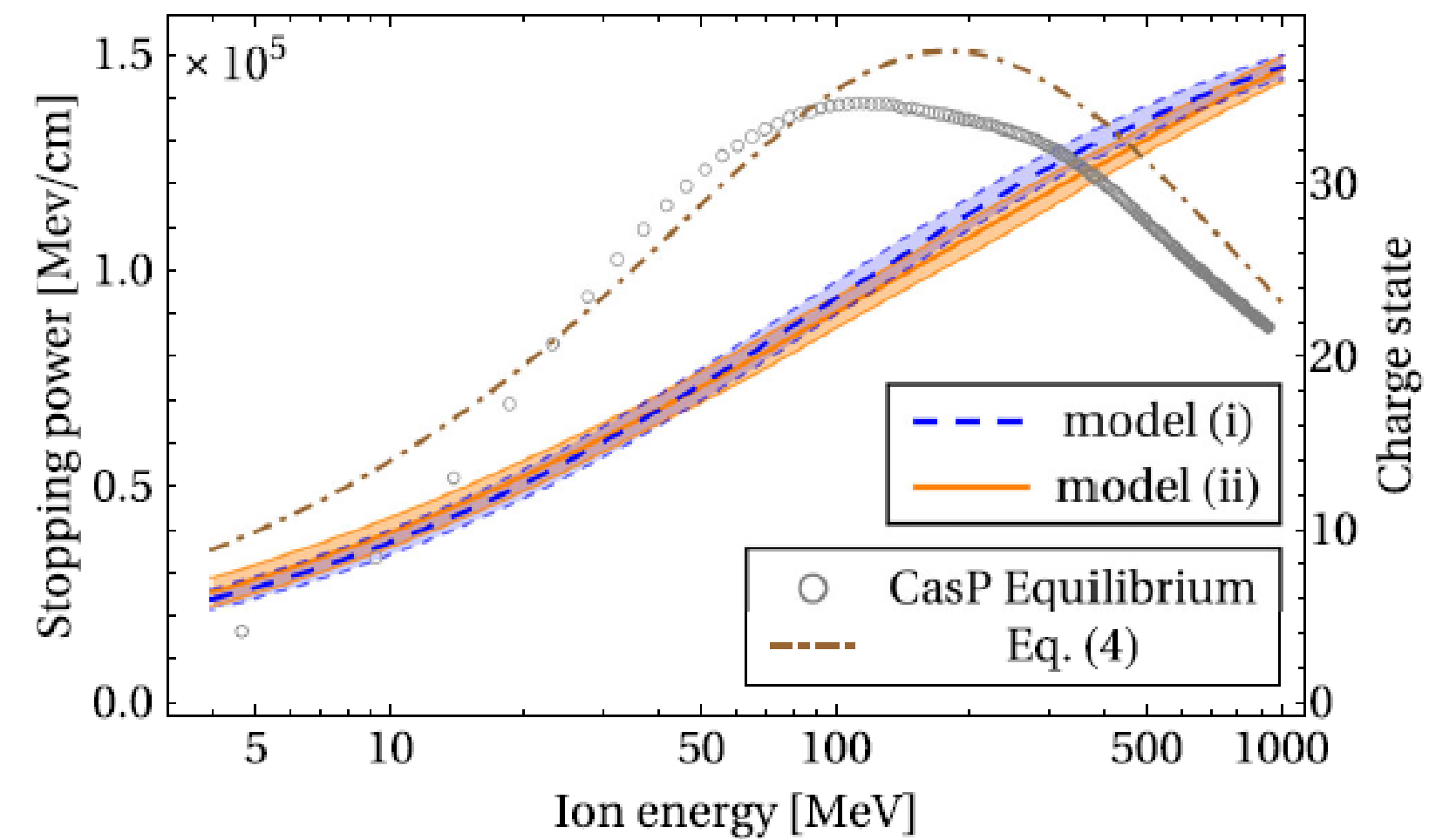
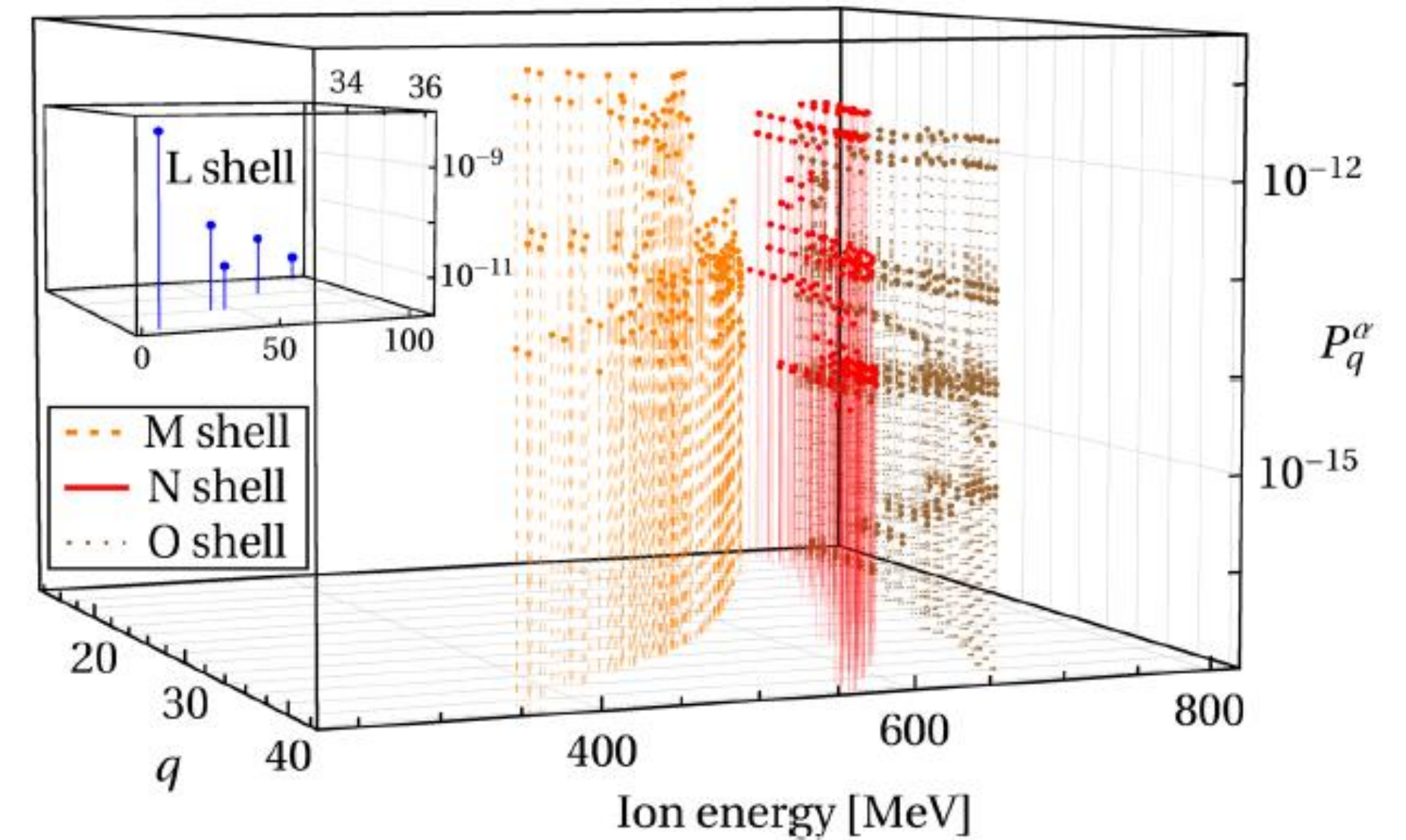
- Całkowite teoretyczne prawdopodobieństwo można zapisać jako:

$$P = \sum_{q,\alpha} f_q(E_{q,\alpha}^{\text{ion}}) n_e S_q^\alpha(E_{q,\alpha}) \frac{m_i}{m_e} \frac{1}{-(dE^{\text{ion}}/dx)|_{E_{q,\alpha}^{\text{ion}}}}$$

$-dE/dx$	q	
	(i) [40]	(ii) [41]
CasP-q	2.66×10^{-11}	2.58×10^{-11}
CasP equilibrium	2.73×10^{-11}	2.54×10^{-11}
Ref. [43]	2.43×10^{-11}	2.26×10^{-11}

- Rozbieżność między eksperymentem a teorią wynosi 9 rzędów wielkości!

$$P_{exc} = \frac{RA_{268}(1+\alpha)}{A_{2475}} = 1.0(3) \times 10^{-2}$$



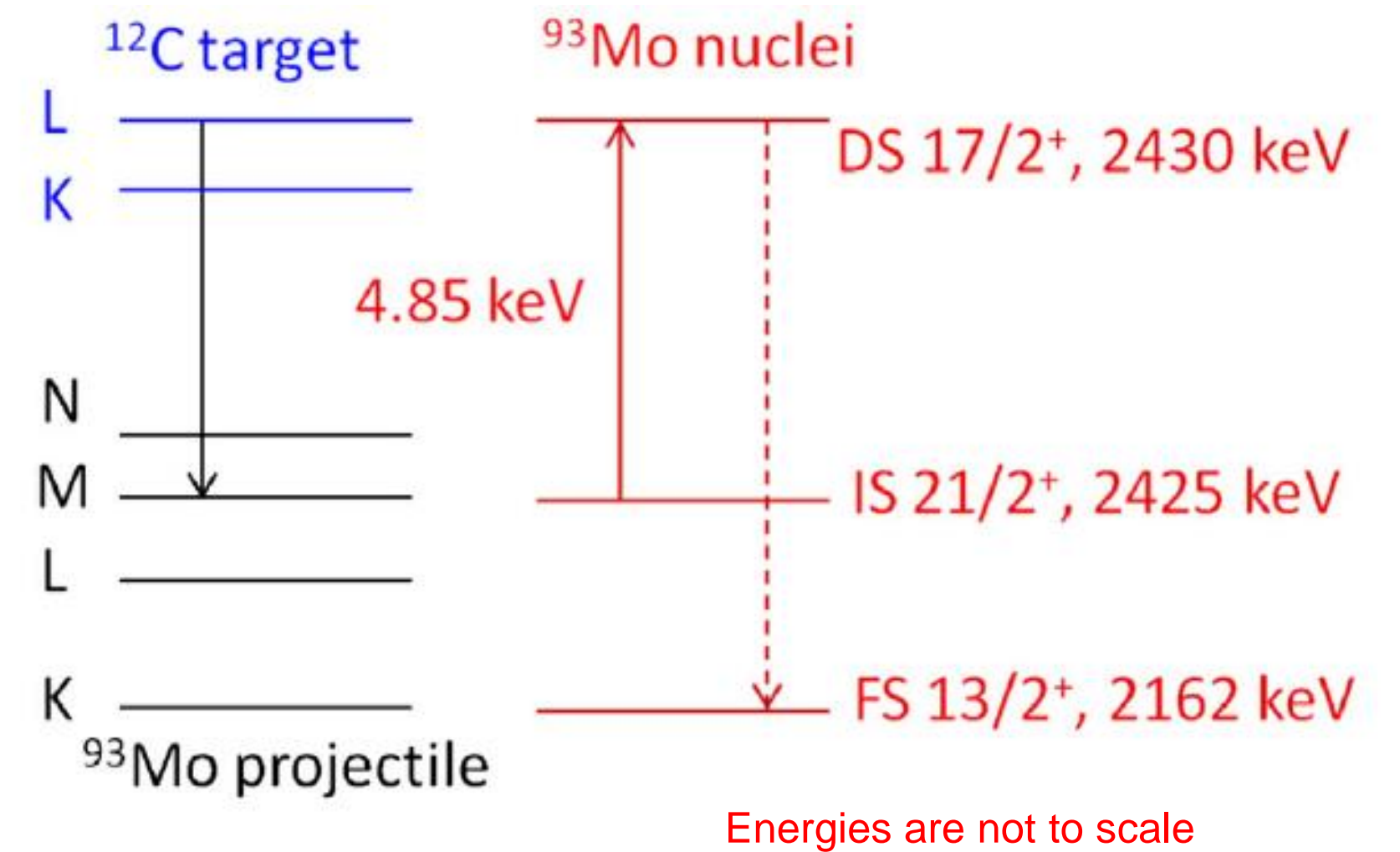
Wu et al., PRL (2019)

Przewidywania teoretyczne procesu NEEC dla ^{93m}Mo

- W pierwszym kroku spróbowaliśmy odtworzyć obliczenia sił rezonansowych/prawdopodobieństw otrzymane przez grupę z Heidelberga

$$S_{\text{NEEC}}^{q,nl_j} = g \frac{\lambda_e^2 \alpha_{\text{IC}}^{q,nl_j} (\text{DS} \rightarrow \text{IS}) \Gamma_\gamma (\text{DS} \rightarrow \text{IS})}{4 \Gamma_{\text{tot}}(\text{DS})} \times [1 + \alpha_{\text{IC}}^{q=0} (\text{DS} \rightarrow \text{FS})] \Gamma_\gamma (\text{DS} \rightarrow \text{FS})$$

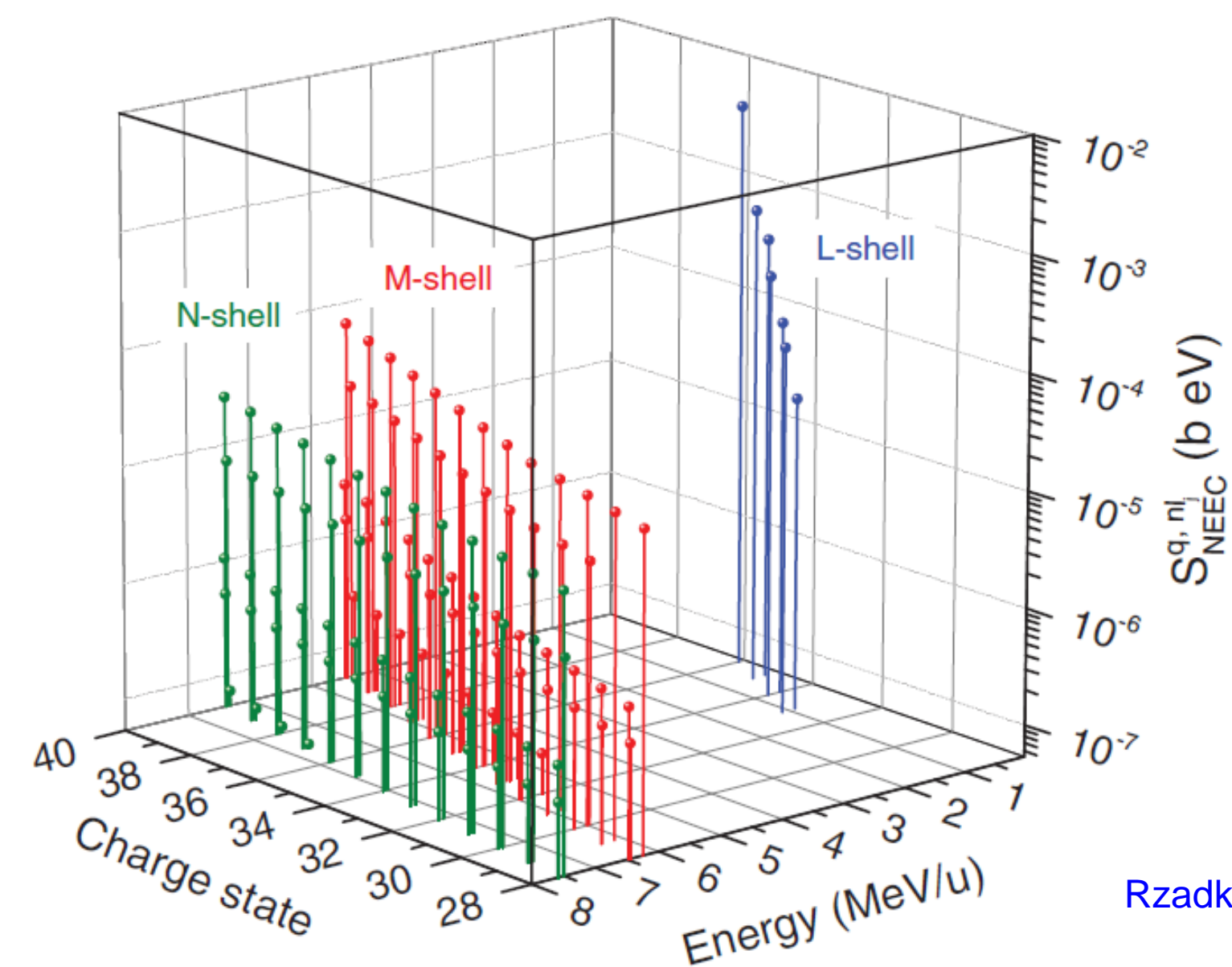
gdzie λ_e to długość fali wychwytywanych elektronów o energii kinetycznej koniecznej dla zajścia procesu NEEC, g jest funkcją spinów jądrowych i atomowych, $\alpha_{\text{IC}}^{q,nl_j} (\text{DS} \rightarrow \text{IS})$ to cząstkowe współczynniki konwersji wewnętrznej (ICC) dla podpowłoki atomowej nl_j i stanu ładunkowego q .



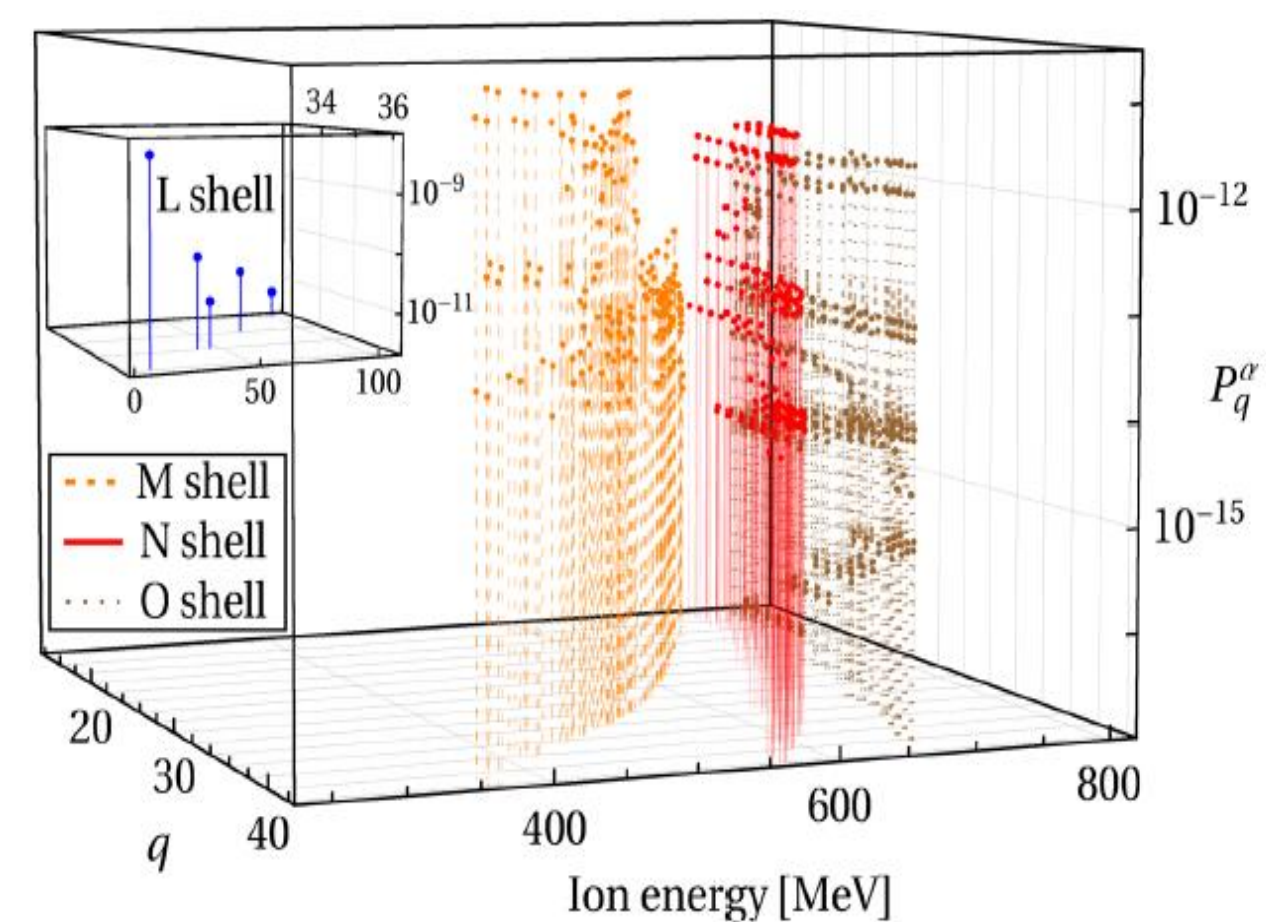
Rzadkiewicz et al., *PRL* (2021)

Przewidywania teoretyczne procesu NEEC dla ^{93m}Mo

- Siły rezonansowe NEEC rosną wraz ze wzrostem q co jest prostą konsekwencją wzrostu energii wiązania elektronów w układach silnie zjonizowanych
- Największe wartości sił rezonansowych występują dla powłoki L jonów ^{93m}Mo
- Jednak w teorii rekombinacyjnej udział powłoki L w ogólnym prawdopodobieństwie NEEC jest silnie tłumiony przez ograniczoną liczbę odpowiednich stanów ładunkowych.



Rzadkiewicz et al., *PRL* (2021)



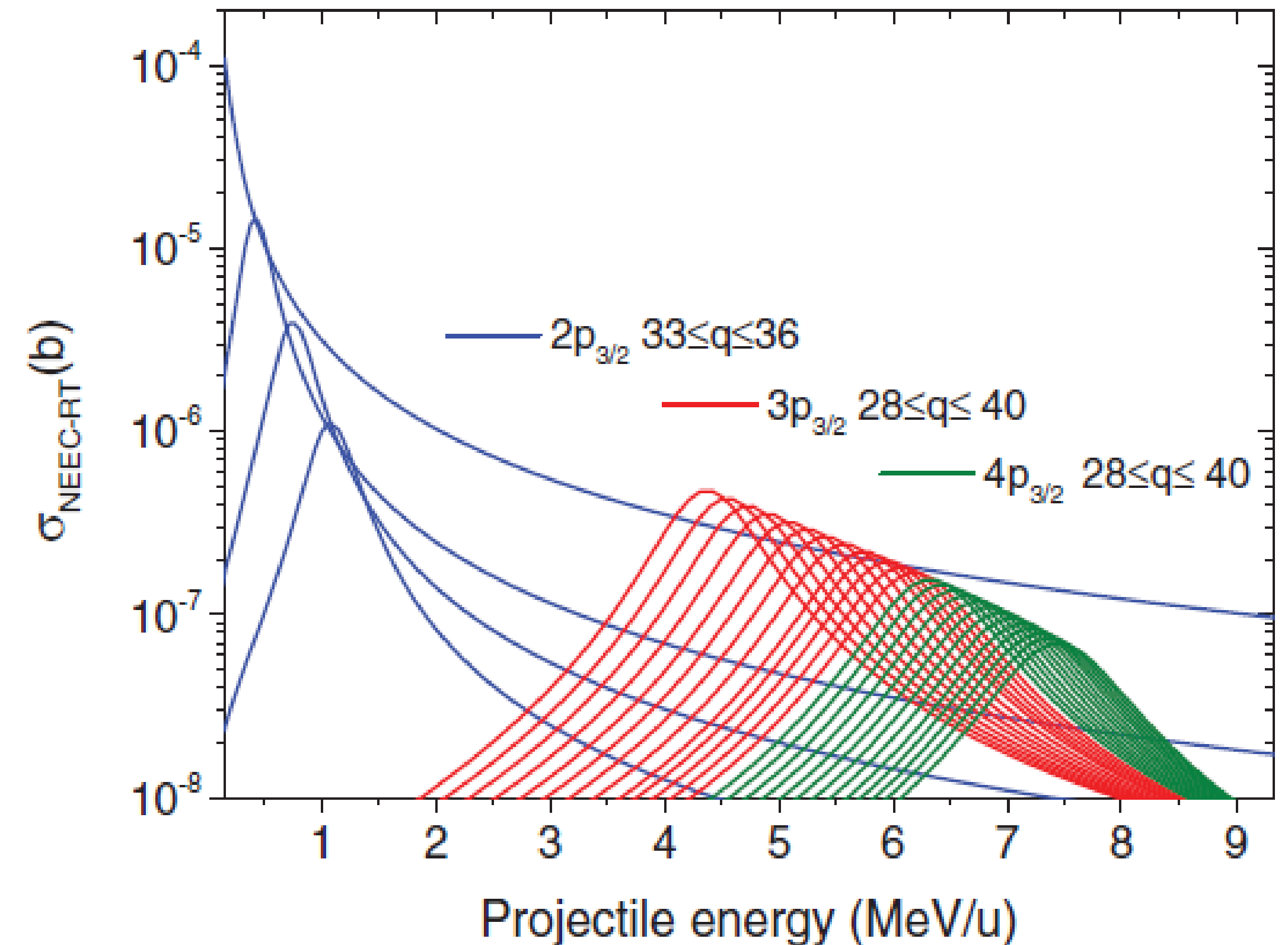
Wu et al., *PRL* (2019)

Przewidywania teoretyczne procesu NEEC dla ^{93m}Mo

- W kolejnym kroku zaproponowaliśmy nowe podejście teoretyczne do opisu procesu NEEC, w którym wzbudzenie jądrowe następuje poprzez wychwyt elektronów w procesie transferu elektronu (nie w procesie rekombinacyjnym)
- Przekroje czynne na proces NEEC-RT obliczono jako sumę rozkładów sił rezonansowych ^{93m}Mo profilami elektronów tarczy:

$$\sigma_{\text{NEEC-RT}}^{q,nl_j} = \sum_i \sqrt{\frac{M_p}{2E_p}} J_i(Q) S_{\text{NEEC}}^{q,nl_j}$$

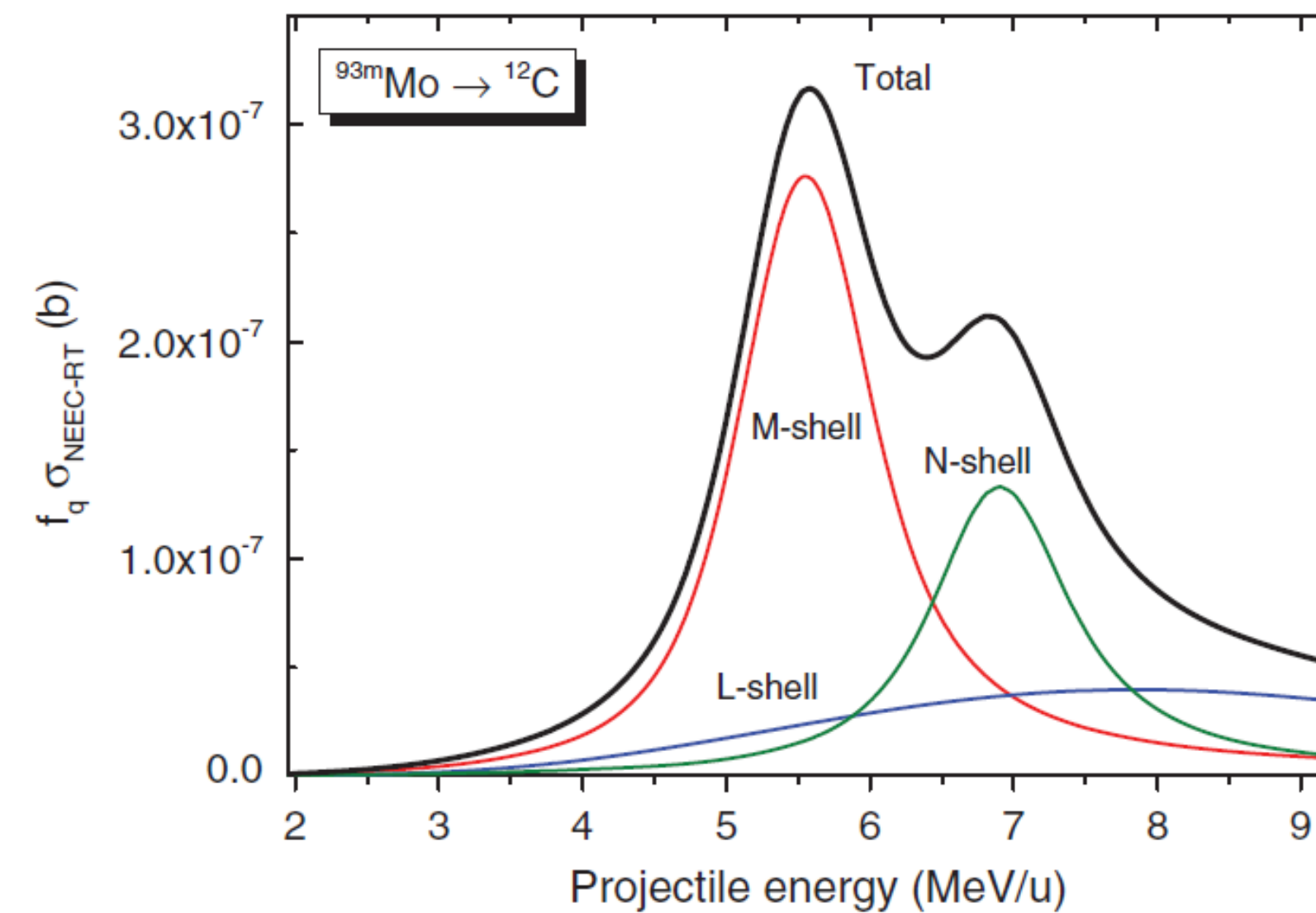
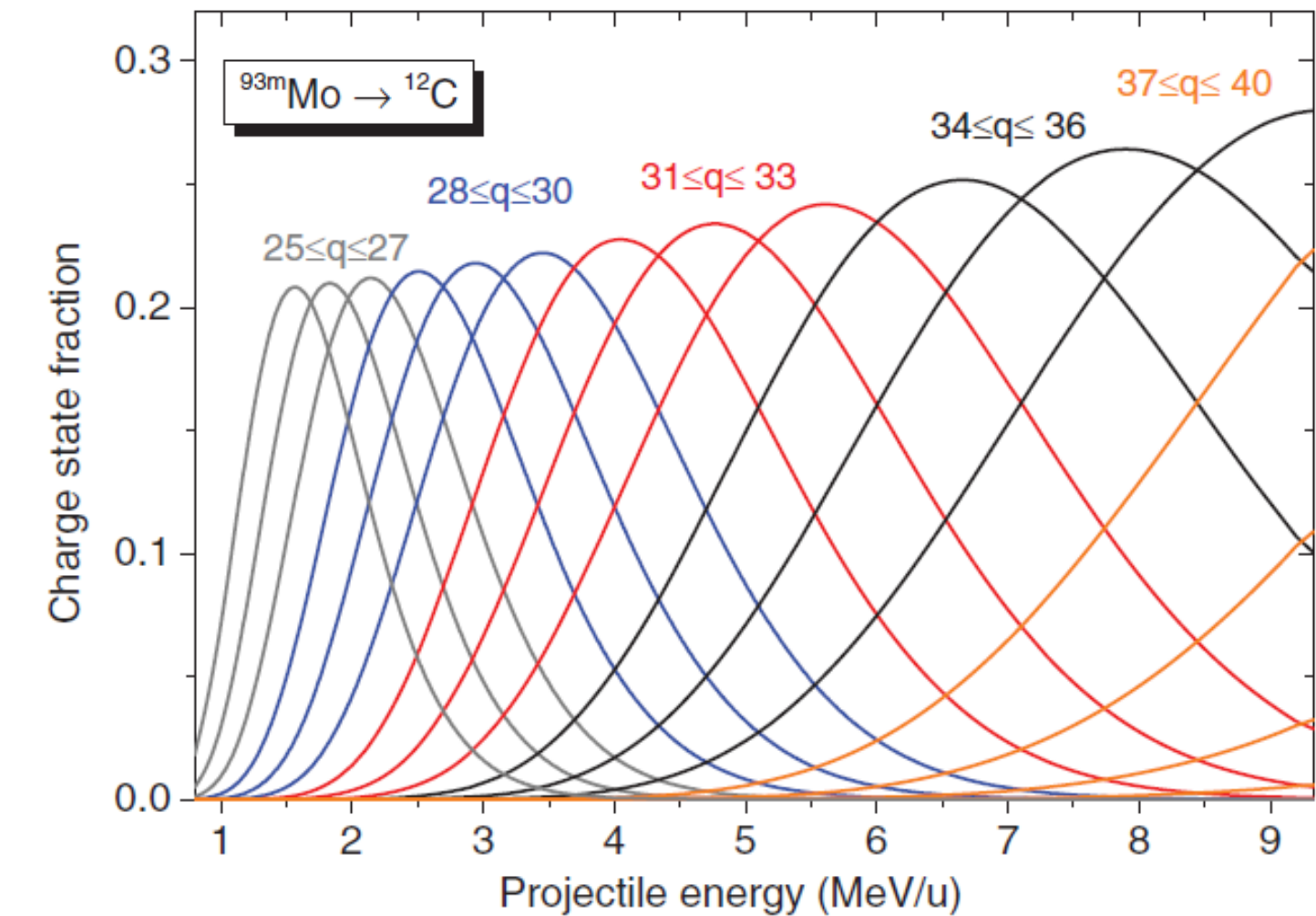
gdzie J_i to profile Comptonowskie elektronów tarczy ^{12}C ($1s$, $2s$ i $2p_{1/2}$)



Rzadkiewicz et al., *PRL* (2021)

Przewidywania teoretyczne procesu NEEC dla ^{93m}Mo

- Po wyliczeniu rozkładów stanów ładunkowych jonów możliwe stało się wyznaczenie efektywnych przekrojów czynnych
- Uwzględnienie profili Comptona elektronów tarczy okazało się mieć fundamentalne znaczenie dla teoretycznego opisu procesu NEEC
- W szczególności pokazaliśmy, że proces NEEC w warunkach oddziaływania jon-atom nie ma charakteru quasi-dyskretnego tylko ma charakter ciągły w funkcji energii pocisku



Rzadkiewicz et al., *PRL* (2021)

Przewidywania teoretyczne procesu NEEC dla ^{93m}Mo

- Uzyskane przez nas prawdopodobieństwo procesu NEEC-RT w warunkach oddziaływania jon-atom dla powłoki L jest o kilka rzędów wielkości wyższe niż to uzyskane z przewidywań rekombinacyjnych
- W przypadku powłok M i N wzrost prawdopodobieństw NEEC-RT jest znacznie słabszy
- Nasze wyniki tylko nieznacznie przesuwają górny limit teoretyczny granica całkowitego prawdopodobieństwa procesu NEEC dla izomeru ^{93m}Mo w kierunku wartości eksperymentalnej

TABLE I. Partial and total probabilities for ^{93m}Mo isomer depletion as a result of the electron capture into L , M , and N shells of the ion projectile.

	L shell	M shell	N shell	Total ($L + M + N$)
Model (i) ^a	5.68×10^{-18}	1.53×10^{-11}	7.54×10^{-12}	2.28×10^{-11}
Model (ii) ^a	1.48×10^{-19}	1.47×10^{-11}	7.34×10^{-12}	2.20×10^{-11}
Present	1.49×10^{-11}	3.58×10^{-11}	1.90×10^{-11}	6.98×10^{-11}
Experiment ^b				$1.0(3) \times 10^{-2}$

^aWu *et al.* [28].

^bChiara *et al.* [26].

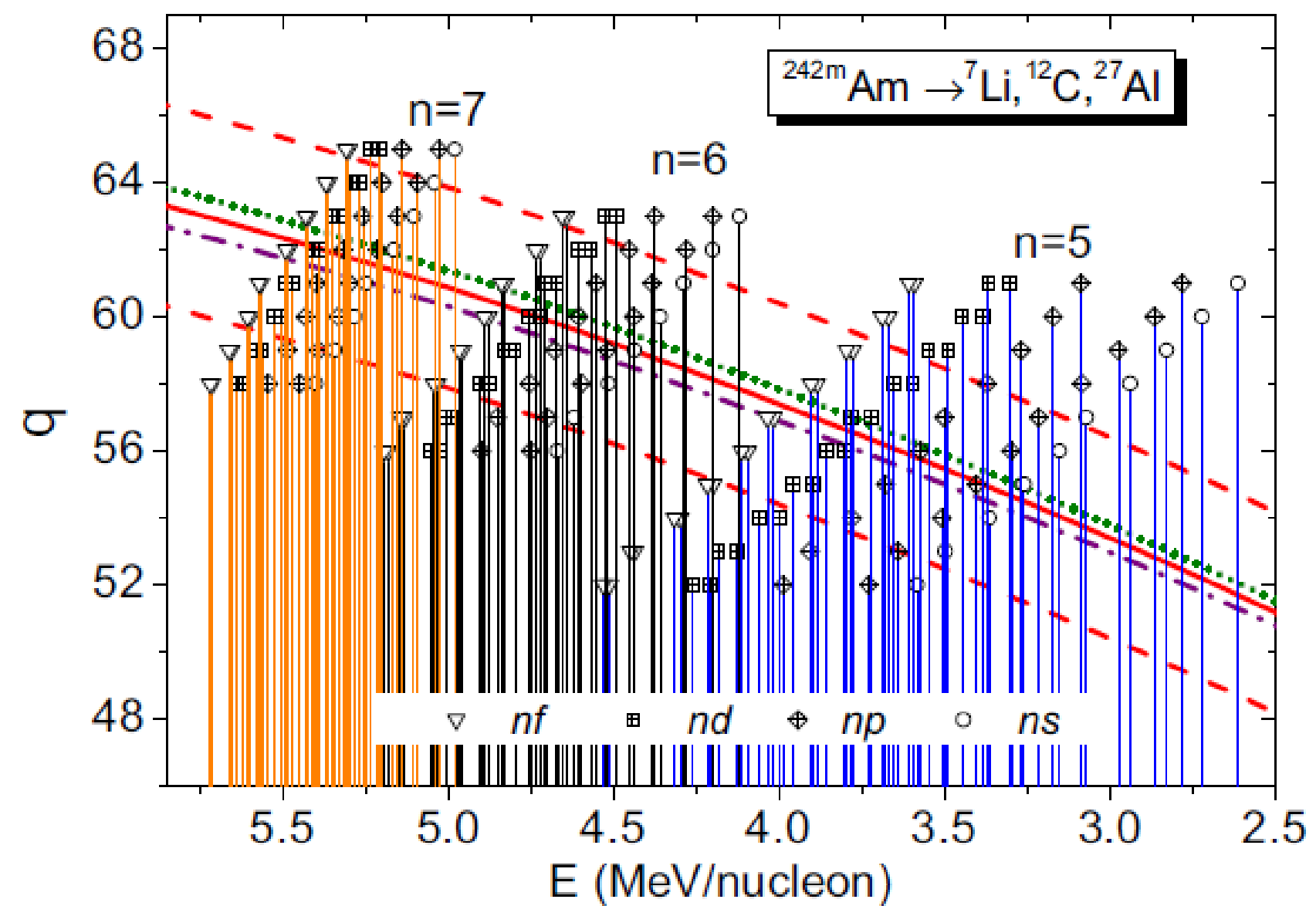
Rzadkiewicz et al., *PRL* (2021)

Podsumowanie

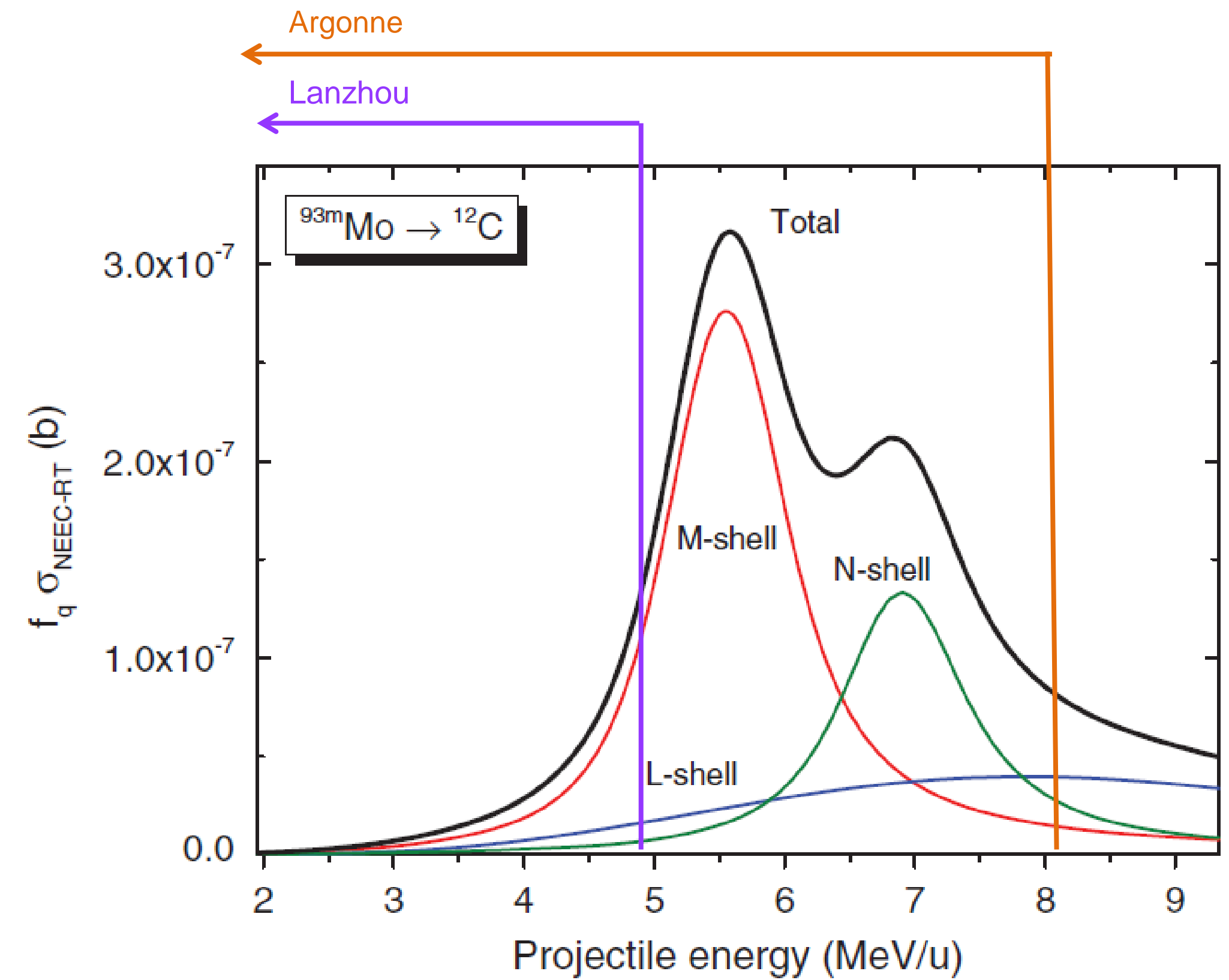
- W eksperymencie przeprowadzonym w Argonne NL zaobserwowano depopulację stanu izomerycznego $21/2^+$ w ^{93}Mo poprzez wzbudzenie do stanu pośredniczącego $17/2^+$ i sekwencyjny rozpad do stanu podstawowego
- Wyznaczono prawdopodobieństwo depopulację stanu izomerycznego $21/2^+$ w ^{93}Mo na $1,0(3)\%$
- Zasugerowano możliwość przeszacowania wyznaczonego prawdopodobieństwa przypadkowymi koincydencjami pochodzącymi z wtórnej produkcji jąder ^{93}Mo
- Dodatkowe analizy danych eksperymentalnych wykluczyły możliwość takiego przeszacowania
- Eksperyment przeprowadzony w laboratorium w Lanzhou z wykorzystaniem radioaktywnej wiązki ciężkich jonów nie zaobserwował procesu NEEC
-
- Obliczenia teoretyczne pokazują prawdopodobieństwa procesu NEEC kilka rzędów wielkości mniejsze niż dane eksperymentalne

Dalsze możliwe plany badań

- Przeprowadzenie nowych serii pomiarów dla ^{93m}Mo oraz dla innych izomerów

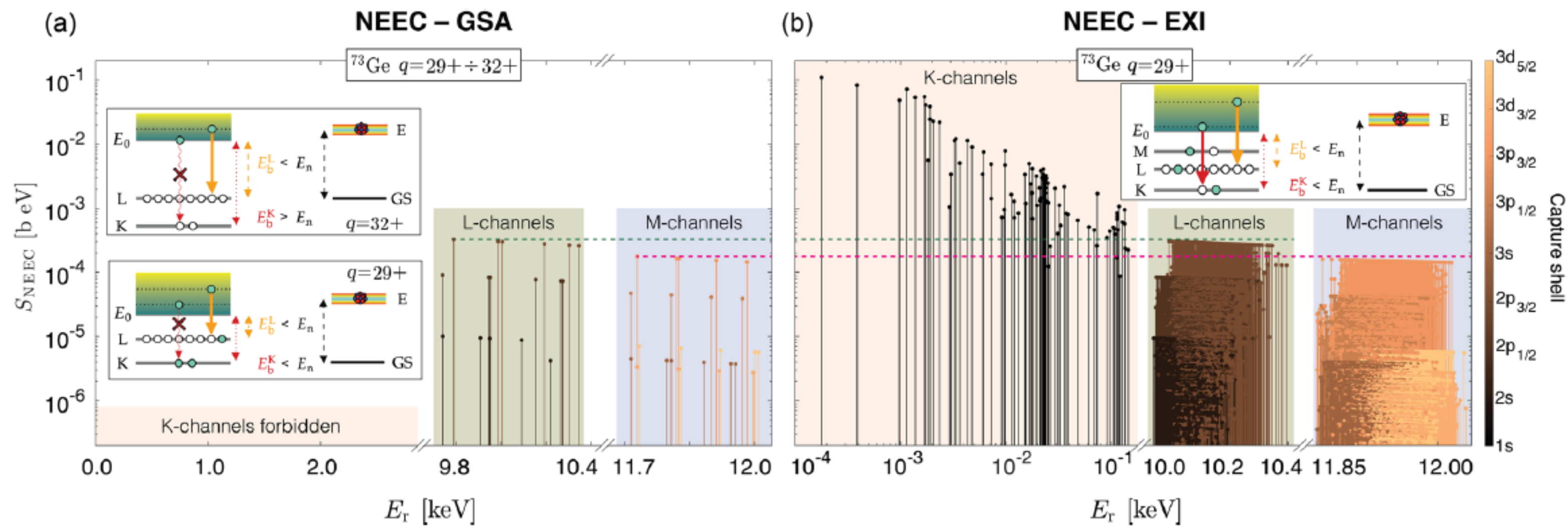
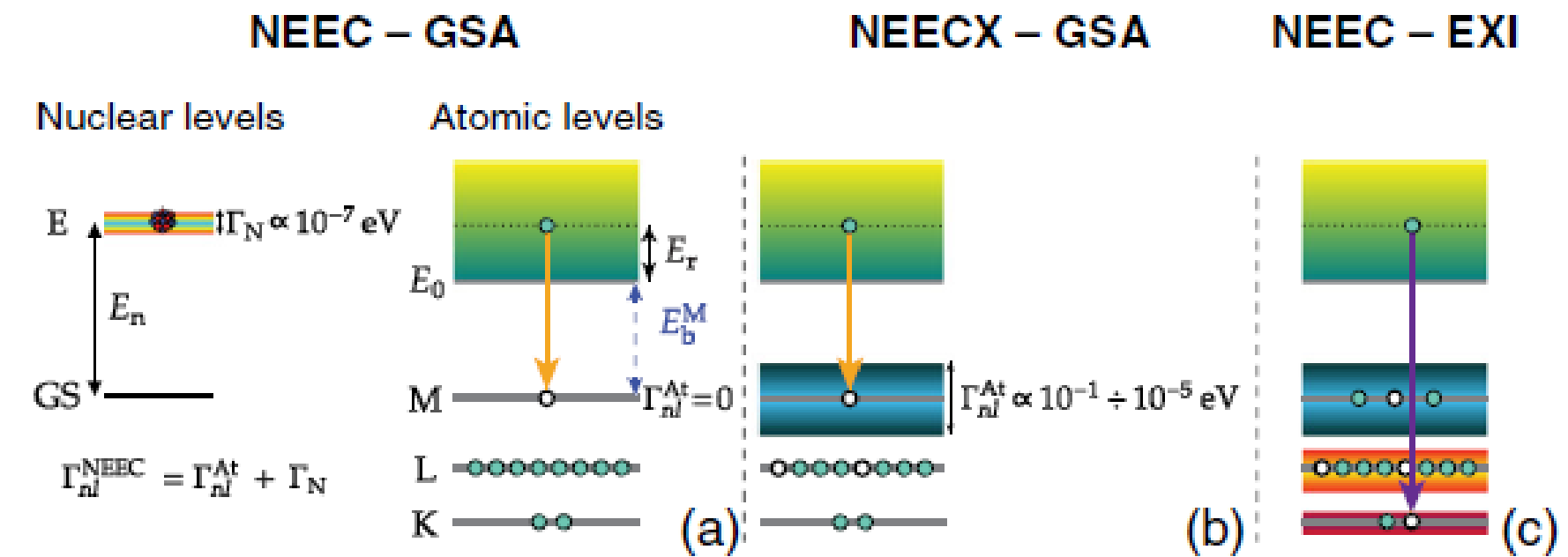


Rzadkiewicz et al., PRC (2019)



Dalsze możliwe plany badań

- Rozwinięcie modelu opisu teoretycznego procesu NEEC-RT o konfiguracje wzbudzone
- Zastosowanie innego podejścia teoretycznego do opisu procesu NEEC
- Uwzględnienie innych procesów wzbudzenia jąder atomowych i być procesów wyższych rzędów



Gargiulo et al., *PRL* (2022)

Dziękuję za uwagę!

**C. J. Chiara¹✉, J. J. Carroll¹, M. P. Carpenter², J. P. Greene², D. J. Hartley³, R. V. F. Janssens^{4,5},
G. J. Lane⁶, J. C. Marsh⁷, D. A. Matters⁸, M. Polasik⁹, J. Rządkiwicz¹⁰, D. Seweryniak², S. Zhu¹¹,
S. Bottoni^{12,13} & A. B. Hayes¹¹ K. Słabkowska⁹, Ł. Syrocki⁹**

¹DEVCOM/Army Research Laboratory, Adelphi, MD, USA. ²Physics Division, Argonne National Laboratory, Lemont, IL, USA. ³Department of Physics, US Naval Academy, Annapolis, MD, USA.

⁴Department of Physics and Astronomy, University of North Carolina at Chapel Hill, Chapel Hill, NC, USA. ⁵Triangle Universities Nuclear Laboratory, Duke University, Durham, NC, USA.

⁶Department of Nuclear Physics, Research School of Physics, Australian National University, Canberra, Australian Capital Territory, Australia. ⁷Department of Physics and Astronomy, Mississippi State University, Mississippi State, MS, USA. ⁸National Nuclear Security Administration, Washington, DC, USA. ⁹Faculty of Chemistry, Nicolaus Copernicus University in Toruń, Toruń, Poland.

¹⁰National Centre for Nuclear Research, Otwock, Poland. ¹¹National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, USA. ¹²Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Milano, Milan, Italy. ¹³Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sez. Milano, Milan, Italy. ✉e-mail: christopher.j.chiara2.civ@mail.mil