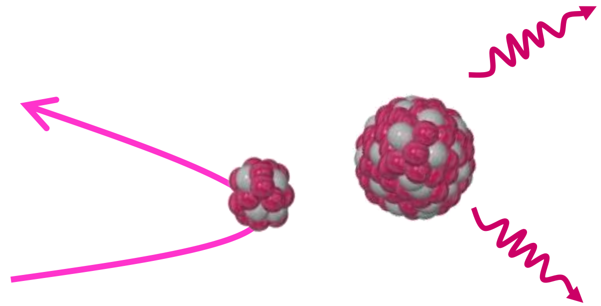
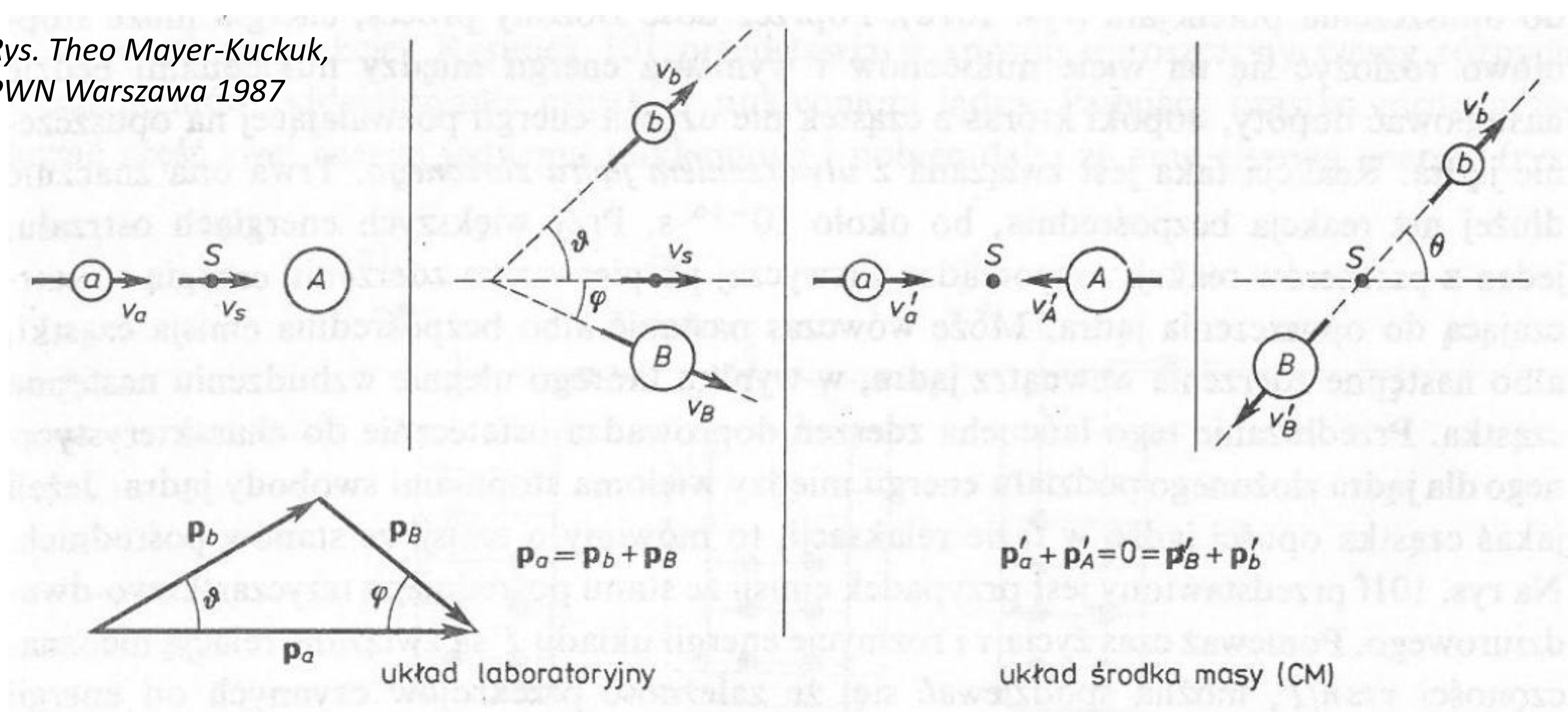
Wzbudzenia kulombowskie – narzędzie do badania struktury jąder atomowych



1. Kinematyka rozproszenia
   - normalna kinematyka reakcji dwuciałowej
   - odwrotna kinematyka reakcji dwuciałowej
2. Eksperymenty wzbudzeń kulombowskich z wiązkami jąder egzotycznych.
3. Identyfikacja jąder pocisku i tarczy .
4. Przykłady eksperymentów wzbudzeń kulombowskich z różnymi układami detekcyjnymi.

Kinematyka reakcji jądrowych: $A(a, b)\,B$

Rys. Theo Mayer-Kuckuk,
PWN Warszawa 1987

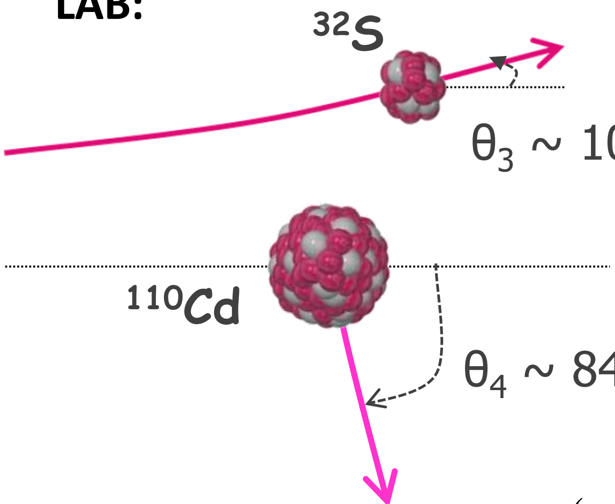


$$\sum_i E_i = \sum_f E_f, \quad \sum_i \mathbf{p}_i = \sum_f \mathbf{p}_f \qquad E = m_0 c^2 + T$$

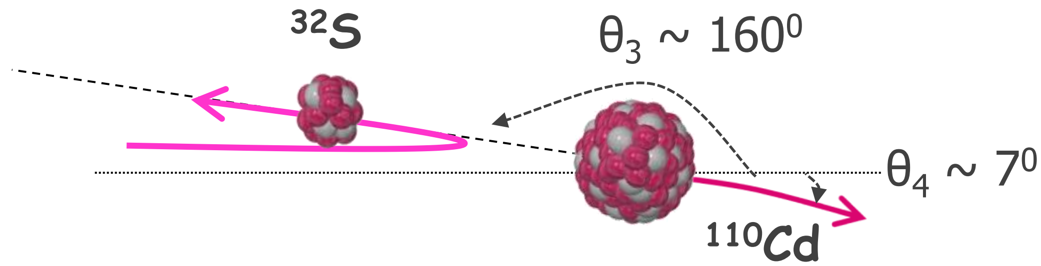
$$\sum_i m_{0i} c^2 + \sum_i T_i = \sum_f m_{0f} c^2 + \sum_f T_f \quad Q = \sum_i m_{0i} c^2 - \sum_f m_{0f} c^2 = \sum_f T_f - \sum_i T_i$$

Normalna kinematyka reakcji jądrowych: $A_p < A_t$

LAB:



LAB:



$$\sin(\theta_{CM} - \theta_{LAB}) = \frac{A_P}{A_T} \cdot \sin(\theta_{LAB});$$

$\theta_{LAB} = \theta_3$

$$\cos^2\theta_{CM} + 2(A_P/A_T)\sin^2\theta_{LAB} \cdot \cos\theta_{CM} + (A_P/A_T)^2 \sin^2\theta_{LAB} - \cos^2\theta_{LAB} = 0$$

$$\cos\theta_{CM}^{(1,2)} = -(A_P/A_T)\sin^2\theta_{LAB} \pm \cos\theta_{LAB}\sqrt{1 - \left(\frac{A_p}{A_t}\right)^2 \sin^2\theta_{LAB}}$$

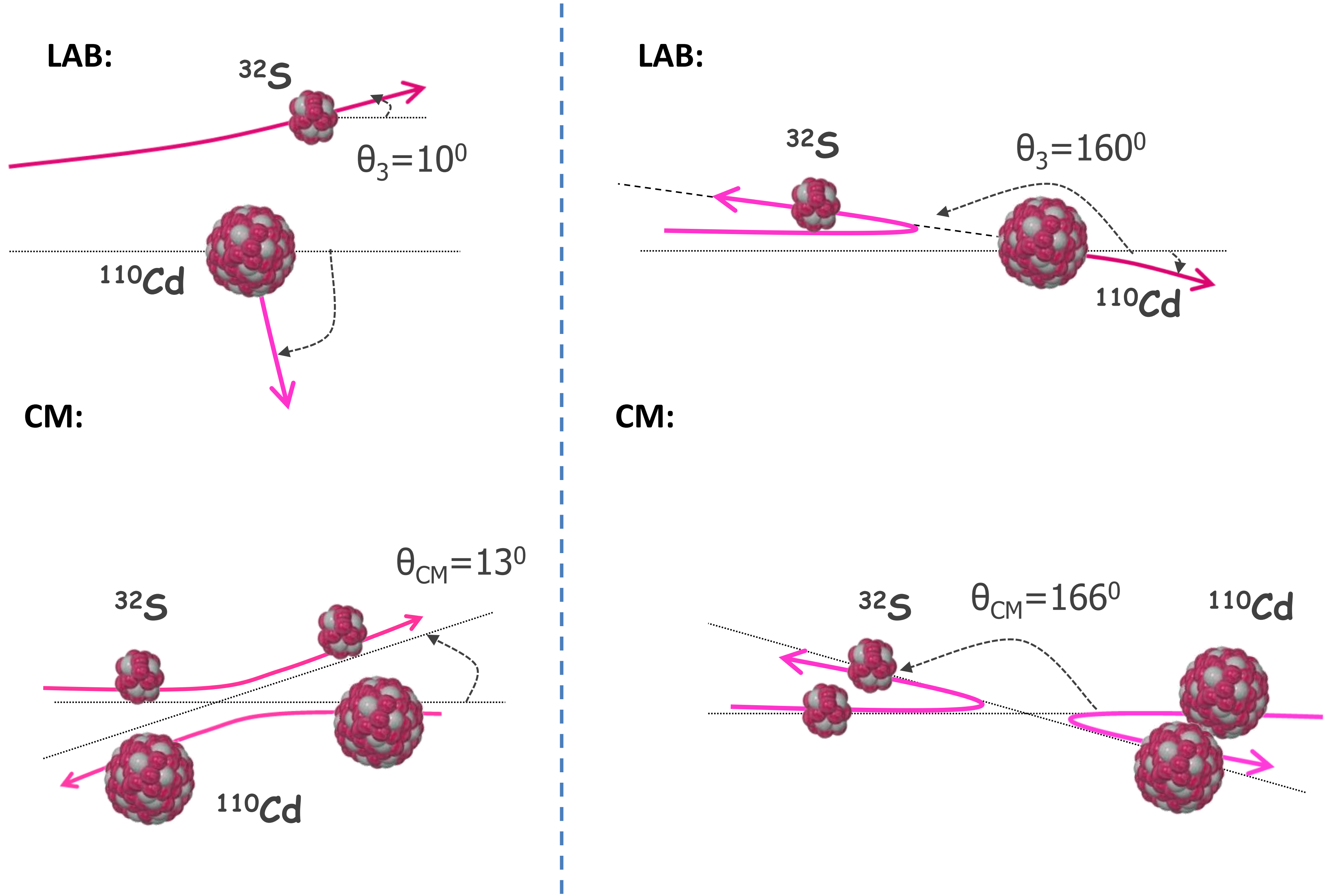
$$\rightarrow \theta_{LAB} = 90^0 : \quad \cos\theta_{CM}^{(1)} = \cos\theta_{CM}^{(2)} = -A_P/A_T$$

+: θ_{LAB}^{pocisk}: $0^0 - 180^0$
θ_{CM} : $0^0 - 180^0$

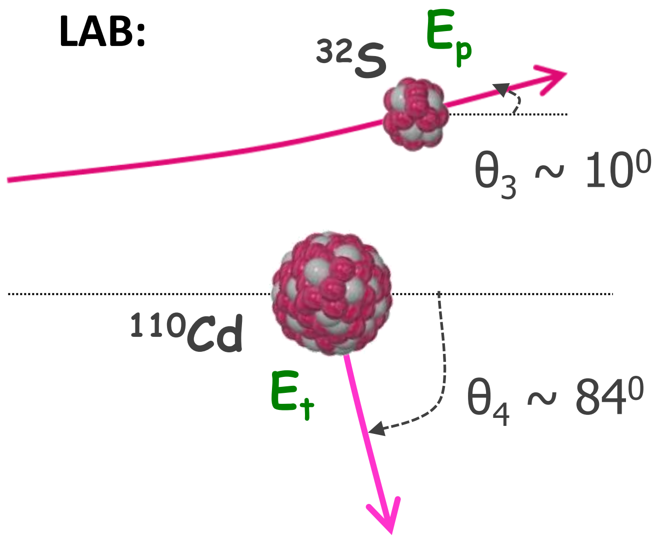
- : rozwiązanie niefizyczne
odpowiadające zamianie
cząstek w punkcie zderzenia

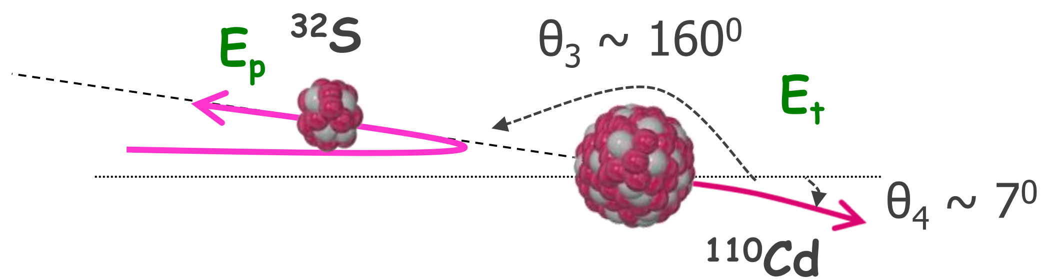
zadany kąt θ_{LAB}^{pocisk}
jednoznacznie określa θ_{CM}

Normalna kinematyka reakcji jądrowych: $A_p < A_t$



Normalna kinematyka reakcji jądrowych: $A_p < A_t$





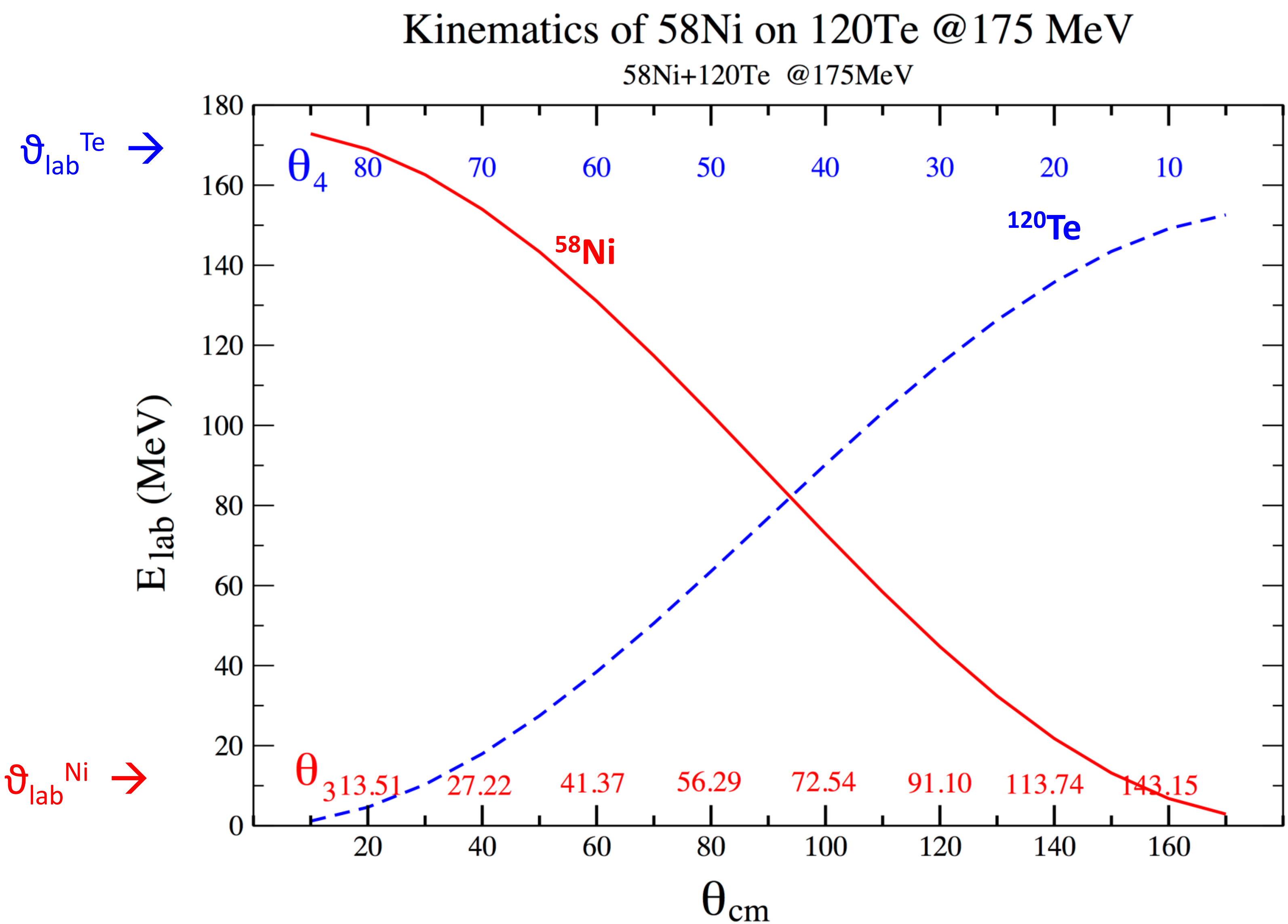
$$E_p = E_w \frac{A_p^2}{(A_p + A_t)^2}\left(\cos\theta_3 \pm \sqrt{\cos^2\theta_3 + \frac{A_t^2 - A_p^2}{A_p^2}}\right)^2 \qquad E_t = E_w \frac{4A_pA_t}{(A_p + A_t)^2}\cos^2\theta_4$$

+: fizyczne rozwiązania dla energii rozproszenia jonu pocisku E_p

➔ dany kąt rozproszenia jonu pocisku θ_3 jest związany z określoną energią rozproszenia E_p

Znajomość kąta rozproszenia jednego z partnerów reakcji oraz energii wiązki (T_1) całkowicie definiuje dwuciałową kinematykę reakcji.

Normalna kinematyka reakcji: ^{58}Ni + ^{120}Te ($A_p < A_t$)

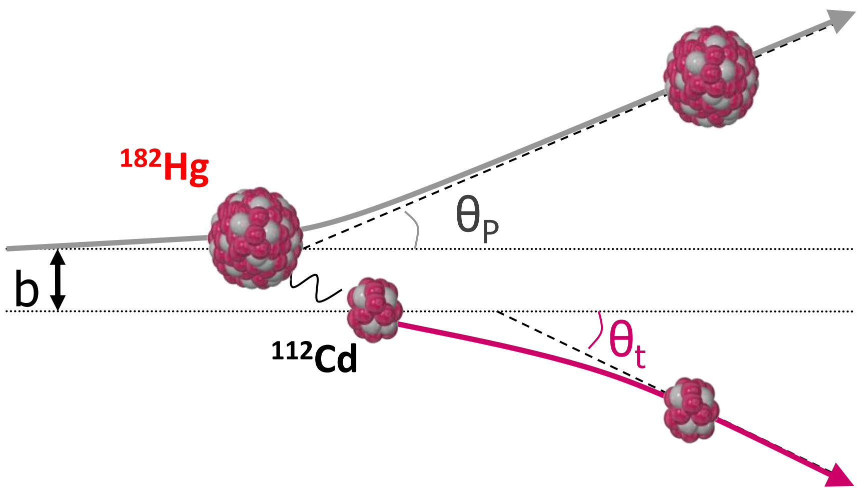


wykres: M. Saxena

Odwrotna kinematyka reakcji: $A_p > A_t$

- ograniczony zakres kątowy rozproszenia jądra pocisku w układzie laboratoryjnym:
  dla ^{182}Hg + ^{110}Cd: $\boldsymbol{\theta_{lab}^{Hg} = 0^o - 38^o}$
- zakres kątowy rozproszenia jądra tarczy w układzie laboratoryjnym
  (niezależnie od A_p i A_t): $\boldsymbol{\theta_{lab} = 0^o - 90^o}$
- **ten sam** kąt rozproszenia jądra pocisku θ_{lab}^{Hg} odpowiada dwóm rozwiązaniom kinematycznym w układzie CM:
  1. rozproszenie pod małym kątem θ_{CM}
  2. rozproszenie pod dużym kątem θ_{CM}

LAB:



$$\sin(\theta_{CM} - \theta_{LAB}) = \frac{A_P}{A_T} \cdot \sin(\theta_{LAB}); \quad \cos\theta_{CM}^{(1,2)} = -(A_P/A_T)\sin^2\theta_{LAB} \pm \cos\theta_{LAB}\sqrt{1 - \left(\frac{A_p}{A_t}\right)^2 \sin^2\theta_{LAB}}$$

+ : mniejsze θ_{CM}

- : większe θ_{CM}

Dla ^{182}Hg + ^{110}Cd i dla $\theta_{LAB} > 38^0$

$[1-(182/110)^2 \sin^2\theta_{LAB}] < 0$

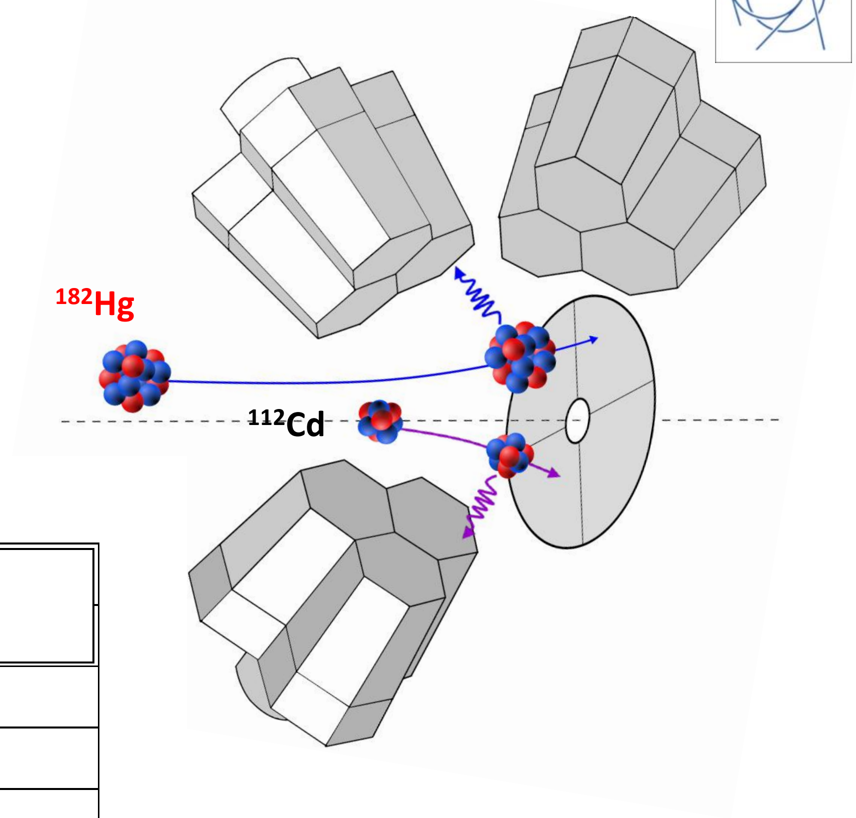
Rys.: N. Bree, PhD thesis, KU Leuven

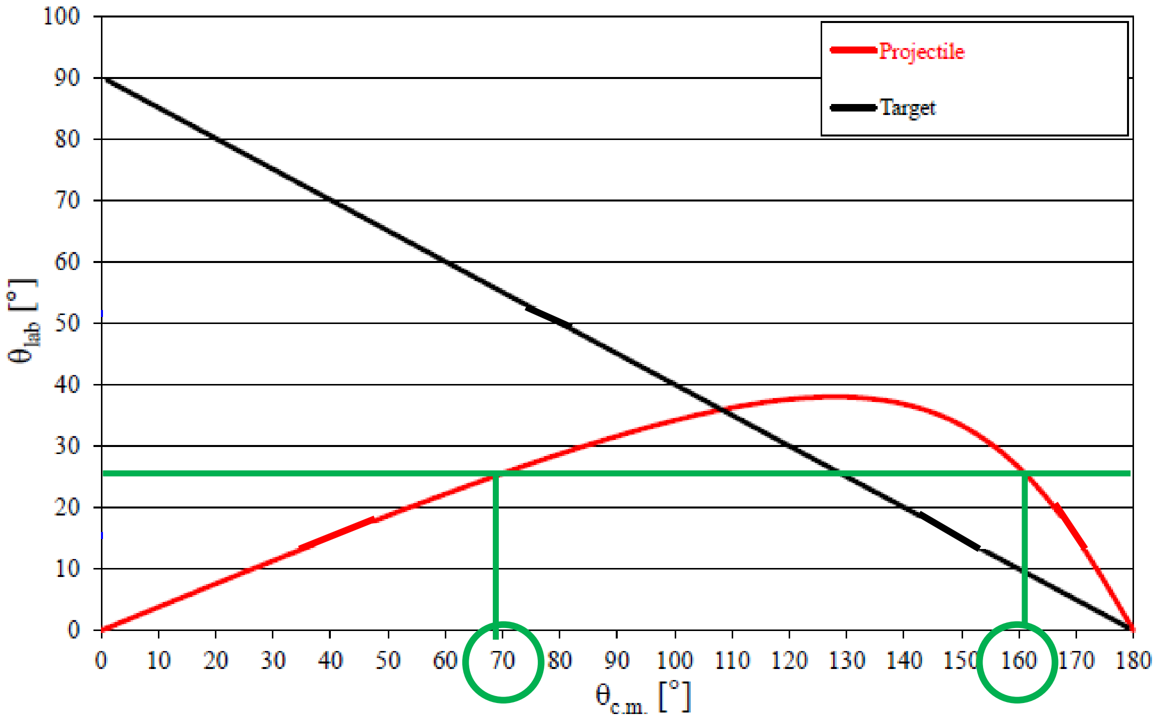
N. Bree PhD thesis KU Leuven

Odwrotna kinematyka reakcji:

θ_{CM} vs θ_{LAB}

$$\cos\theta_{CM}^{(1,2)} = -\left(A_P/A_T\right)\sin^2\theta_{LAB} \pm \cos\theta_{LAB}\sqrt{1-\left(\frac{A_p}{A_t}\right)^2\sin\theta_{LAB}}$$





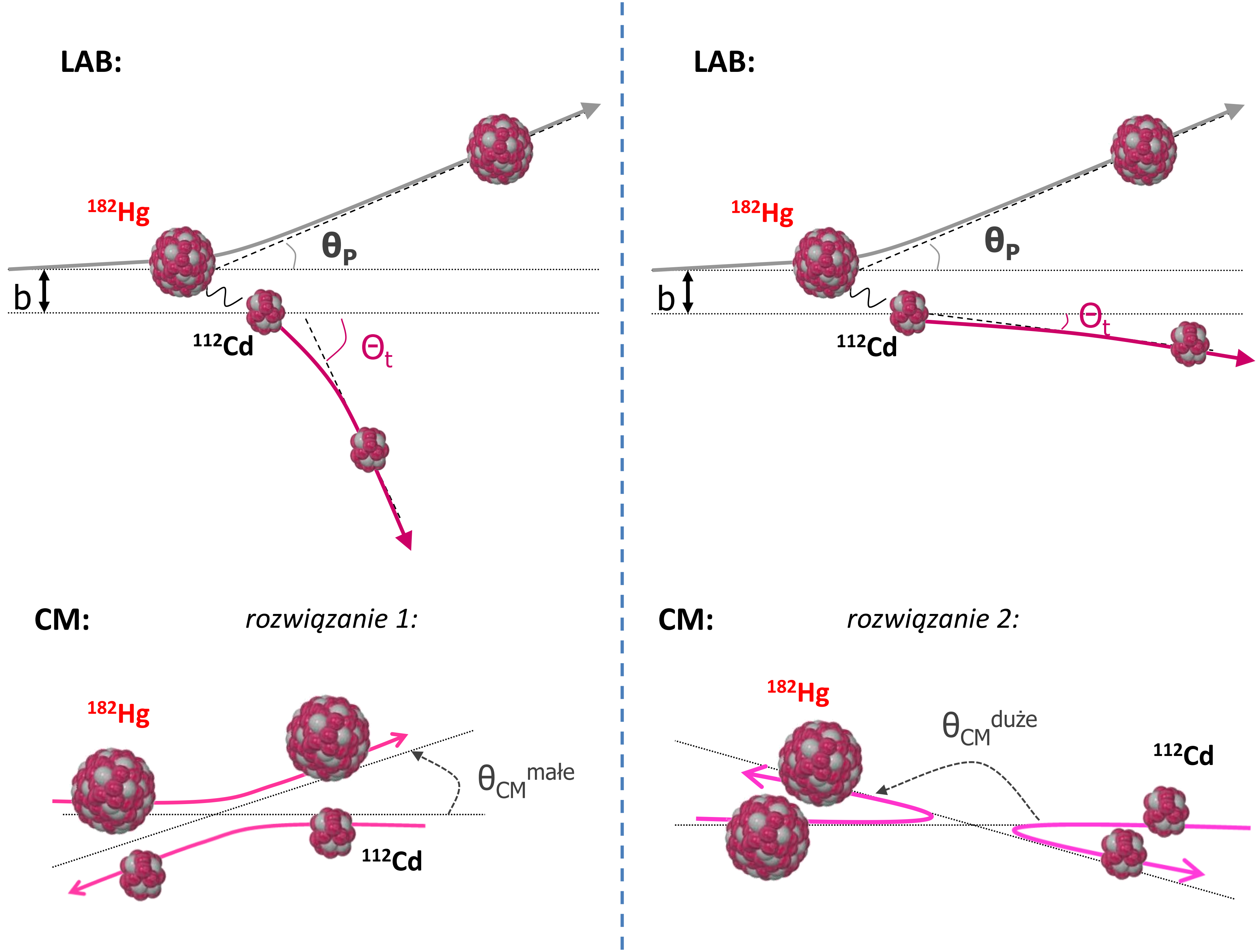
Rozwiazanie 1:

$\vartheta_{CM} = 68^{O}$: $\vartheta_{lab}^{Hg} = 25^{O}$ $\vartheta_{lab}^{Cd} = 56^{O}$

Rozwiazanie 2:

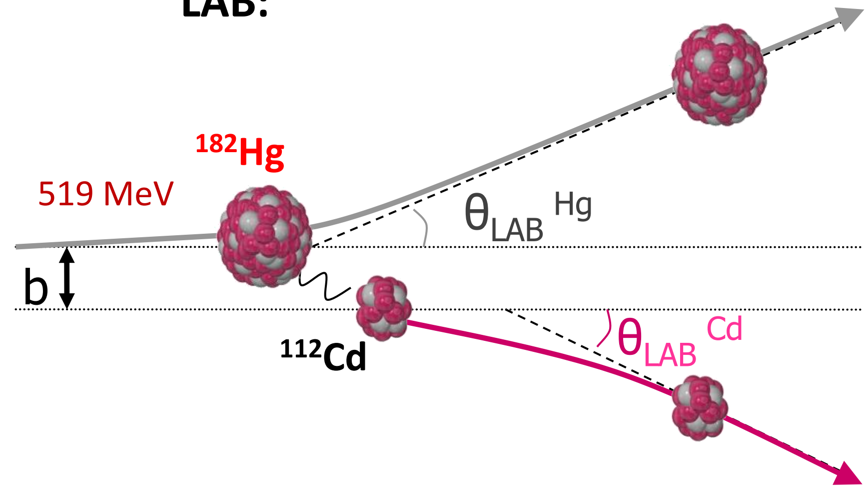
$\vartheta_{CM} = 162^{O}$: $\vartheta_{lab}^{Hg} = 25^{O}$ $\vartheta_{lab}^{Cd} = 9^{O}$

Wykres: N. Bree, PhD thesis, KU Leuven


LAB:
182Hg
θP
b
112Cd
Θt
LAB:
182Hg
θP
b
112Cd
Θt
CM:
rozwiązanie 1:
182Hg
θCM małe
112Cd
CM:
rozwiązanie 2:
182Hg
θCM duże
112Cd

Odwrotna kinematyka reakcji:
energie kinetyczne rozproszonych cząstek

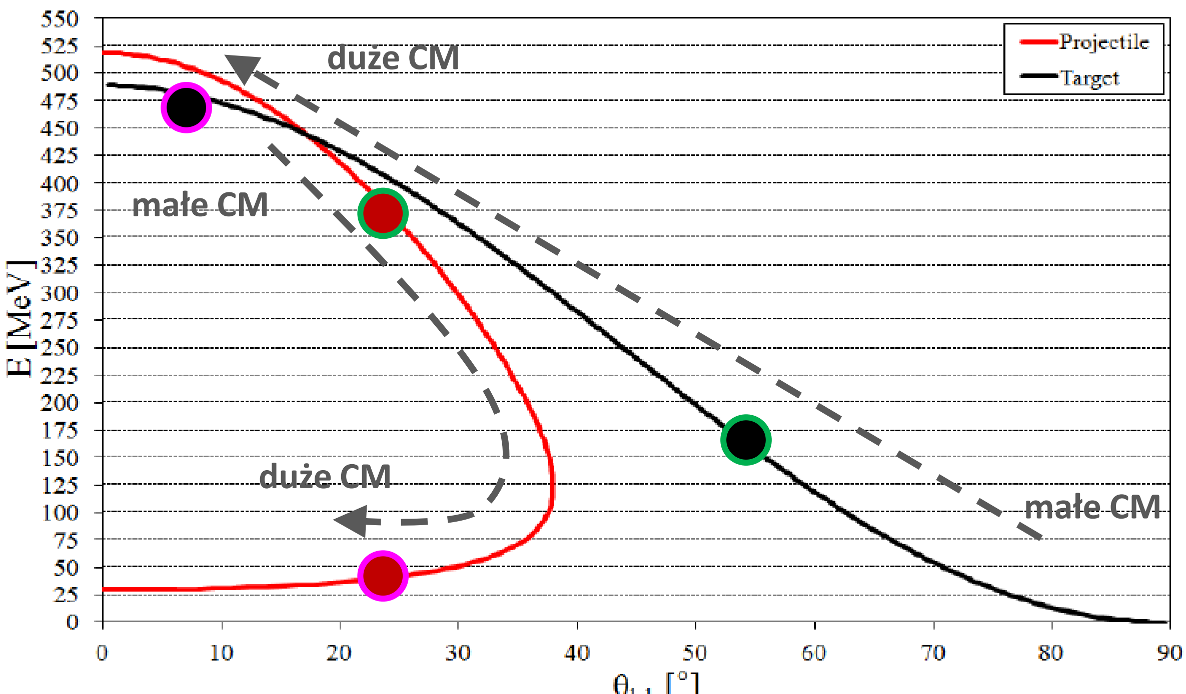
LAB:



$$E_p = E_w \frac{A_p^2}{\left(A_p + A_t\right)^2}\left(\cos\theta_{LAB}^{Hg} \pm \sqrt{\cos^2\theta_{LAB}^{Hg} + \frac{A_t^2 - A_p^2}{A_p^2}}\right)^2$$

+ : mniejsze θ_{CM}

- : większe θ_{CM}

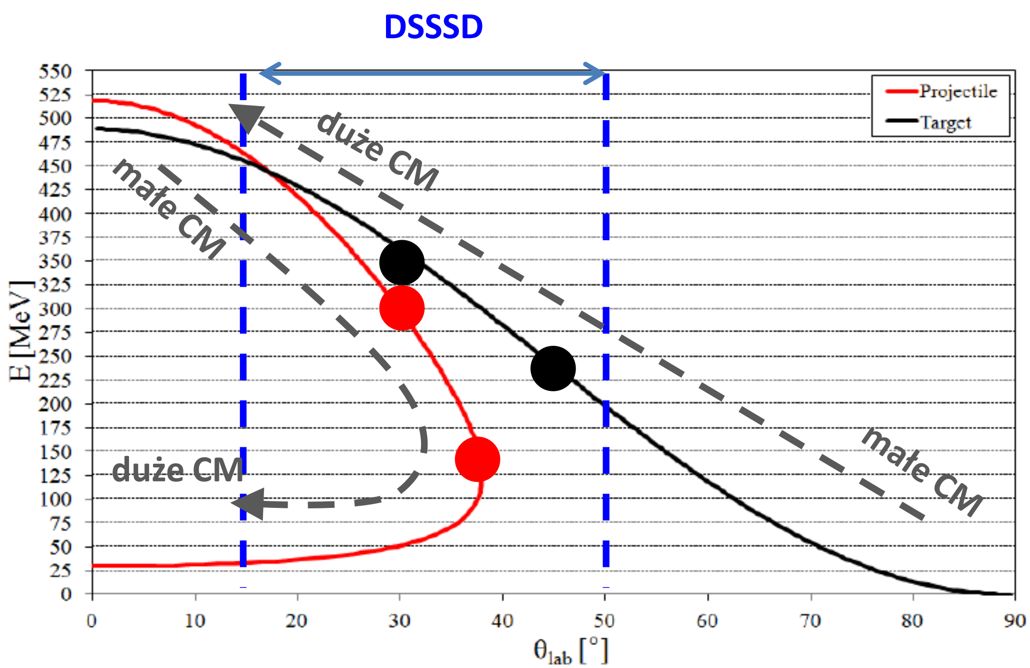


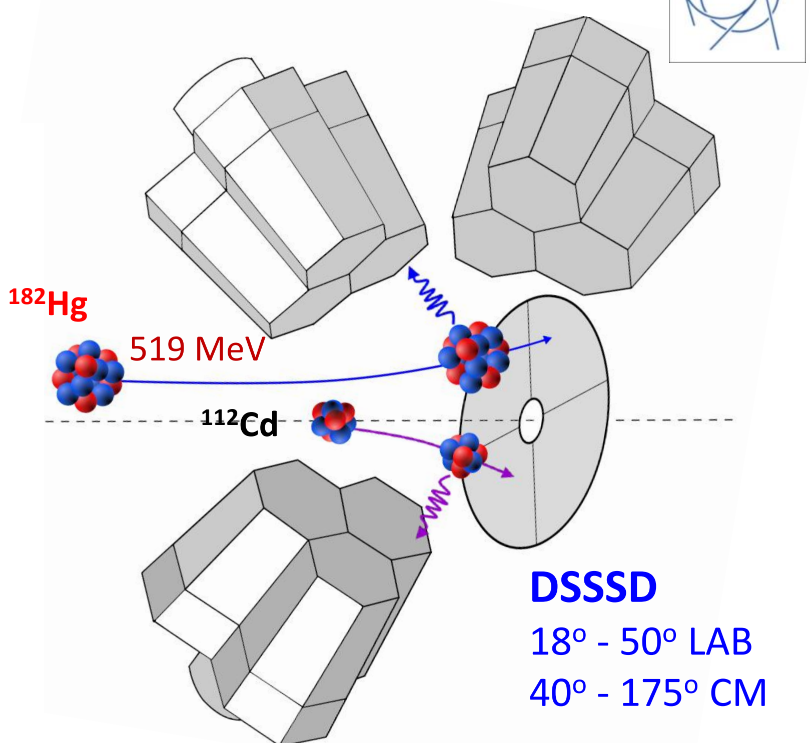
$$E_t = E_w \frac{4 A_p A_t}{\left(A_p + A_t\right)^2}\cos^2\theta_{LAB}^{Cd}$$

Wykres: N. Bree, PhD thesis, KU Leuven

Odwrotna kinematyka

N. Bree PhD thesis KU Leuven





Problem identyfikacji cząstek w przypadku rozproszeń $\theta_{LAB} \sim 30^{o}$

→ wymóg rejestracji dwóch cząstek w koincydencji czasowej (różnica czasu < 50 ns) :

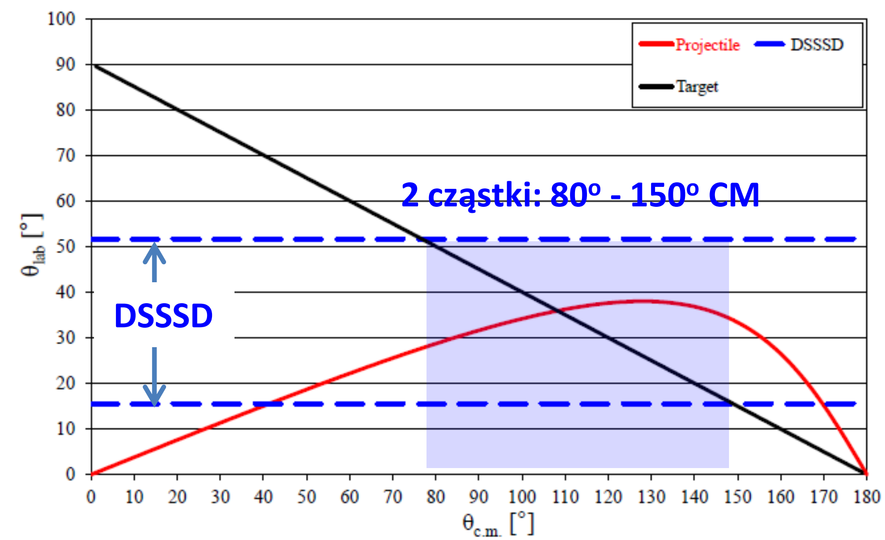
cząstka 1: $\vartheta_{lab} = 32^{O}$, E ~ 268 MeV → **Hg**
cząstka 2: $\vartheta_{lab} = 44^{O}$, E ~ 251 MeV → **Cd**

$\vartheta_{CM} = 84^{O}$

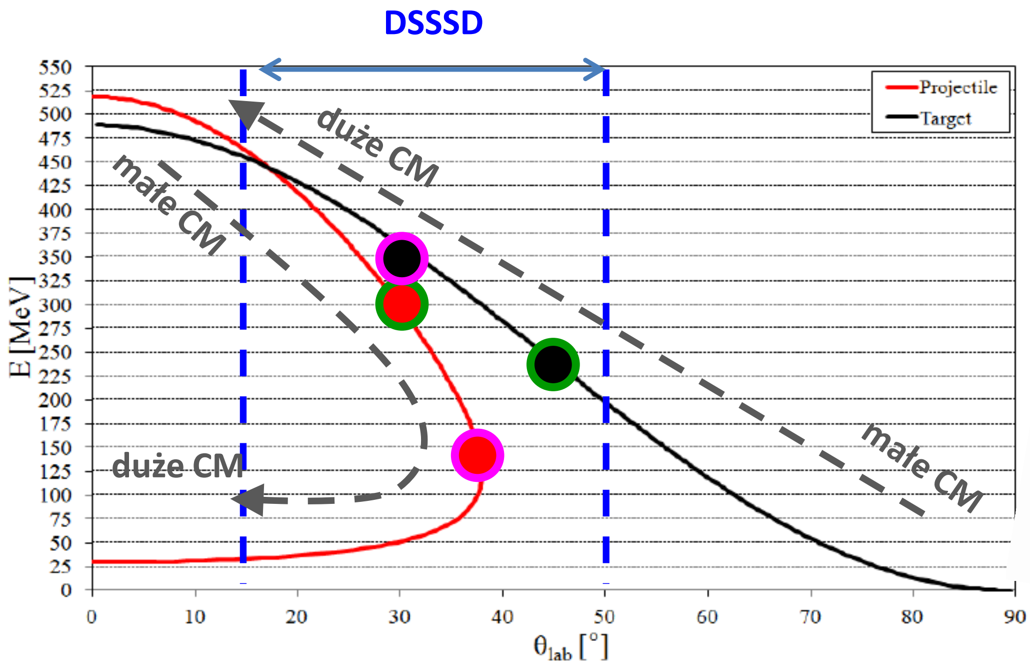
lub:

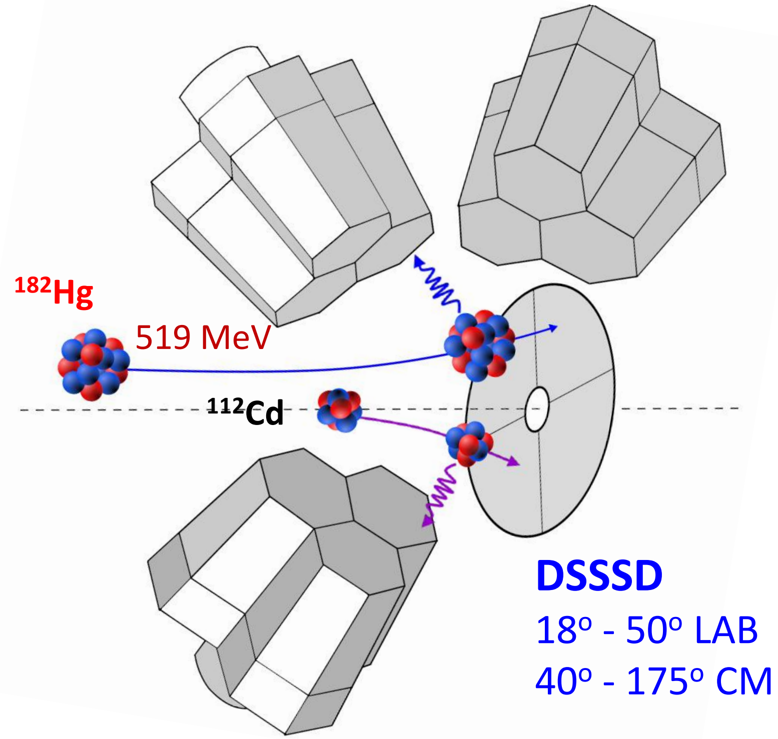
cząstka 1: $\vartheta_{lab} = 32^{O}$, E ~ 349 MeV → **Cd**
cząstka 2: $\vartheta_{lab} = 37^{O}$, E ~ 170 MeV → **Hg**

$\vartheta_{CM} = 115^{O}$

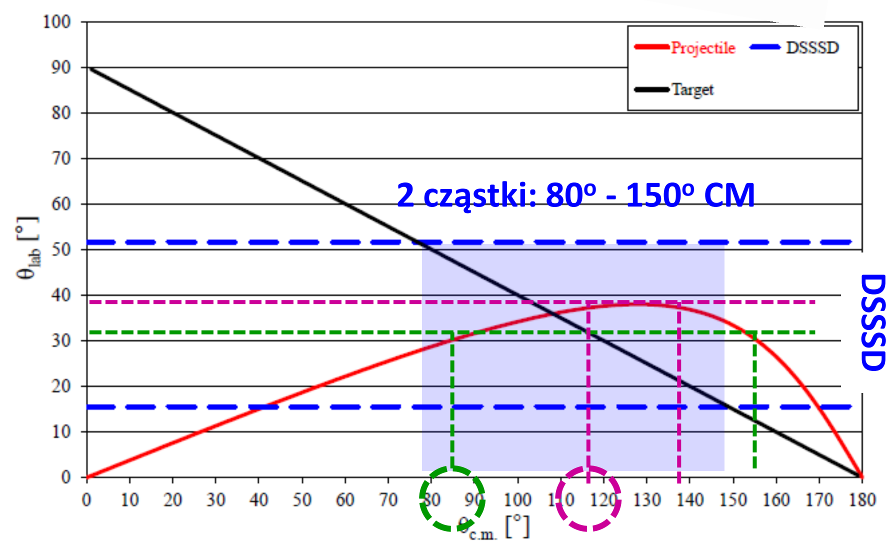


Odwrotna kinematyka





Przypadki należące do dwóch różnych rozwiązań kinematycznych θ_{LAB}^{Hg}= 32° oraz θ_{LAB}^{Hg}= 37° :



cząstka 1: ϑ_{lab} = 32°, E ~ 268 MeV → **Hg**
cząstka 2: ϑ_{lab} = 44°, E ~ 251 MeV → **Cd**

ϑ_{CM} **= 84°**

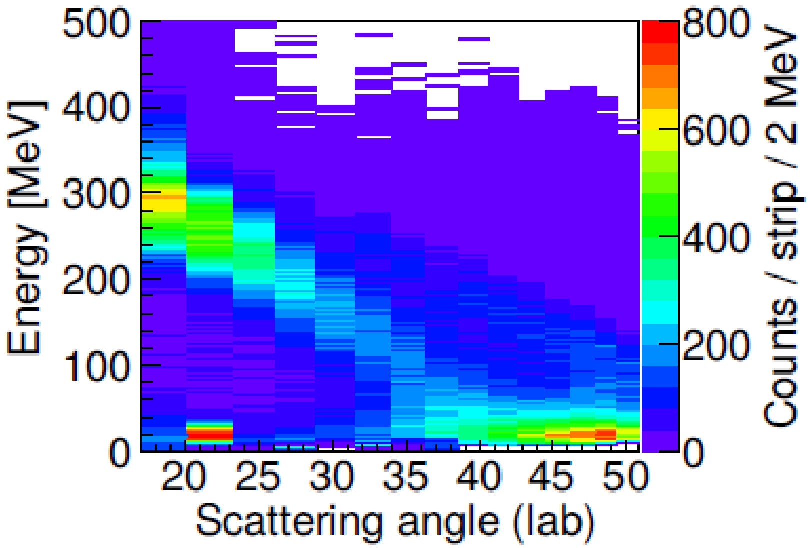
lub:

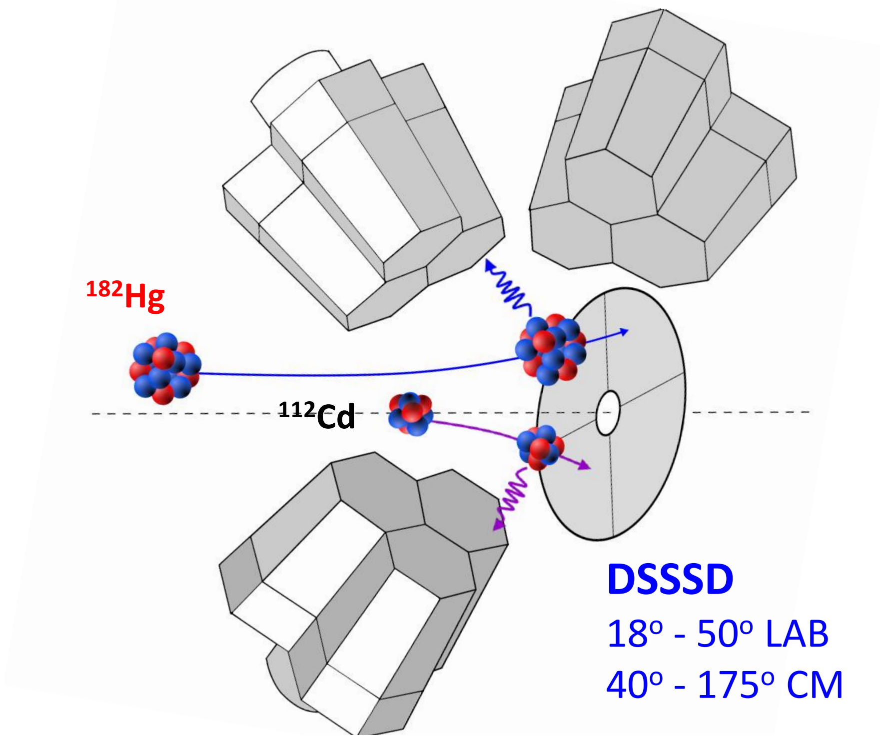
cząstka 1: ϑ_{lab} = 32°, E ~ 349 MeV → **Cd**
cząstka 2: ϑ_{lab} = 37°, E ~ 170 MeV → **Hg**

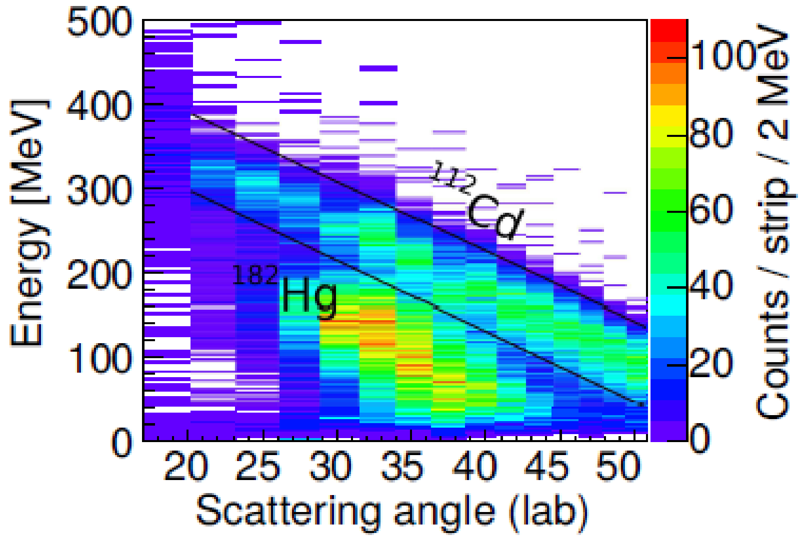
ϑ_{CM} **= 115°**

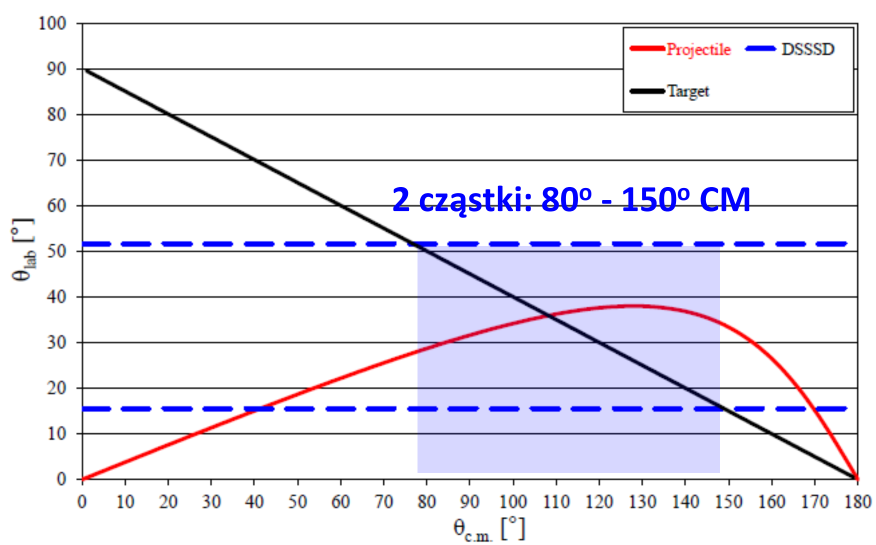
N. Bree PhD thesis KU Leuven
K. Wrzosek-Lipska et al., PRC to be published

Odwrotna kinematyka – wymóg rejestracji dwóch cząstek w DSSSD

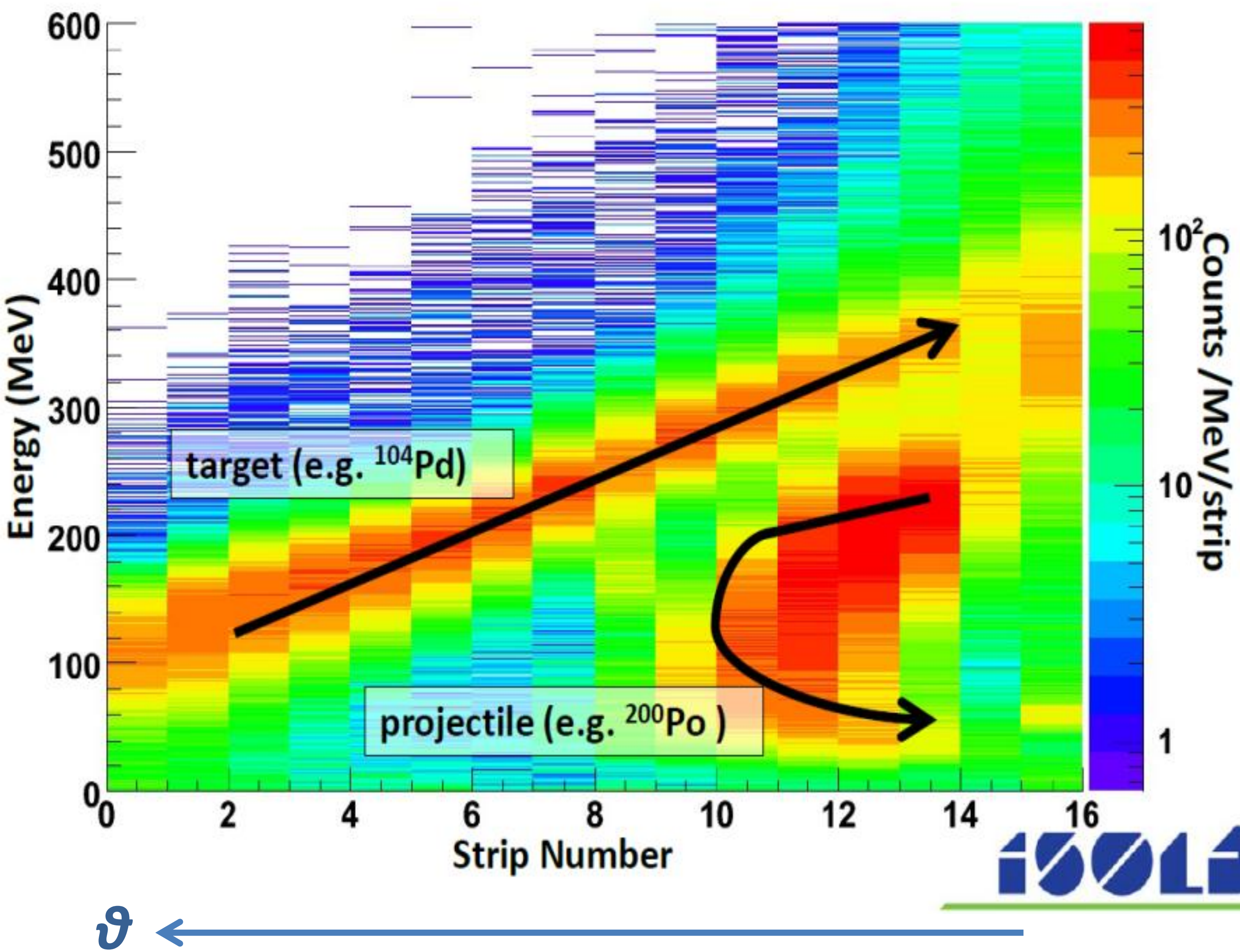








Identyfikacja jąder tarczy i jąder pocisku



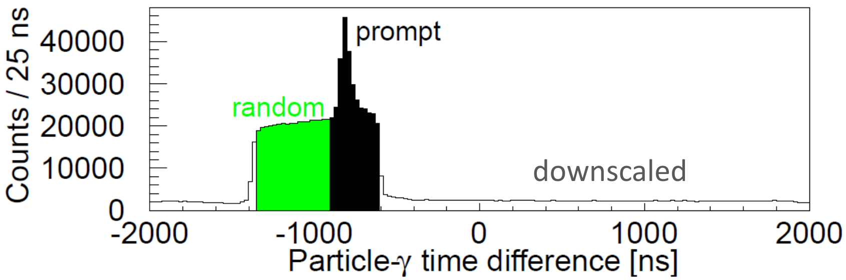
N. Kesteloot PhD thesis KU Leuven, N. Kesteloot et al., Phys. Rev. C 92, 054301 (2015)

Kryteria wyboru tarczy w eksperymentach wzbudzeń kulombowskich z wiązkami egzotycznymi

- Możliwie duże (A,Z) → większa siła oddziaływania.
- Odpowiednia separacja energii kinematycznej jądra pocisku i jądra tarczy w eksperymentach z odwrotną kinematyką reakcji.
- Precyzyjna znajomość B(E2) i Q_{sp} stanów wzbudzonych w przypadku potrzeby normalizacji do wzbudzenia jądra tarczy.
- Odpowiednia separacja energetyczna kwantów γ emitowanych ze wzbudzonego kulombowsko jądra tarczy lub jądra pocisku.

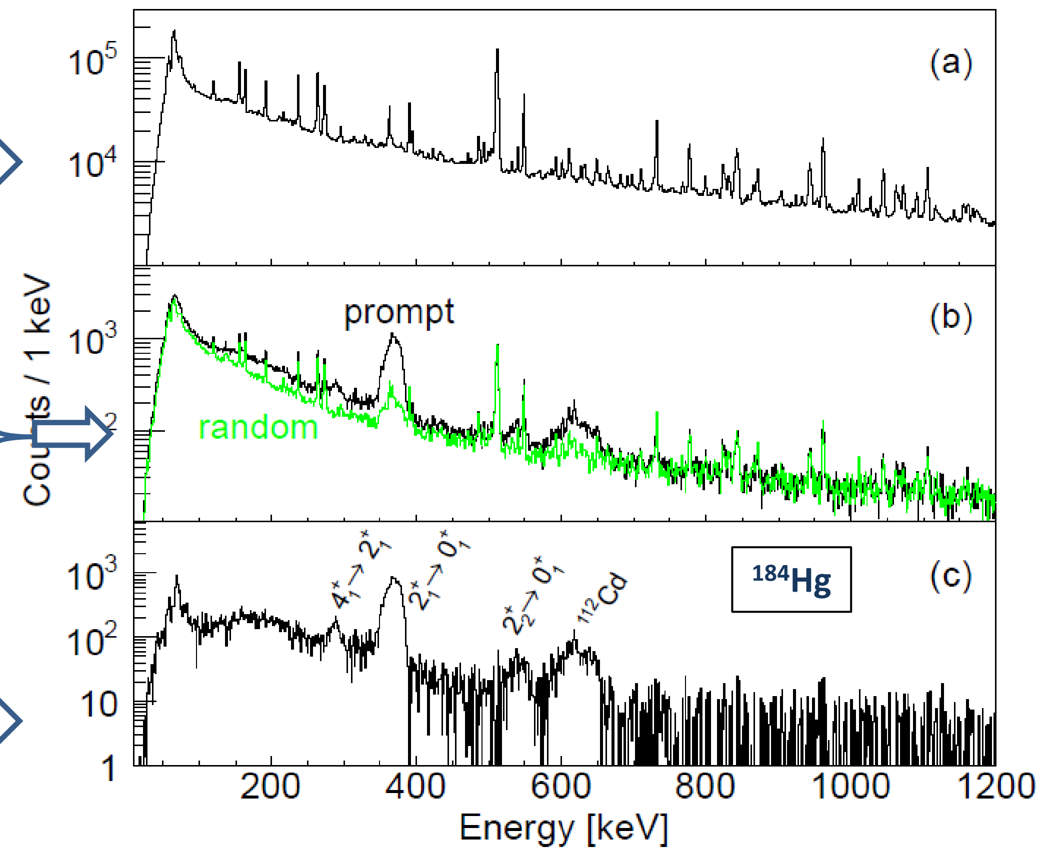
Selekcja zdarzeń:

(a) widmo γ bez nałożonych dodatkowych warunków sortowania



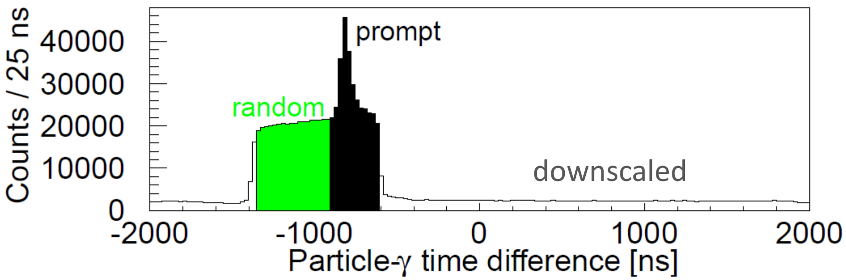
+ warunek na rejestrację jądra pocisku/tarczy

(c) widmo γ (PROMPT) z odjętymi zdarzeniami przypadkowymi (RANDOM)



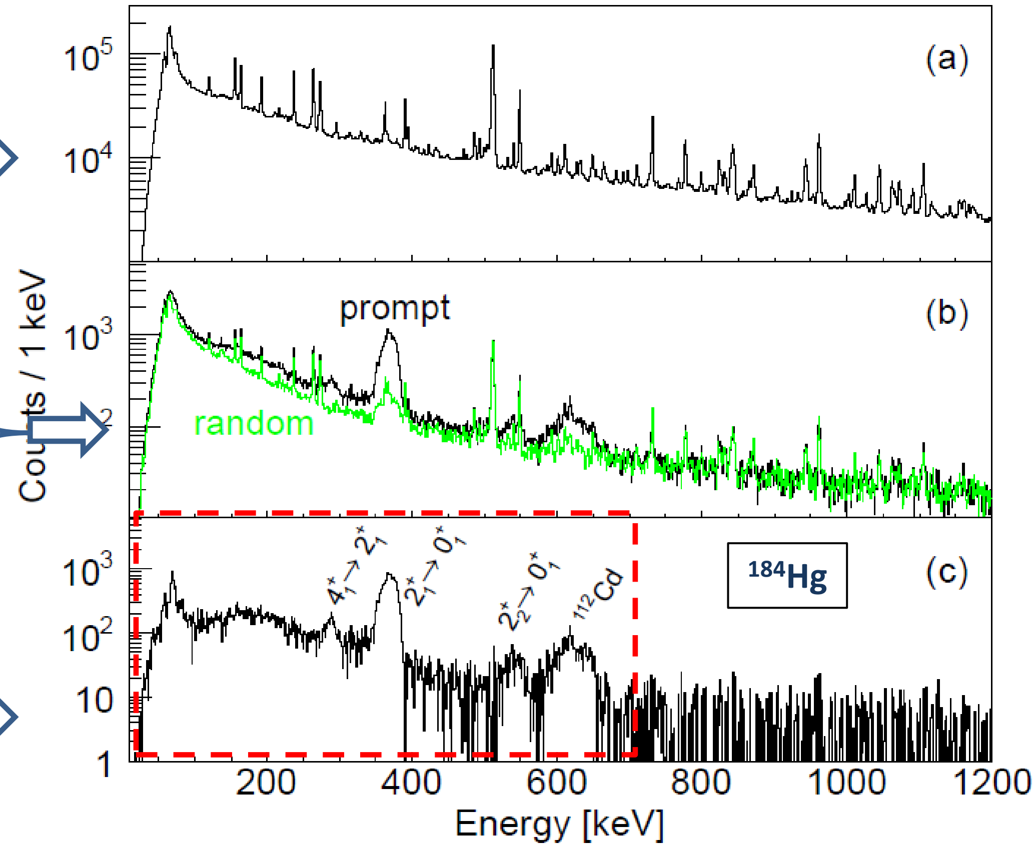
Selekcja zdarzeń:

(a) widmo γ bez nałożonych dodatkowych warunków sortowania



+ warunek na rejestrację jądra pocisku/tarczy

(c) widmo γ (PROMPT) z odjętymi zdarzeniami przypadkowymi (RANDOM)



czasy życia stanów wzbudzonych w ^{184}Hg: **τ ~ ps**
czas przelotu cząstki od tarczy do DSSSD: **t ~ ns**
→ promieniowanie γ emitowane w locie
→ rejestrowane energie kwantów γ są przesunięte w wyniku efektu Dopplera:

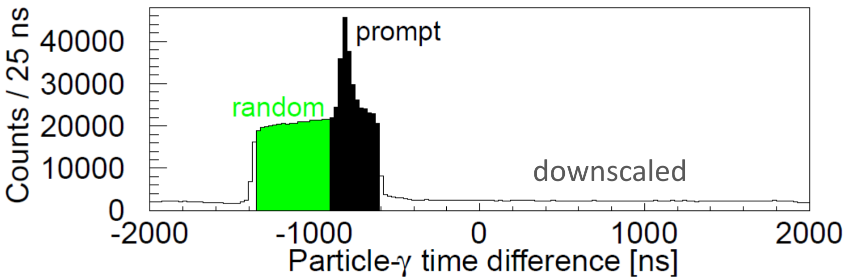
$$E_{lab} = \frac{\gamma E_0}{1 - \beta \cos(\eta)} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \beta = \frac{v}{c} = \sqrt{\frac{2E_p}{m_p c^2}}$$

$$\cos(\eta) = \sin(\theta_p)\sin(\theta_\gamma)\cos(\phi_p - \phi_\gamma) + \cos(\theta_p)\cos(\theta_\gamma)$$

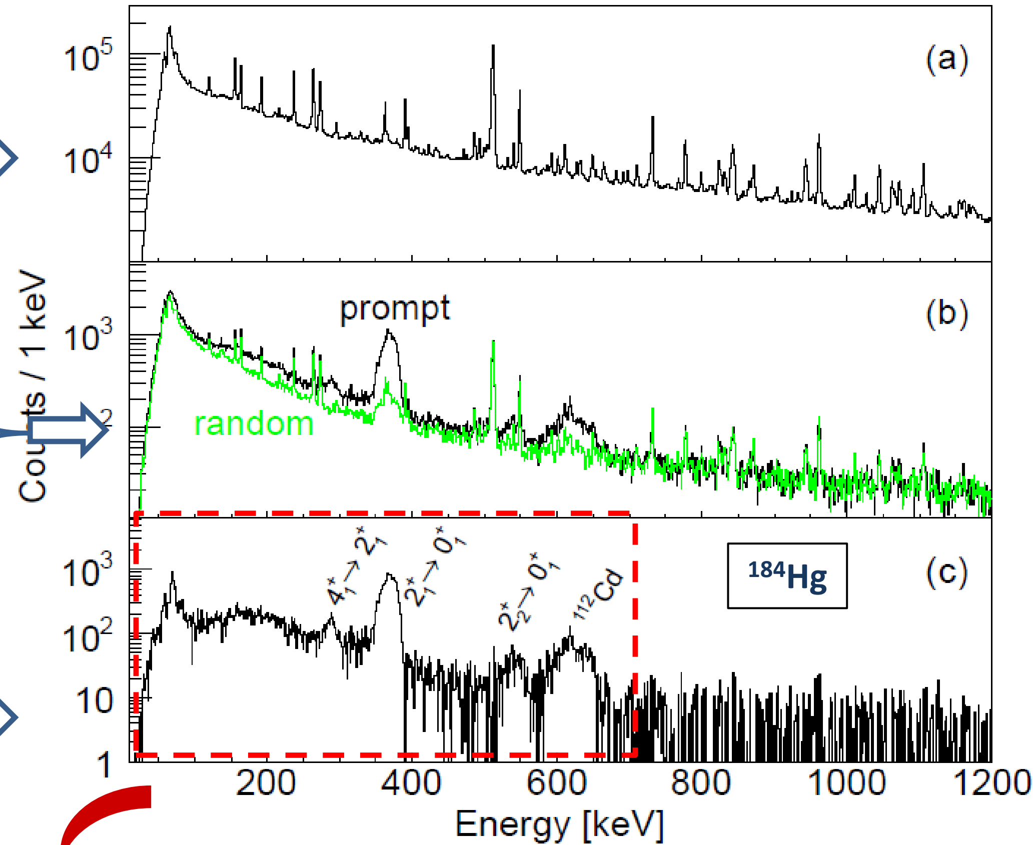
N. Bree PhD thesis KU Leuven, K. Wrzosek-Lipska et al., PRC to be published

Selekcja zdarzeń:

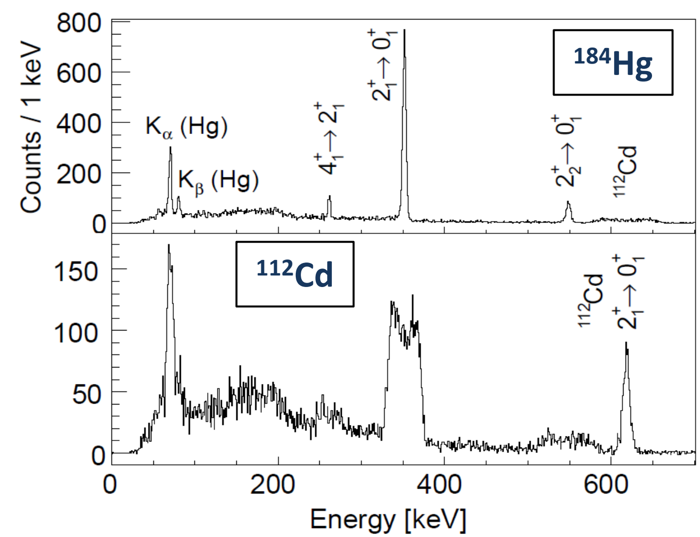
(a) widmo γ bez nałożonych dodatkowych warunków sortowania



+ warunek na rejestrację jądra pocisku/tarczy



(c) widmo γ (PROMPT) z odjętymi zdarzeniami przypadkowymi (RANDOM)



widmo γ z odjętymi zdarzeniami przypadkowymi (RANDOM). Linie γ zostały skorygowane dopplerowsko ;

N. Bree PhD thesis KU Leuven, K. Wrzosek-Lipska et al., PRC to be published