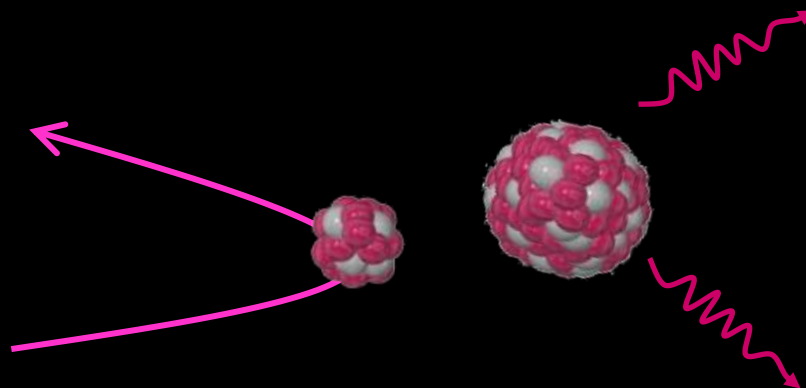


Wykład monograficzny z fizyki jądrowej

Wzbudzenia kulombowskie – narzędzie do badania struktury jąder atomowych



Wykład 1 i 2

Katarzyna Wrzosek-Lipska



Wzbudzenia kulombowskie - krótki rys historyczny (1/3)

- ❑ Od co najmniej 50-ciu lat jedno z ważniejszych narzędzi badania struktur kolektywnych jąder atomowych.
- ❑ Koncepcja ruchów kolektywnych nukleonów → wczesne lata 50-te [1,2] → wyjaśnienie zjawisk nie dających się opisać modelem powłokowym (np. przejścia E2 znacznie przyspieszone w stosunku do przewidywań jednocząstkowych) .
- ❑ Wczesne lata 50-te: pierwsze eksperymenty przy użyciu wiązek lekkich jonów (p, α) → eksperyment Huusa i Zupancicia [3] z wiązką protonów - zaobserwowano pierwsze stany wzbudzone w ^{181}Ta .

[1] B.R. Mottelson, Proc. Int. Phys. Conf., Copenhagen, 1952.

[2] A. Bohr, B.R. Mottelson, Dan. Mat. Fys. Medd. 27 (1953) 16.

[3] T. Huus, C. Zupancic, Dan. Mat. Fys. Medd. 28 (1953) 1.

Wzbudzenia kulombowskie - krótki rys historyczny (2/3)

- ❑ Jednocześnie rozwija się teoria wzbudzeń elektromagnetycznych - prace Ter-Martirosyana [4], Aldera i Winthera [5,6].
- ❑ Lata 60-te i 70-te - pomiary $B(E2)$ i momentów kwadrupolowych najniższych stanów wzbudzonych jąder atomowych. Używano wiązek lekkich jonów (α , ^{14}N , ^{18}O , ^{32}S). Opis procesu wzbudzenia poprzez metody przybliżone wynikające z rachunku zaburzeń.
- ❑ Lata 80-te - renesans metody wzbudzeń kulombowskich. Akceleratorzy nowej generacji (GSI, RIKEN, ORNL, NSRL Rochester, Berkeley) - przyspieszanie wiązek uranowych $\rightarrow$ eksperymenty wielostopniowego wzbudzenia kulombowskiego.

[4] K.A. Ter-Martirosyan, *Zh. Eksp. i Teor. Fiz.* 22 (1952) 284.

[5] K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, A. Winther, *Rev. Mod. Phys.* 28, (1956) 432.

[6] K. Alder, A. Winther, *Electromagnetic Excitation. Theory of Coulomb Excitation with Heavy Ions*, North-Holland, Amsterdam, 1975.

Wzbudzenia kulombowskie

- krótki rys historyczny (3/3)

- ❑ Jednoczesny rozwój technik eksperymentalnych - układów detekcji, elektroniki, systemów zbierania danych.
- ❑ Rozwijane jest oprogramowanie pozwalające na analizę danych pochodzących z coraz bardziej złożonych eksperymentów → program GOSIA autorstwa dr hab. Tomasza Czosnyki [7].
- ❑ Obecne badania prowadzone metodą wzbudzeń kulombowskich dostarczają modelowo niezależnych informacji o strukturze elektromagnetycznej jąder i pozwalają na określenie rozkładu ładunku indywidualnie dla każdego stanu.
- ❑ Dalszy rozwój metody → wykorzystanie wiązek radioaktywnych (energii wiązek wtórnych bliskie barierze kulombowskiej 2-5 MeV/A, duże przekroje czynne, np. wzbudzenie $2^+_1 \sim \text{barnów}$).

Dlaczego wzbudzenia kulombowskie ?

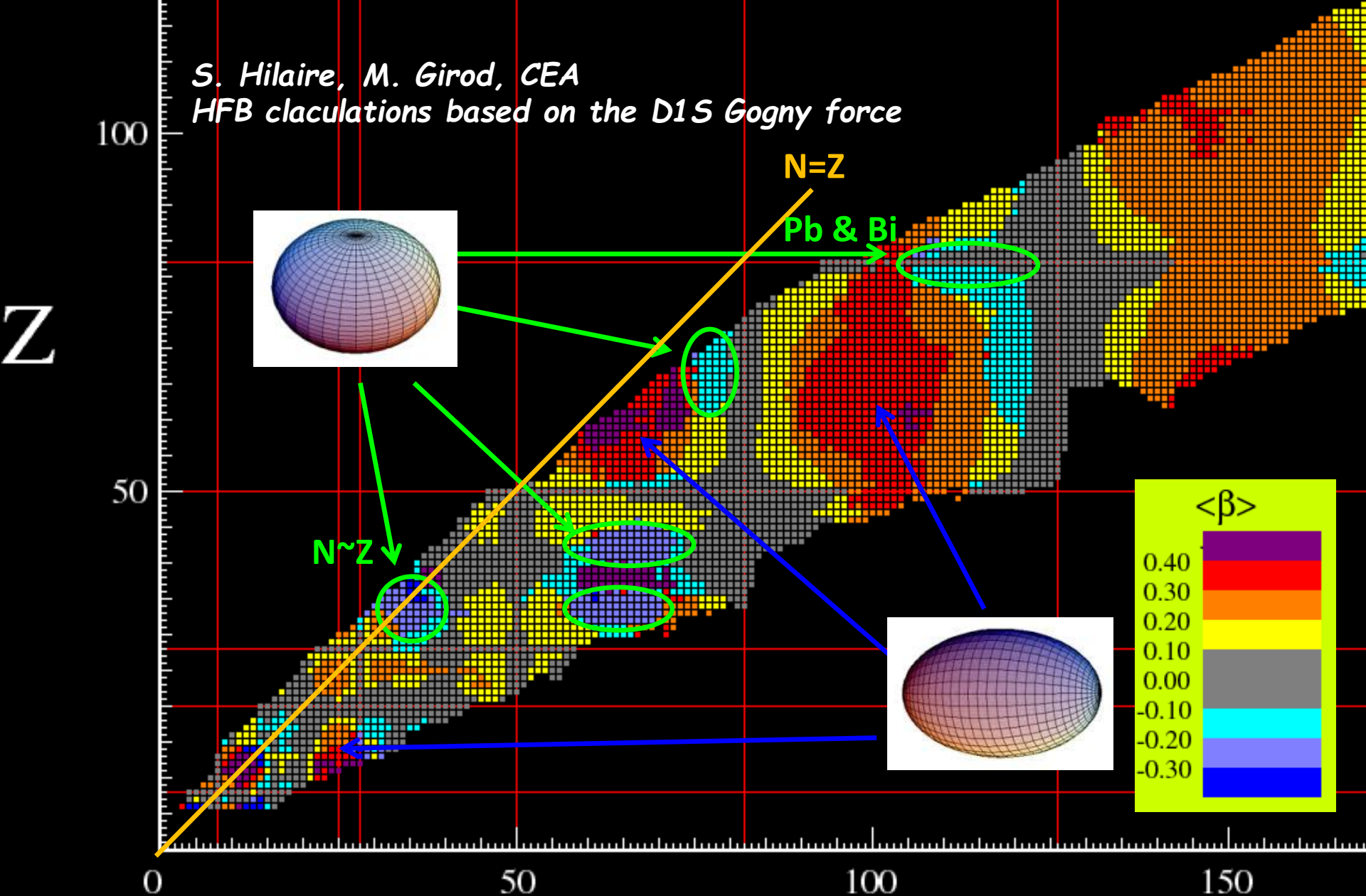
1) Bezpośredni pomiar momentów kwadrupolowych oraz ich znaków – idealne narzędzie do badania **deformacji jądrowych** nie tylko w stanie podstawowym ale też w stanach wzbudzonych ;

➤ Podejmowane zagadnienia:

- ✓ poszukiwanie egzotycznych deformacji jądrowych (oktupolowych, haksadekapolowych)
- ✓ superdeformacja jąder atomowych
- ✓ koegzystencja kształtu



S. Hilaire, M. Girod, CEA
HFB calculations based on the D1S Gogny force



http://www-phynu.cea.fr/science_en_ligne/carte_potentiels_microscopiques/carte_potentiel_nucleaire_eng.htm

N

S. Hilaire, M. Girod, CEA
HFB calculations based on the D1S Gogny force

Z

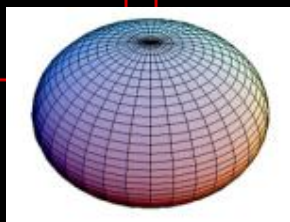
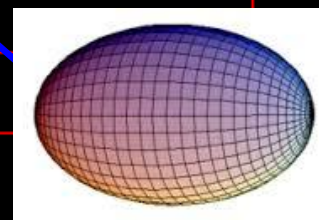
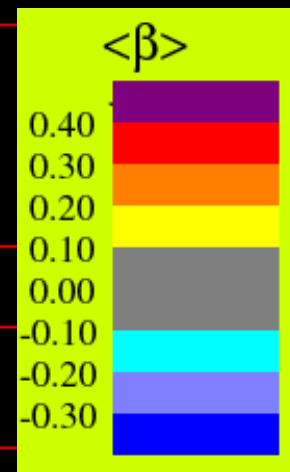
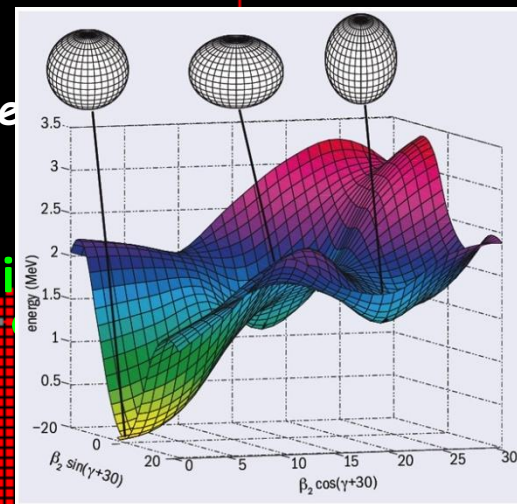
100

N=Z

Pb & Bi

N~Z

50



http://www-phynu.cea.fr/science_en_ligne/carte_potentiels_microscopiques/carte_potentiel_nucleaire_eng.htm

N

Dlaczego wzbudzenia kulombowskie ?

Możliwość populacji nisko leżących stanów jądrowych ponad linią yrast i wyznaczenia wartości $B(E2)$ pomiędzy tymi stanami.

Z

54

52

50

48

46

44

42

40

^{120}Te

^{118}Sn

^{110}Cd

^{104}Pd

^{132}Ba

82

55 57 59 61 63 65 67 69 71 73 75 77 79 81

N

Dlaczego wzbudzenia kulombowskie ?

Możliwość populacji nisko leżących stanów jądrowych ponad linią yrast i wyznaczenia wartości $B(E2)$ pomiędzy tymi stanami.



Z

54

52

50

48

46

44

42

40

^{104}Pd

^{110}Cd

^{120}Te

^{118}Sn

^{132}Ba

natura ruchów kolektywnych nukleonów, wibracyjny charakter stanów wzbudzonych ?

3-phonon

2-phonon

1-phonon

$0^+ \quad 2079$

$2^+ \quad 2287$

$3^+ \quad 2163$

$4^+ \quad 2220$

$6^+ \quad 2480$

$0^+ \quad 1731$

$2^+ \quad 1476$

$4^+ \quad 1542$

$< 40 \quad 54.2$

$54.2 \quad 30(5)$

$54.2 \quad 42(7)$

$2^+ \quad 658$

$27.1(8)$

$0^+ \quad 0$

^{110}Cd

82

P. E Garrett and J. L. Wood J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 37 (2010) 064028

„On the robustness of surface vibrational modes: case studies in the Cd region”

55 57 59 61 63 65 67 69 71 73 75 77 79 81

N

Plan wykładów:

1) Wzbudzenie kulombowskie przy energii bezpiecznej

2) Teoretyczny opis wzbudzenia kulombowskiego

przybliżenie
półklasyczne

kwantowy opis
procesu wzbudzenia

rachunek zaburzeń

3) Przekroje czynne na wzbudzenie kulombowskie

zależność od typu
i rzędu multipola

wzbudzenie
1 i 2-stopniowe

efekt reorientacji

4) Rozpad stanów wzbudzonych; wielkości spektroskopowe

**5) Eksperyment wzbudzenia kulombowskiego krok po kroku
– wielkości mierzone, układy eksperymentalne**

6) Analiza danych, program GOSIA

**7) Kwadrupolowe deformacje jąder atomowych wyznaczone
metodą nieważonych energetycznie reguł sum**

The 3rd GOSIA workshop @ HIL UW

9-11.04.2018

http://slcj.uw.edu.pl/en/gosia_workshop_info/

**HIL**

E-MAIL NLC LOG-IN ELOG  POLSKI

Home page Contact For visitors ENSAR2 TNA NUSPRASEN Workshop PARIS Meeting 3rd GOSIA Workshop

3rd GOSIA Workshop

NewsRegistrationCommitteeParticipantsContactProgramme



This is the first announcement of the 3rd GOSIA Workshop at the Heavy Ion Laboratory, University of Warsaw, Poland, 9-11 April, 2018.

The Coulomb Excitation method is presently used by many scientific collaborations all over the world. Interest in COULEX has increased after successful experimental campaigns at radioactive beam facilities as well as new results on the structure of stable nuclei. The complexity of experimental setups used to study new regions of the nuclear chart has resulted in previously unknown problems in data analysis.

The aim of the workshop is to bring together the community of present and potential GOSIA users. The meeting will provide veteran users with an opportunity to present recent achievements in COULEX analysis and allow newcomers to the field to solicit help from more experienced users.

The 3rd GOSIA Workshop will be held in the Heavy Ion Laboratory, University of Warsaw, 9-11 April, 2018.

The meeting will be focused on the following topics:

- ▶ Error estimation in GOSIA
- ▶ GOSIA in everyday use (recent sophisticated solutions and questions on current analysis)
- ▶ Future plans and development

KWIECIEŃ April April April April April April April April April April 2018									
Tydzień	Poniedziałek	Wtorek	Środa	Czwartek	Piątek	Sobota	Niedziela		
Week / Woche	Monday / Montag	Tuesday / Dienstag	Wednesday / Mittwoch	Thursday / Donnerstag	Friday / Freitag	Saturday / Samstag	Sunday / Sonntag	Weekend	Weekend
13	26	27	28	29	30	31	1		
14	2	3	4	5	6	7	8		
15	9	10	11	12	13	14	15		
16	16	17	18	19	20	21	22		
17	23/30	24	25	26	27	28	29		
MAJ May Mai Mai Mai May May May May May 2018									
Tydzień	Poniedziałek	Wtorek	Środa	Czwartek	Piątek	Sobota	Niedziela		
Week / Woche	Monday / Montag	Tuesday / Dienstag	Wednesday / Mittwoch	Thursday / Donnerstag	Friday / Freitag	Saturday / Samstag	Sunday / Sonntag	Weekend	Weekend
18	30	1	2	3	4	5	6		
19	7	8	9	10	11	12	13		
20	14	15	16	17	18	19	20		
21	21	22	23	24	25	26	27		
22	28	29	30	31	1	2	3		

K. Alder, A. Winther,

*„Electromagnetic Excitation.
Theory of Coulomb Excitation
with Heavy Ions“*

North-Holland, Amsterdam, 1975.

ELECTROMAGNETIC EXCITATION

THEORY OF COULOMB EXCITATION WITH HEAVY IONS

Kurt ALDER

Institute for Theoretical Physics, University of Basel, Switzerland

and

Aage WINTHER

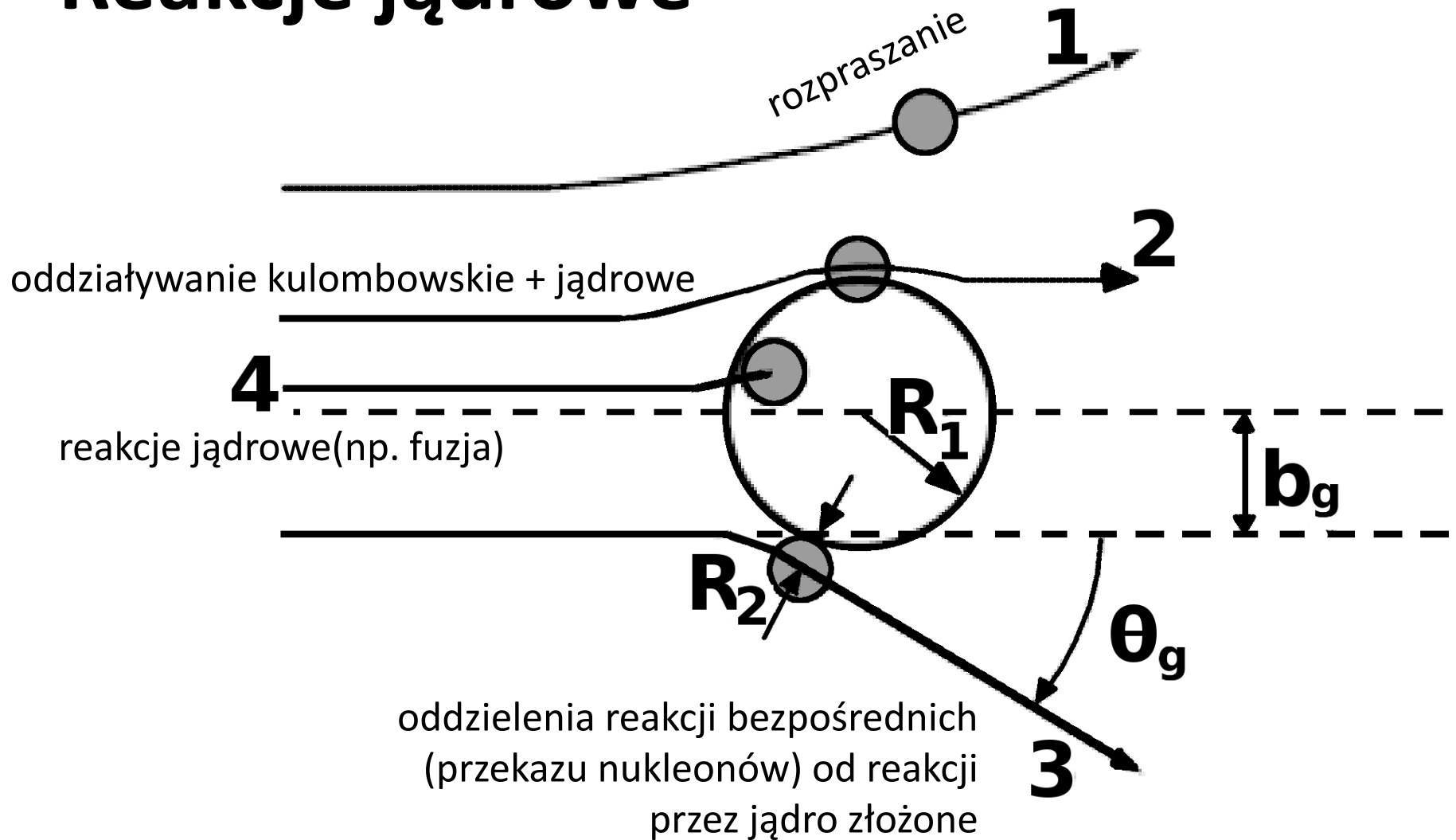
The Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, Denmark



1975

NORTH-HOLLAND PUBLISHING COMPANY, AMSTERDAM-OXFORD
AMERICAN ELSEVIER PUBLISHING COMPANY, INC.-NEW YORK

Reakcje jądrowe



Reakcje indukowane cząstkami naładowanymi

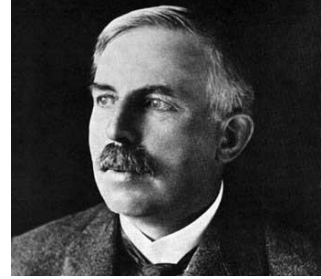
- ❖ Pomiedzy oddziaływującymi jądrami atomowymi działa odpychająca, długozasięgowa siła:

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}$$

- ❖ Siła odpychająca → trajektorie ruchu hiperboliczne.
- ❖ Jeśli energia cząstki padającej jest niewystarczająca aby jądra atomowe zbliżyły się na odległość mniejszą niż zasięg sił jądrowych, wówczas efektem oddziaływania jest rozpraszanie elastyczne (Rutherfordowskie) lub nieelastyczne (kulombowskie).
- ❖ Po rozpraszaniu Rutherfordowskim jądra pocisku i tarczy pozostają w swych stanach podstawowych. W wyniku rozpraszania kulombowskiego jądro pocisku lub tarczy przechodzi do stanu wzbudzonego (→ wzbudzenie kulombowskie).

Rozpraszanie Rutherforda

Rozpraszanie elastyczne cząstek naładowanych pod wpływem działania pola kulombowskiego.



$$V_C = \frac{Z_P Z_T e^2}{r} \frac{\vec{r}}{r}$$

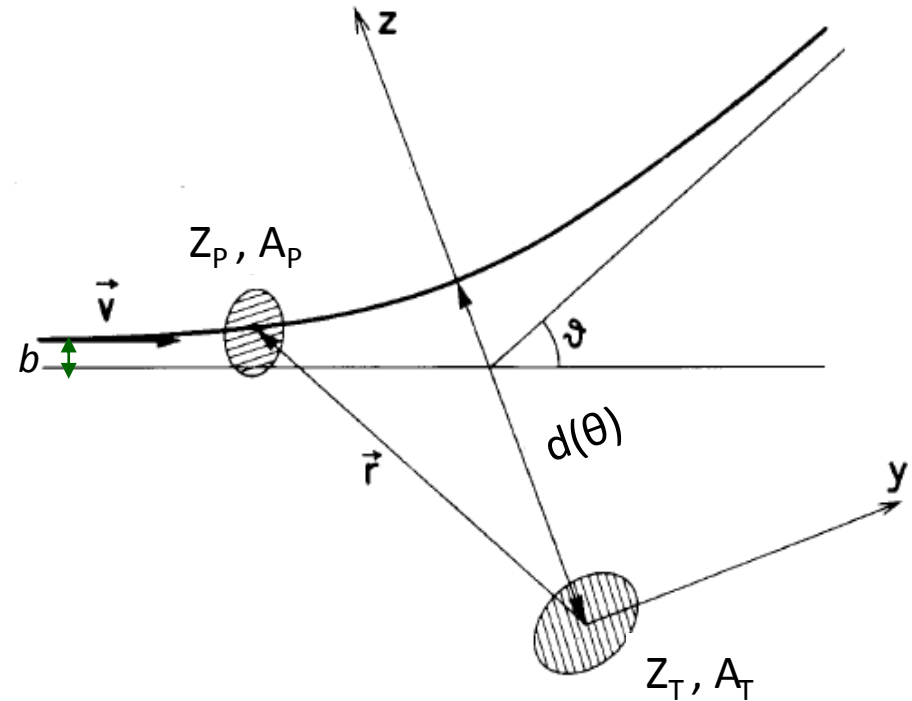
$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Ruth}} = \left(\frac{Z_P Z_T e^2}{4E_{\text{cm}}} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4 \left(\frac{\theta_{\text{CM}}}{2} \right)}$$

$$= a^2 / 4 \sin^4 \left(\frac{\theta_{\text{CM}}}{2} \right)$$

$$a = \frac{Z_P Z_T e^2}{M_0 v^2} = \frac{1}{2} d(\theta = 180^\circ)$$

$$M_0 = \frac{M_P \cdot M_T}{M_P + M_T}$$

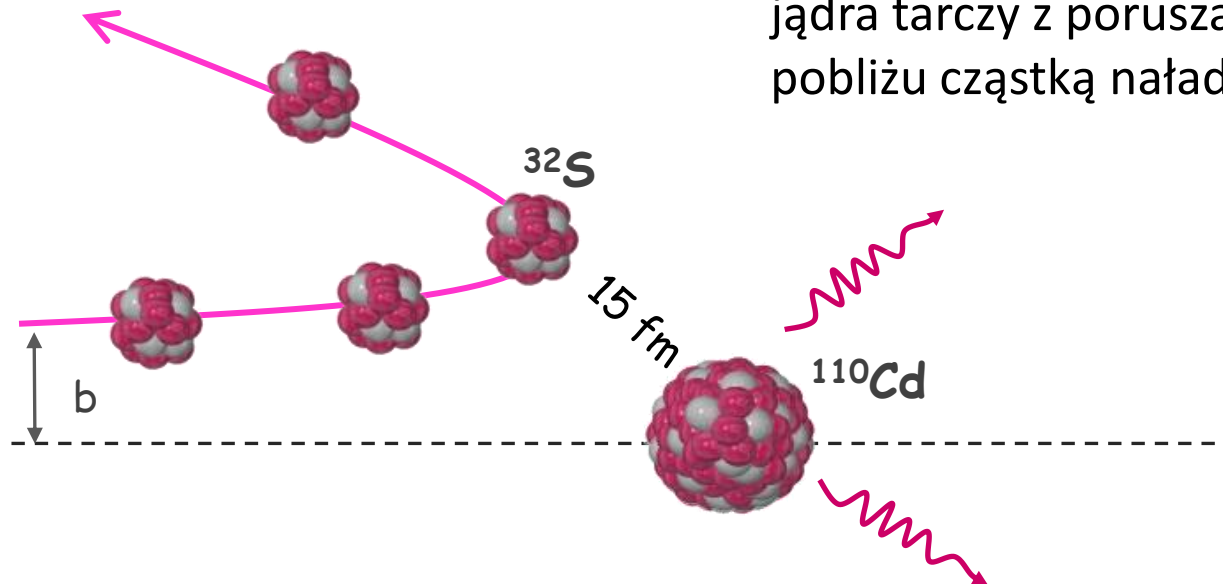
$$b = 2a \cdot \cot \left(\frac{\theta_{\text{cm}}}{2} \right)$$



Ruch po **trajektorii hiperbolicznej**
określonej przez Z_P, Z_T, E, θ

Wzbudzenie kulombowskie – rozpraszanie nieelastyczne

Wzbudzenie stanów jądrowych w wyniku **oddziaływania elektromagnetycznego** jądra tarczy z poruszającą się w jego pobliżu cząstką naładowaną.



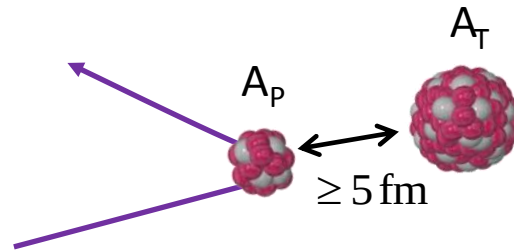
Przekrój czynny na wzbudzenia kulombowskie zależy od: **energii wiązki, liczb atomowych i masowych jąder pocisku i tarczy, kąta rozproszenia / parametru zderzenia** ($\rightarrow$ wykład 2).

Odpowiednio duża odległość między zderzającymi się jądrami $\rightarrow$ zaniedbywalny wpływ sił jądrowych.

Kryterium Cline'a

Przyjęto, iż jądro tarczy i jądro pocisku oddziałują czysto elektromagnetycznie, gdy ich powierzchnie są od siebie oddalone o co najmniej 5 fm. Odległość największego zbliżenia określona jest przez empiryczną zależność:

$$d_{\min} = 1.25 \cdot (A_p^{1/3} + A_T^{1/3}) + 5 \text{ [fm]}; \quad \text{gdzie } R = r_0 \cdot A^{1/3}, \quad r_0 = 1.25 \text{ fm} \quad (1)$$

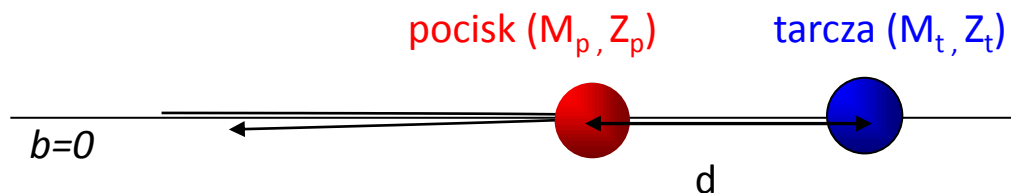


Kryterium Cline'a zapewnia, że **mniej niż 0.1 %** całkowitego przekroju czynnego na reakcje jądrowe pochodzi **z procesów innych niż wzbudzenie kulombowskie**.

Zostało to potwierdzone eksperymentalnie na podstawie szeregu badań przekroju czynnego na rozpraszanie nieelastyczne dla różnych mas jąder wiązki i tarczy przy energiach kilku MeV/A [1].

Energia bezpieczna dla rozproszenia wstecznego ($\theta_{\text{cm}} = 180^\circ$)

Korzystając ze znanej postaci potencjału kulombowskiego, można wyliczyć wartość energii dla rozpraszania wstecznego, przy której odległość największego zbliżenia jąder pocisku i tarczy wyniesie d :



Cząstka poruszająca się w polu kulombowskim: $E = \frac{1}{2} M_0 v^2 = T(\vec{r}) + \frac{Z_p Z_T e^2}{4\pi\epsilon_0 \vec{r}}$

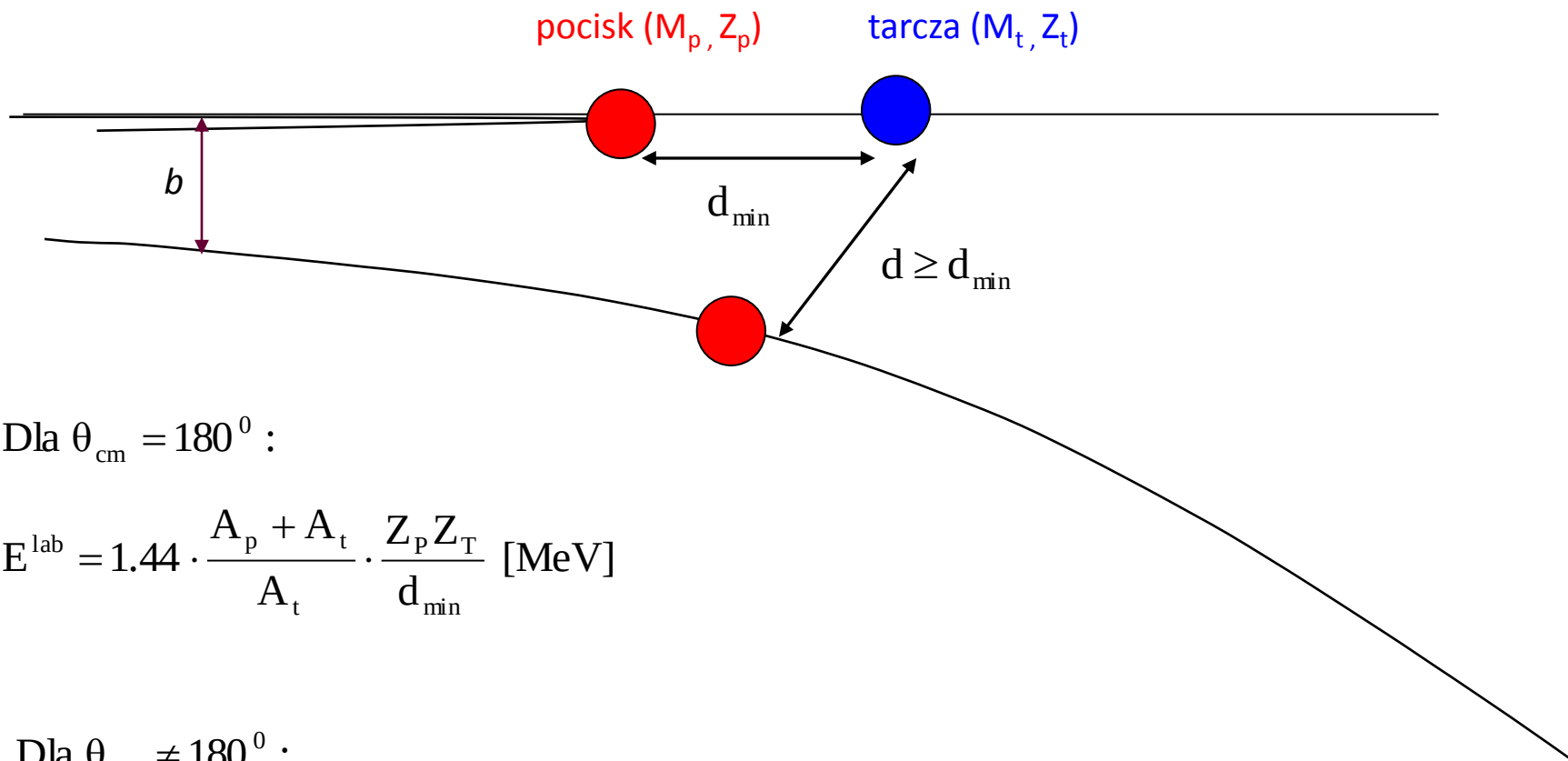
dla rozpraszania wstecznego, $\theta = 180^\circ$, w minimalnej odległości d , $T = 0$:

$$E^{\text{cm}} = \frac{Z_p Z_T e^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot d}; \quad E^{\text{cm}} = \frac{M_t}{M_p + M_t} E^{\text{lab}};$$

$$E^{\text{lab}} = \frac{M_p + M_t}{M_t} \cdot \frac{Z_p Z_T}{d} \cdot \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}; \quad \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = 1.44 \text{ MeV} \cdot \text{fm};$$

$$M_{p/T} \cong A_{p/T} \cdot 1 \text{ u}; \quad 1 \text{ u} = 931.5 \text{ MeV}/c^2 \rightarrow \Rightarrow E^{\text{lab}} = 1.44 \cdot \frac{A_p + A_t}{A_t} \cdot \frac{Z_p Z_T}{d} \text{ [MeV]}$$

Energia bezpieczna w eksperymentach wzbudzeń kulombowskich



Dla $\theta_{\text{cm}} = 180^\circ$:

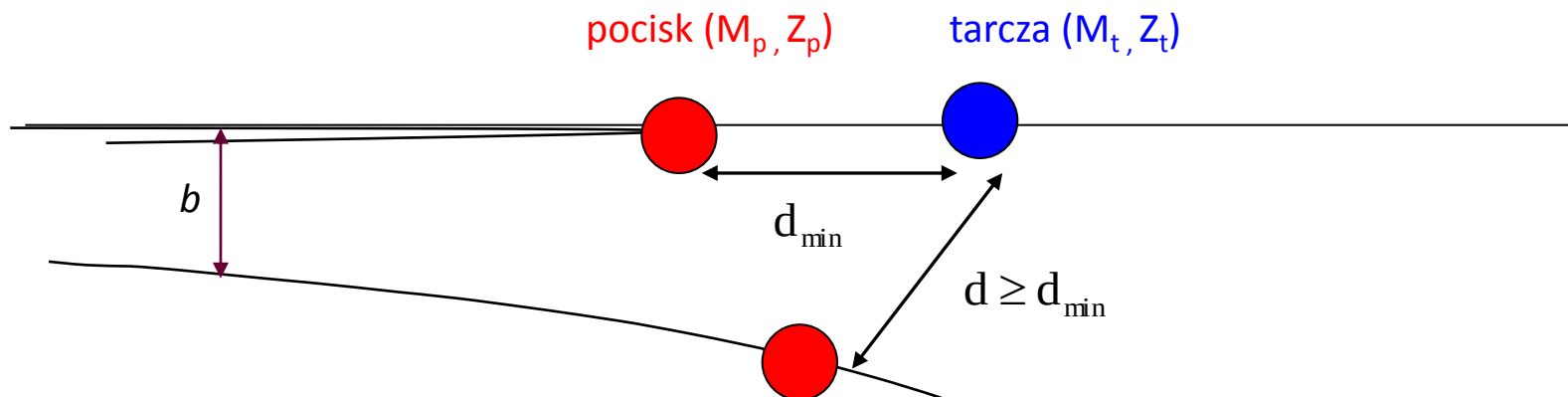
$$E^{\text{lab}} = 1.44 \cdot \frac{A_p + A_t}{A_t} \cdot \frac{Z_p Z_T}{d_{\min}} \text{ [MeV]}$$

Dla $\theta_{\text{cm}} \neq 180^\circ$:

$$E^{\text{lab}} = 0.72 \cdot \frac{A_p + A_t}{A_t} \cdot \frac{Z_p Z_T}{d} \left(1 + \frac{1}{\sin \frac{\theta_{\text{CM}}}{2}} \right)$$

$$\sin(\theta_{\text{CM}} - \theta_{\text{LAB}}) = \frac{A_p}{A_T} \cdot \sin(\theta_{\text{LAB}})$$

Energia bezpieczna w eksperymentach wzbudzeń kulombowskich



Wartość energii dla rozproszenia wstecznego
 → maksymalna energia, przy której spełnione jest kryterium Cline'a dla wszystkich kątów rozproszenia → **energia progowa** dla eksperymentów wzbudzeń kulombowskich.

Dla $\theta_{cm} = 180^0$:

$$E^{lab} = 1.44 \cdot \frac{A_p + A_t}{A_t} \cdot \frac{Z_p Z_T}{d_{min}} \text{ [MeV]}$$

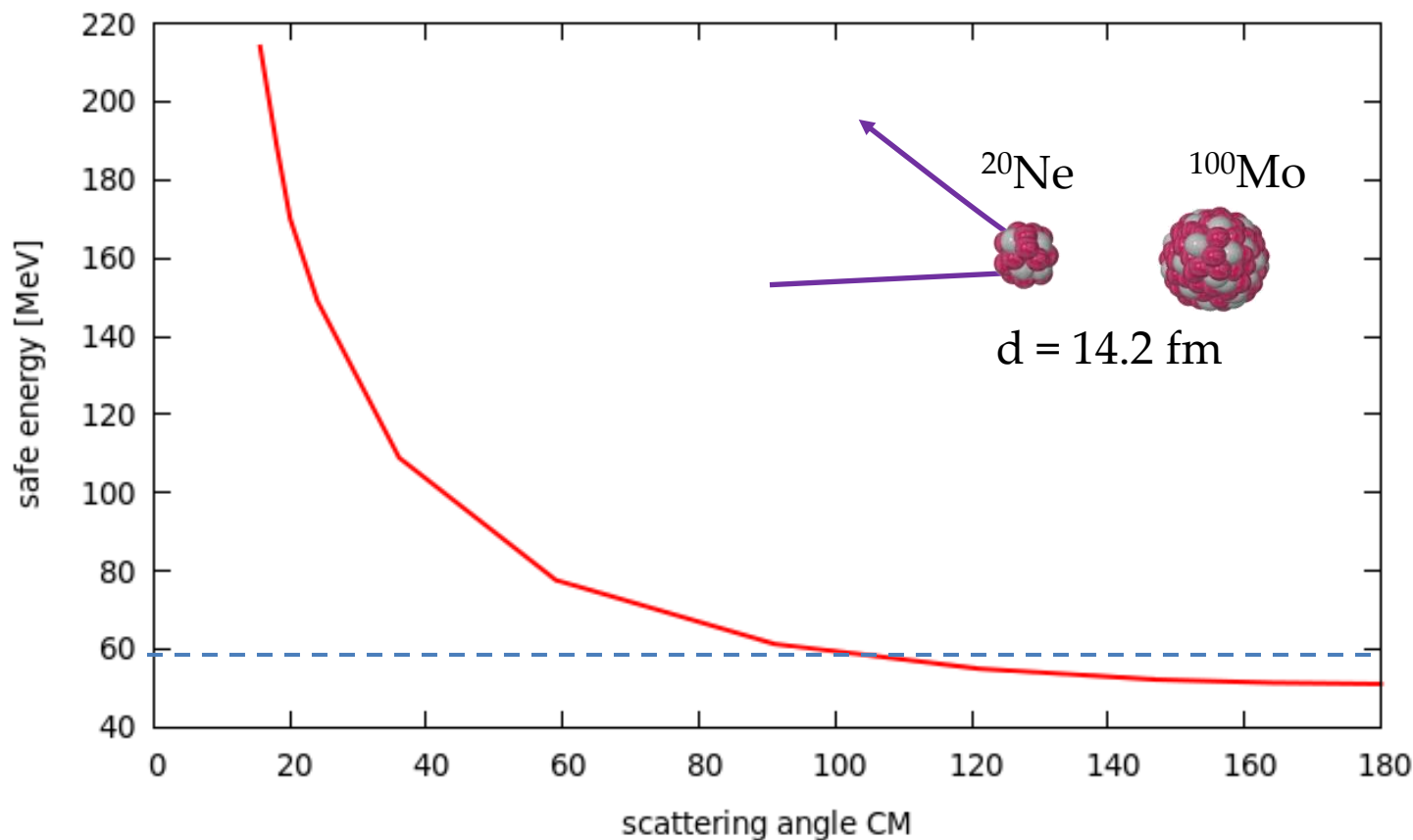
Dla $\theta_{cm} \neq 180^0$:

$$E^{lab} = 0.72 \cdot \frac{A_p + A_t}{A_t} \cdot \frac{Z_p Z_T}{d} \left(1 + \frac{1}{\sin \frac{\theta_{CM}}{2}} \right)$$

$\theta_{cm} = 180^0$

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

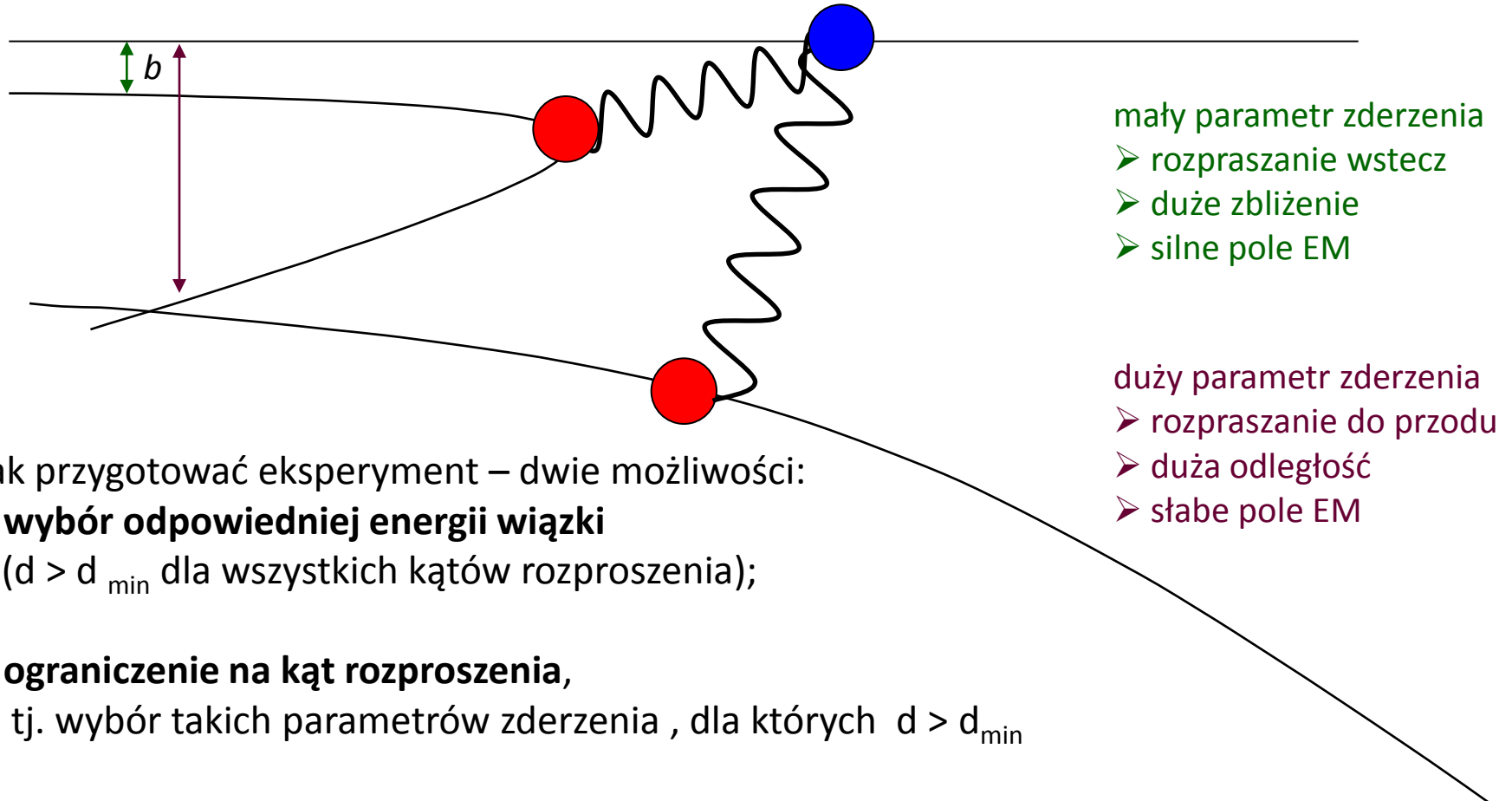
$$E_d(\theta_{CM}) = 0.72 \cdot \frac{Z_p Z_t}{d} \cdot \frac{A_p + A_t}{A_t} \cdot \left[1 + \frac{1}{\sin(\frac{\theta_{CM}}{2})} \right] \quad [\text{MeV}]$$



Przykład: energia wiązki ^{20}Ne wynosi 60 MeV. Jest to energia bezpieczna gdy $\vartheta_{CM} < 110^\circ$
 ($\vartheta_{LAB}^{Ne} > 100^\circ$, $\vartheta_{LAB}^{Mo} < 35^\circ$). NIE JEST to energia bezpieczna dla $\vartheta_{CM} > 110^\circ$

Wymóg energii bezpiecznej

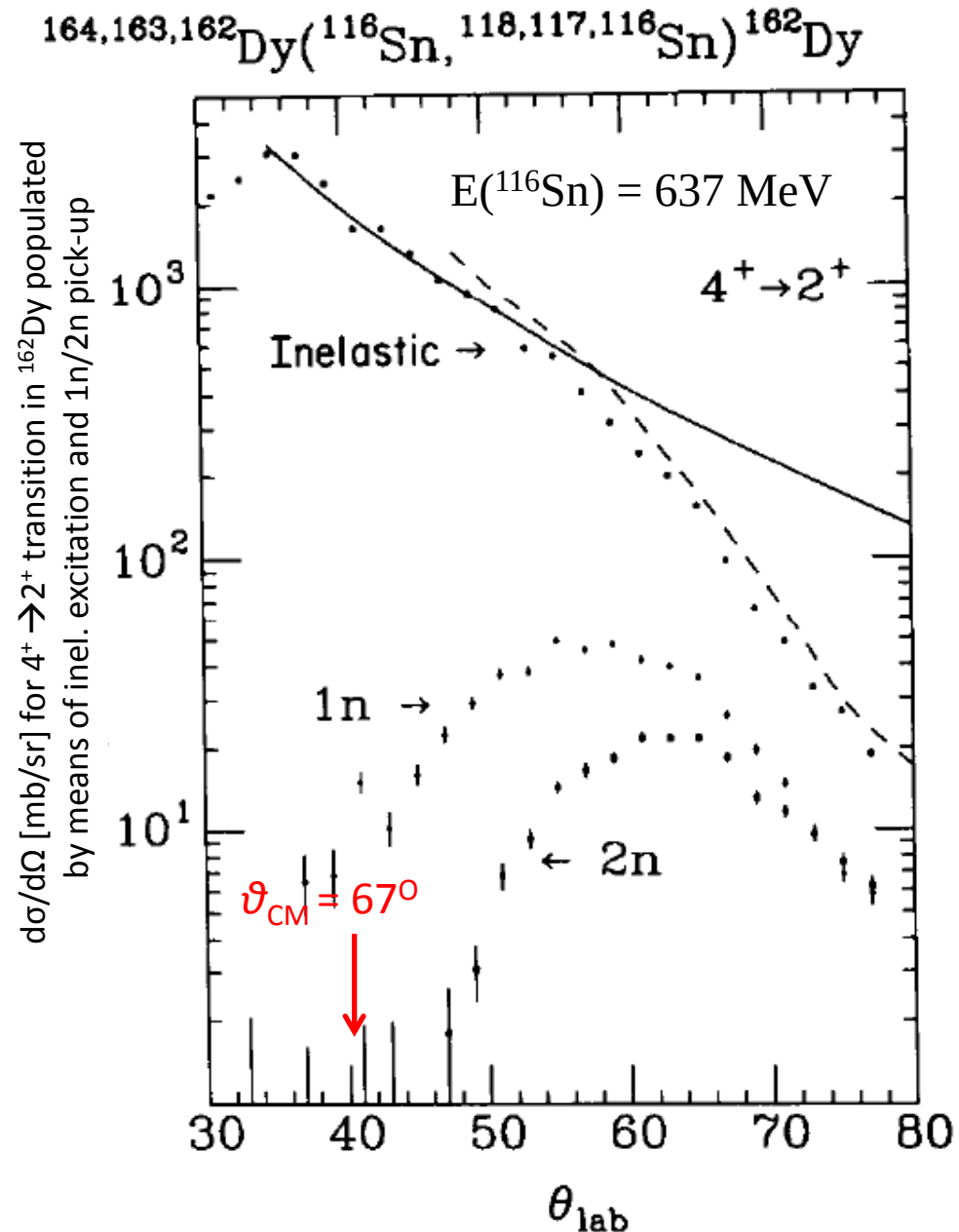
...wynika z faktu że d_{min} musi być odpowiednio duża.
Ale to nie jedyny sposób aby to zapewnić



Kryterium Cline'a

Kryterium empiryczne wyznaczone na podstawie szeregu badań przekroju czynnego na rozpraszanie nieelastyczne oraz transfer $1n / 2n$ przy energiach $\sim$ kilku MeV/A.

- $\vartheta_{\text{LAB}} < 55^\circ$: dane odtworzone przez proces **wzbudzenia kulombowskiego** (linia ciągła);
- $\vartheta_{\text{LAB}} > 55^\circ$: **włączenie sił jądrowych**; dane odtworzone przez kwantowy model optyczny (linia przerywana);



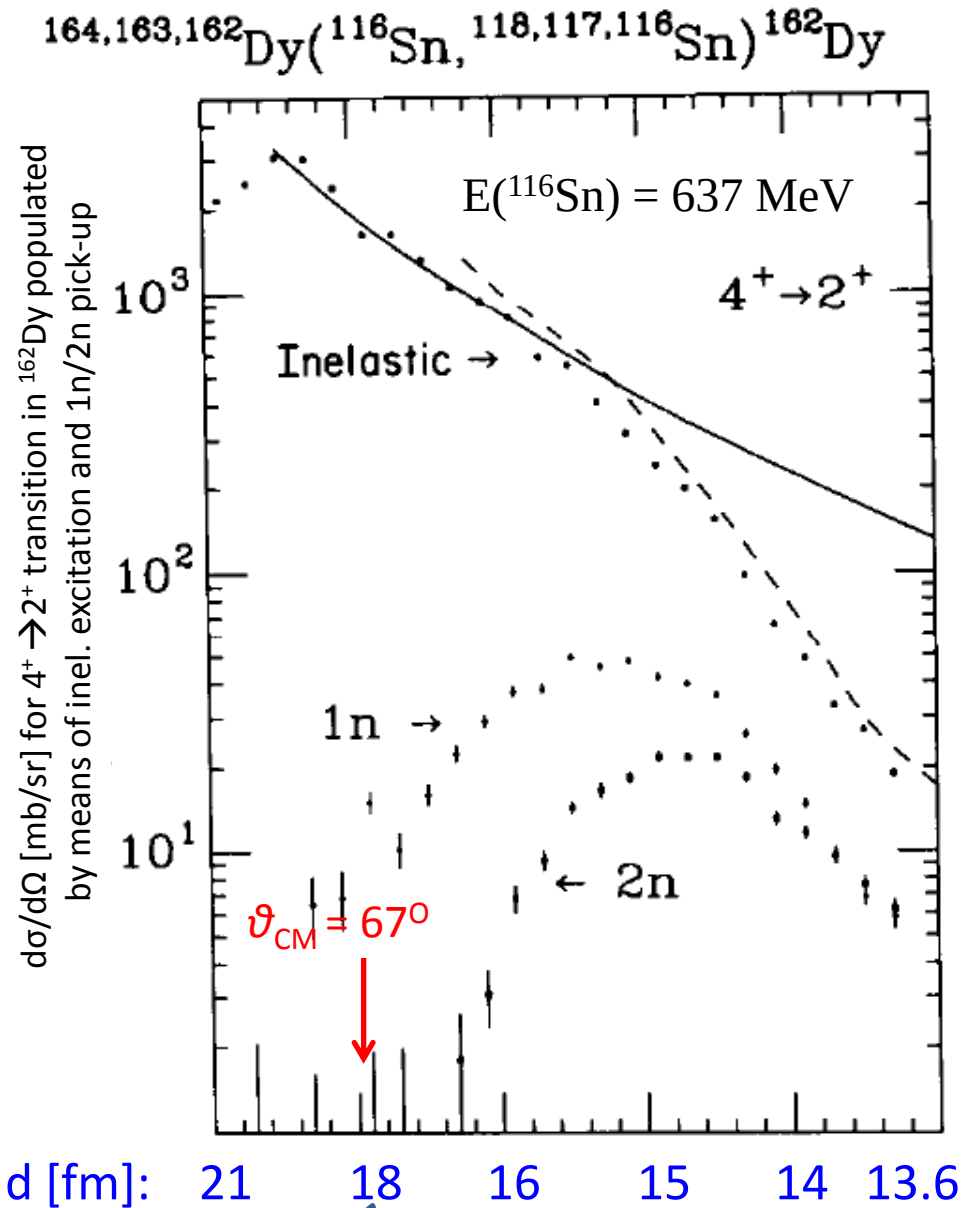
Kryterium Cline'a

Kryterium empiryczne wyznaczone na podstawie szeregu badań przekroju czynnego na rozpraszanie nieelastyczne oraz transfer $1n / 2n$ przy energiach $\sim$ kilku MeV/A.

- $\vartheta_{\text{LAB}} < 55^\circ$: dane odtworzone przez proces **wzbudzenia kulombowskiego** (linia ciągła);
- $\vartheta_{\text{LAB}} > 55^\circ$: **włączenie sił jądrowych**; dane odtworzone przez kwantowy model optyczny (linia przerywana);

$$E(\vartheta_{\text{CM}} = 67^\circ; {}^{116}\text{Sn} + {}^{162}\text{Dy}) = 638 \text{ MeV}$$

$$d_{\text{min}} = 1.25(A_t^{1/3} + A_p^{1/3}) + 5 = 18 \text{ fm}$$



Włączenie w proces wzbudzenia kulombowskiego sił jądrowych

D. CLINE, H. S. GERTZMAN, H. E. GOVE, P. M. S. LESSER and J. J. SCHWARTZ [†]
Nuclear Structure Research Laboratory, University of Rochester, Rochester, New York ^{††}
Nuclear Physics A133 (1969) 445—464

- Wzbudzenie kulombowskie stanu 2^+_{11} (1.33 MeV) w ^{60}Ni
 $^{60}\text{Ni}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')$, $E = 28 - 38 \text{ MeV}$ $^{60}\text{Ni}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S}')$, $E = 65 - 70 \text{ MeV}$
- $B(E2; 2^+_{11} \rightarrow 0^+_{11}) = 0.0914 \pm 0.0020 \text{ e}^2\text{b}^2$ $Q = 0.00 \pm 0.13 \text{ eb}$

- Wykres przedstawia stosunek prawdopodobieństw

$$P_{\text{exp}} / P_{\text{theory}} \quad P_{\text{exp}} = d\sigma_{\text{inel}} / d\sigma_{\text{el}} ;$$

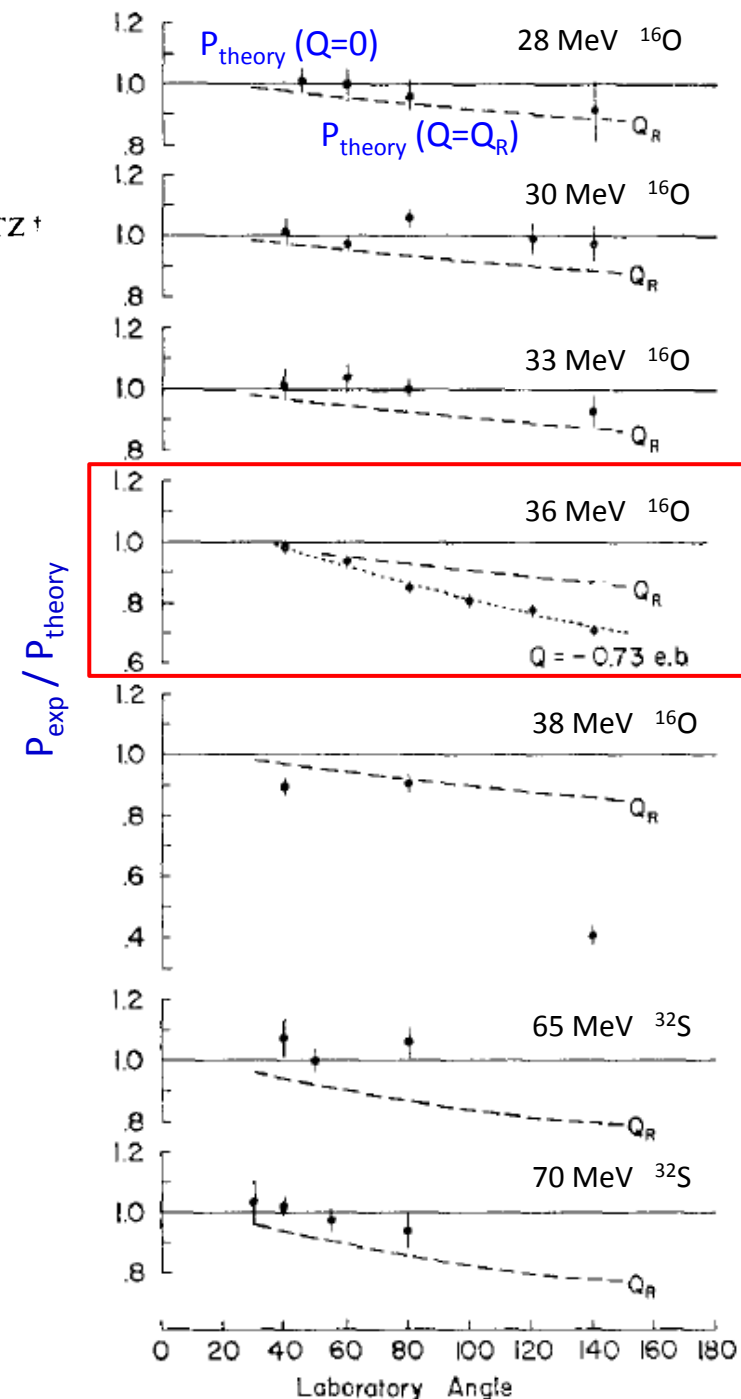
$$P(2^+_{11}) \sim B(E2) \cdot [1 + Q \cdot f(\theta; E)]$$

- ❑ Inny wynik uzyskany dla momentu kwadrupolowego Q gdy $E > 33 \text{ MeV}$ dla $^{60}\text{Ni}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')$.

→ wyższa wartość $Q = -0.73 \text{ eb}$

($\sim 2.6 \cdot Q_{\text{rot}}$)

→ włączenie w proces sił jądrowych



Włączenie w proces wzbudzenia kulombowskiego sił jądrowych

D. CLINE, H. S. GERTZMAN, H. E. GOVE, P. M. S. LESSER and J. J. SCHWARTZ[†]
Nuclear Structure Research Laboratory, University of Rochester, Rochester, New York^{††}
Nuclear Physics A133 (1969) 445—464

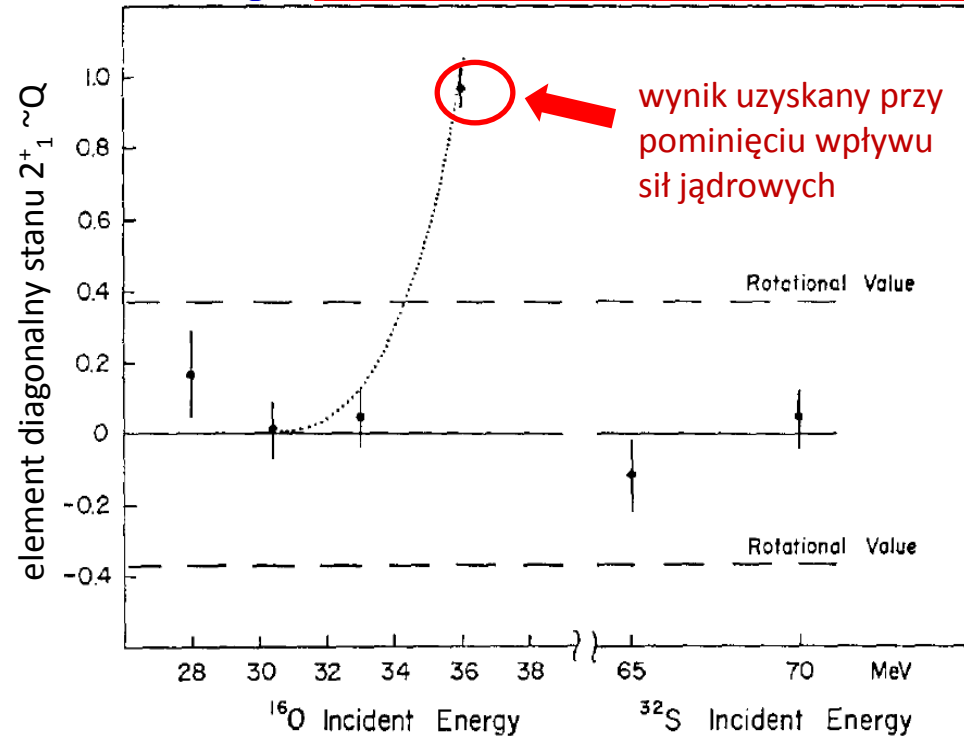
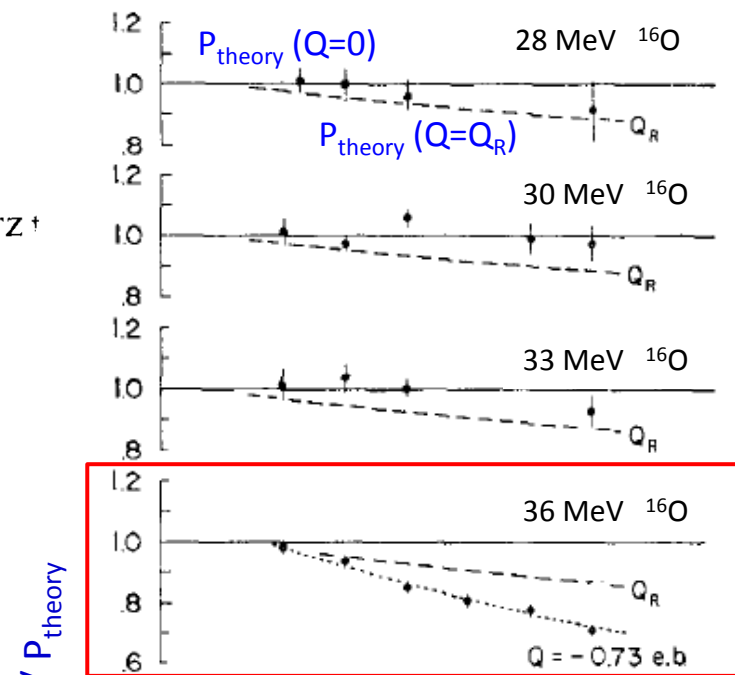
- Wzbudzenie kulombowskie stanu 2^+_{11} (1.33 MeV) w ^{60}Ni
 $^{60}\text{Ni}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')$, $E = 28 - 38 \text{ MeV}$ $^{60}\text{Ni}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S}')$, $E = 65 - 70 \text{ MeV}$
- $B(E2; 2^+_{11} \rightarrow 0^+_{11}) = 0.0914 \pm 0.0020 \text{ e}^2\text{b}^2$ $Q = 0.00 \pm 0.13 \text{ eb}$
- Wykres przedstawia stosunek prawdopodobieństw

$$P_{\text{exp}} / P_{\text{theory}} \quad P_{\text{exp}} = d\sigma_{\text{inel}} / d\sigma_{\text{el}} ;$$

$$P(2^+_{11}) \sim B(E2) \cdot [1 + Q \cdot f(\theta; E)]$$

- ❑ Inny wynik uzyskany dla momentu kwadrupolowego Q gdy $E > 33 \text{ MeV}$ dla $^{60}\text{Ni}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')$.

- ➔ wyższa wartość $Q = -0.73 \text{ eb}$
 $(\sim 2.6 \cdot Q_{\text{rot}})$
- ➔ włączenie w proces sił jądrowych



Włączenie w proces wzbudzenia kulombowskiego sił jądrowych

D. CLINE, H. S. GERTZMAN, H. E. GOVE, P. M. S. LESSER and J. J. SCHWARTZ [†]
Nuclear Structure Research Laboratory, University of Rochester, Rochester, New York ^{††}

Nuclear Physics A133 (1969) 445—464

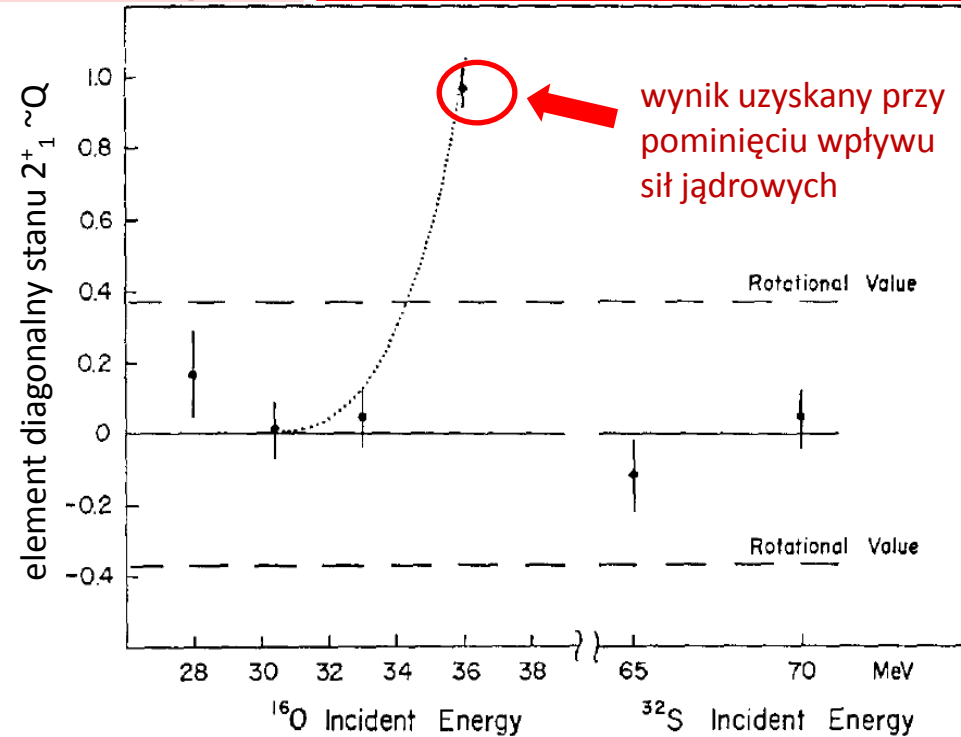
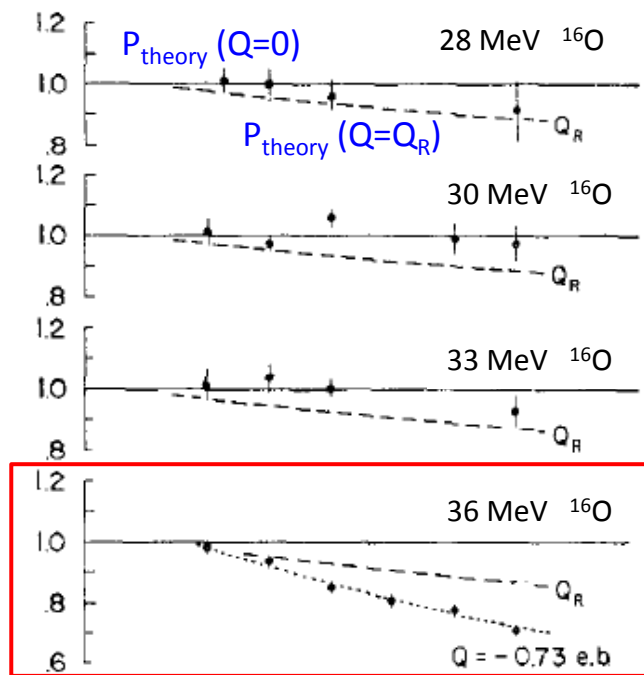
The presence of small admixtures of nuclear interactions in Coulomb excitation experiments produces effects indistinguishable from the re-orientation effects due to a negative static quadrupole moment as is so dramatically illustrated by the 36 MeV ¹⁶O data displayed in fig. 3. The remarkable fit obtained for the 36 MeV ¹⁶O data, which results in a static quadrupole moment 2.6 times the rotor-model value, illustrates that even good agreement in the shape of the angular distribution with Coulomb excitation theory does not mean that nuclear processes are unimportant.

$$P_{\text{exp}} / P_{\text{theory}} \quad P_{\text{exp}} = d\sigma_{\text{inel}} / d\sigma_{\text{el}} ;$$

$$P(2^+_1) \sim B(E2) \cdot [1 + Q \cdot f(\theta; E)]$$

- Inny wynik uzyskany dla momentu kwadrupolowego Q gdy $E > 33$ MeV dla ⁶⁰Ni(¹⁶O, ¹⁶O').

- wyższa wartość $Q = -0.73$ eb
- ($\sim 2.6 \cdot Q_{\text{rot}}$)
- włączenie w proces sił jądrowych



Kryterium odległości największego zbliżenia

- Moment kwadrupolowy Q' stanu 2^+_{11} w jądrach ^{48}Ti , ^{56}Fe , ^{60}Ni wyznaczany w eksperymentach wzbudzeń kulombowskich z wiązkami ^{16}O , ^{32}S , ^{35}Cl metodą reorientacji.

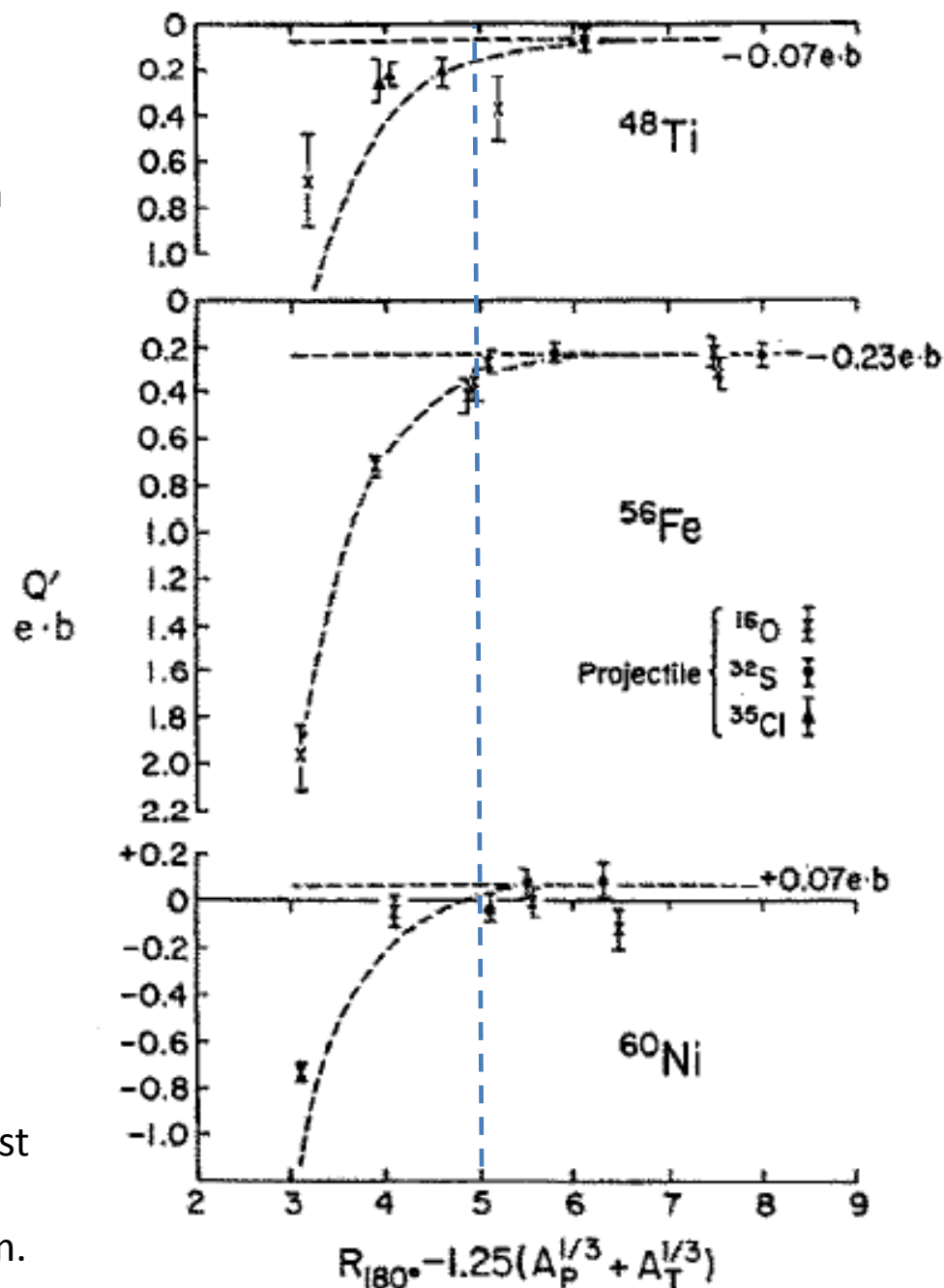
- Q' w funkcji odległości największego zbliżenia pomiędzy powierzchniami jądrowymi w zderzeniu czołowym.

- Przy pewnych odległościach wyniki nie są spójne: $R_{180} - 1.25 (A_t^{1/3} + A_p^{1/3}) < 5 - 6 \text{ fm}$



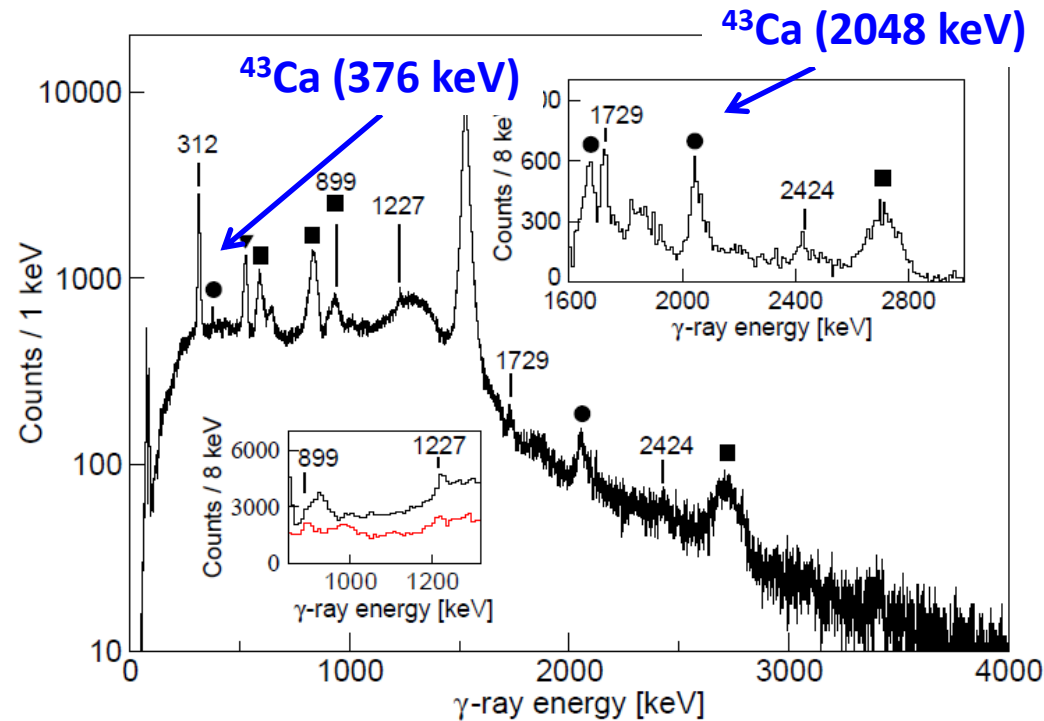
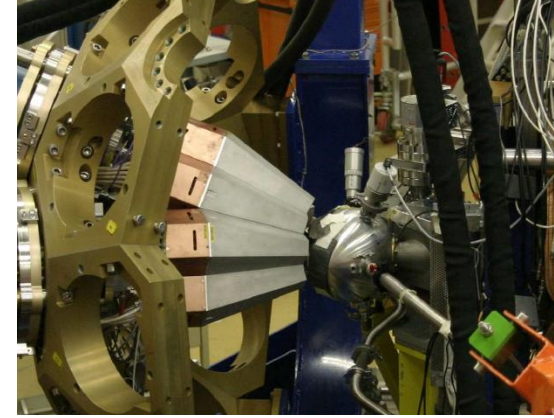
użyta energia wiązki była za wysoka
 → zbyt mała odległość między jądrem pocisku i tarczy → włączenie w proces oddziaływania sił jądrowych.

- Dla układów gdzie jeden z partnerów reakcji jest lżejszy niż Ni być może należy ostrożniej podchodzić do kryterium Cline'a i czynnika 5 fm.



Transfer podbarierowy

- Eksperyment wzbudzenia kulombowskiego jądra wiązki ^{42}Ca na tarczy ^{208}Pb @ LNL Legnaro, DANTE & AGATA
- Energia wiązki 170 MeV: **98.7% energii bezpiecznej** dla układu $^{42}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$
- Zaobserwowano **reakcję transferu podbarierowego** $^{208}\text{Pb}(^{42}\text{Ca}, ^{43}\text{Ca})^{207}\text{Pb}$; $Q = 565$ keV
- **Kryterium Cline'a** zapewnia że **mniej niż 0.1 %** całkowitego przekroju czynnego na reakcje jądrowe pochodzi z **procesów innych niż wzbudzenie kulombowskie**.
- Dla pewnych kombinacji jądro pocisku – jądro tarczy należy ostrożnie stosować kryterium Cline'a.



Przybliżenie półklasyczne

- Ściśle kwantowy opis rozpraszania jąder pocisku w potencjale kulombowskim skomplikowany
(długo zasięg oddziaływania elektromagnetycznego; rozkład potencjału kulombowskiego na szereg fal parcjalnych).
- Przybliżenie półklasyczne:
zakłada się, iż **trajektoria** jądra może być opisana **klasycznymi równaniami ruchu**, lecz do opisu **oddziaływania** stosuje się **mechanikę kwantową**.

Kiedy proces rozpraszania można w przybliżeniu opisać klasycznym obrazem trajektorii ?

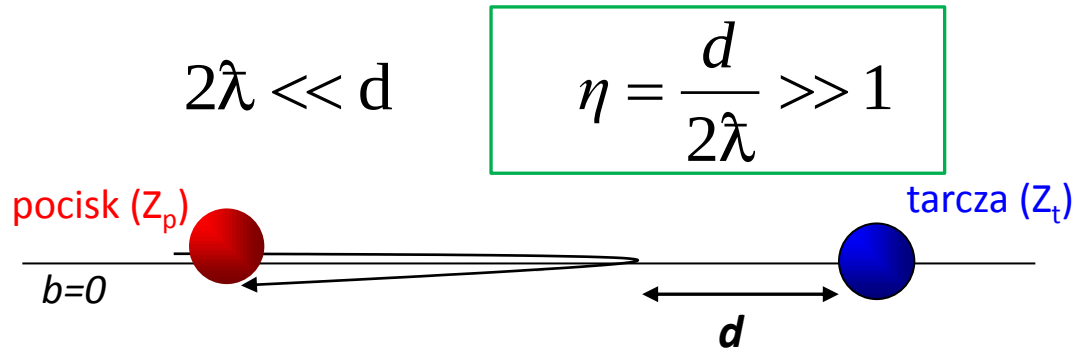
- Wówczas gdy podczas całego procesu cząstka przedstawia sobą **dobrze zdefiniowany pakiet falowy**, tzn. gdy zbliżenie się do potencjału rozpraszającego nie powoduje wyraźnego zakłócenia w pakiecie falowym:

$$| \text{grad } \hat{\lambda}(\vec{r}) |^2 \ll 1$$

- ➔ potencjał zmienia się niewiele na odległości rzędu długości fali cząstki padającej.
- Dla rozpraszania kulombowskiego ten warunek jest spełniony gdy długość fali de Broglie'a $\lambda/2\pi$ padającej cząstki jest dużo mniejsza niż odległość największego zbliżenia w zderzeniu czołowym:

$$2\hat{\lambda} \ll d$$

Parametr Sommerfelda η (1/4)



Czynnik dwa wynika z powszechnie przyjętej konwencji. Dla cząstki o energii E_0 poruszającej się w polu kulombowskim zachodzi:

$$E_0 = \frac{1}{2}mv_0^2 = T(\vec{r}) + V(\vec{r}) = \frac{1}{2}mv^2(\vec{r}) + \frac{Z_p Z_t e^2}{4\pi\epsilon_0 \vec{r}}$$

Przy rozpraszaniu czołowym w odległości d , $T=0$: $\frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{Z_p Z_t e^2}{4\pi\epsilon_0 d}$

uwzględniając $\hat{\lambda} = \hbar / mv_0$ $\Rightarrow \frac{1}{2} \frac{\hbar}{\hat{\lambda}} v_0^2 = \frac{Z_p Z_t e^2}{4\pi\epsilon_0 d} \Rightarrow \frac{1}{2} \frac{d}{\hat{\lambda}} = \frac{Z_p Z_t e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar v_0} = \eta$

Parametr Sommerfelda to wielkość wiążąca oddziaływanie kulombowskie z prędkością pocisku.

Dygresja...

- Parametr Sommerfelda

$$\eta = \frac{Z_p Z_t e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar v}$$

jest podany w **układzie SI** i w tym układzie jest wielkością bezwymiarową ($e^2/4\pi\epsilon_0 = 1.44 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$; $\hbar c = 197.3 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$).

- W literaturze* często podaje się:

$$\eta = \frac{Z_p Z_t e^2}{\hbar v}$$

ta formuła jest zapisana w układzie **CGS**
i w tym systemie jest bezwymiarową
(ładunek elektryczny $1 \text{ statC} = 1 \text{ g}^{1/2} \text{ cm}^{3/2} \text{ s}^{-1}$)

* T.Mayer–Kuckuk: *Fizyka jądrowa*. Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa, 1983.

Parametr Sommerfelda w funkcji energii cząstki w układzie laboratoryjnym (2/4)

Równoważna postać parametru Sommerfelda :

$$\eta = \frac{Z_p Z_t e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar v} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \cdot \frac{Z_p Z_t}{v/c} = \alpha \frac{Z_p Z_t}{v/c} = \alpha \cdot c \cdot Z_p Z_t \sqrt{\frac{M_0}{2E_{cm}}} \quad (6)$$

$\alpha = 1/137$

$$E_{cm} = \frac{M_t}{M_p + M_t} E_{lab} \quad M_0 = \frac{M_p \cdot M_t}{M_p + M_t}$$

$$M_p = A_p \cdot 1u, \quad 1u \sim 931.5 \text{ [MeV/c}^2\text{]}, \quad E \text{ [MeV]}$$

w układzie laboratoryjnym:

$$\eta \approx 0.16 \cdot Z_p Z_t \cdot \sqrt{\frac{A_p}{E_{p_lab}}} \quad (7)$$

Parametr Sommerfelda w funkcji ($Z_{p/T}$, $A_{p/T}$) (3/4)

W eksperymentach wzbudzeń kulombowskich energia pocisku $E_{p_lab} \leq E(180^\circ)$.

Korzystając z zależności na $E_{bezp}(180^\circ)$ i d określonej przez kryterium Cline'a:

$$\eta = 0.16 \cdot Z_p Z_t \cdot \sqrt{\frac{A_p}{E_d(\pi)}} = \leftarrow \begin{cases} E_d(\pi) = 1.44 \cdot \frac{Z_p Z_t}{d} \cdot \frac{A_p + A_t}{A_t} \\ d = 1.25 \cdot (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) + 5.0 \end{cases}$$

$$= 0.132 \cdot \sqrt{Z_p Z_t \cdot \frac{A_p A_t}{A_p + A_t} [1.25 \cdot (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) + 5.0]}$$

$$= 0.148 \cdot \sqrt{Z_p Z_t \cdot \frac{A_p A_t}{A_p + A_t} (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} + 4)} \quad (8)$$

Parametr Sommerfelda (4/4)

Warunek stosowalności przybliżenia
półklasycznego:

$$\eta \gg 1$$

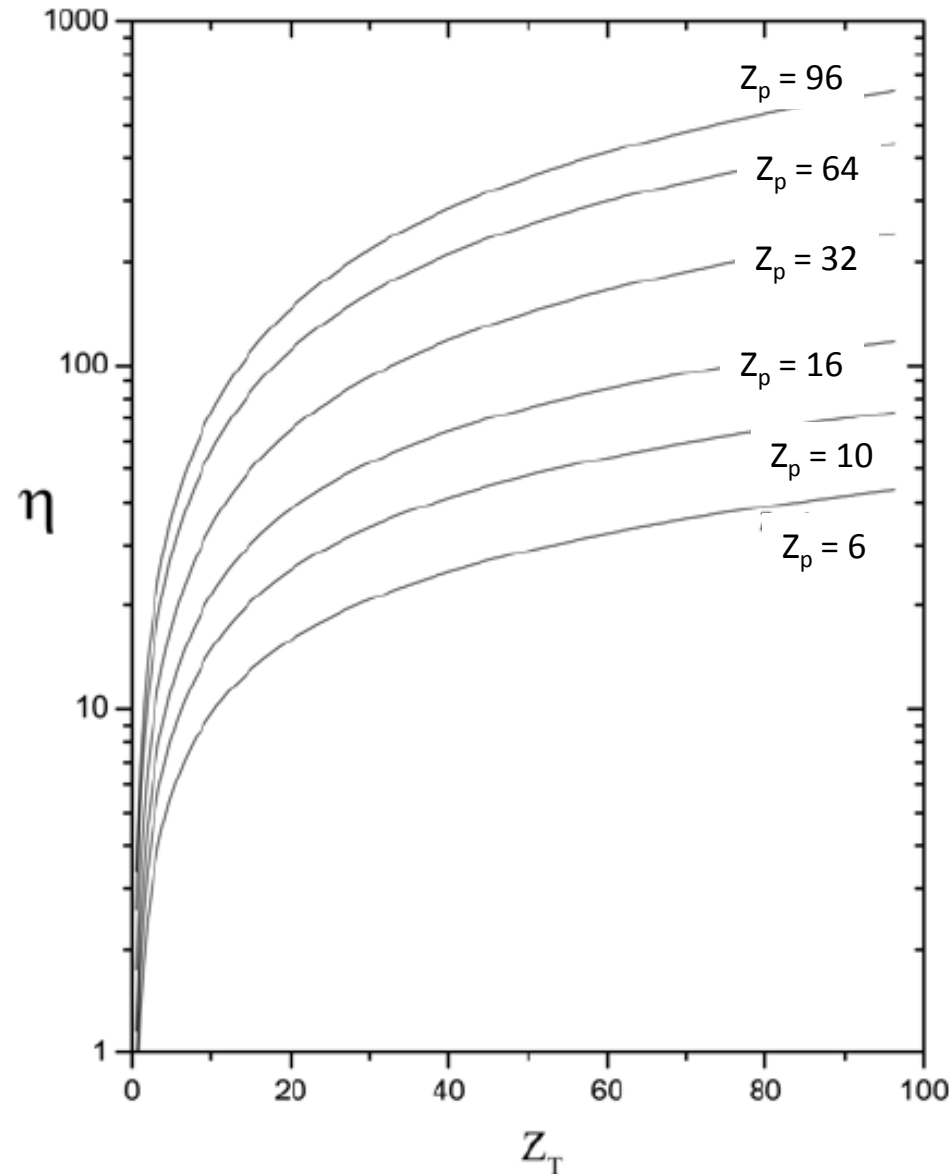
(cząstka ma zdefiniowany pakiet falowy
i porusza się po klasycznej trajektorii)

Typowe wartości w eksperymentach
wzbudzeń kulombowskich
z ciężkimi jonami:

$\eta \sim$ kilkadziesiąt / kilkaset

Przykład: ^{196}Po ($Z_p = 84$) + ^{104}Pd ($Z_t = 46$)
 $E = 550\text{MeV}$: **$\eta = 362$**

Przybliżenie półklasyczne odbiega od
ściśle kwantowych rachunków
rozpraszania $\sim 1/\eta$
($\sim 0.3\%$ dla $^{196}\text{Po} + ^{104}\text{Pd}$)



Trajektorie ruchu

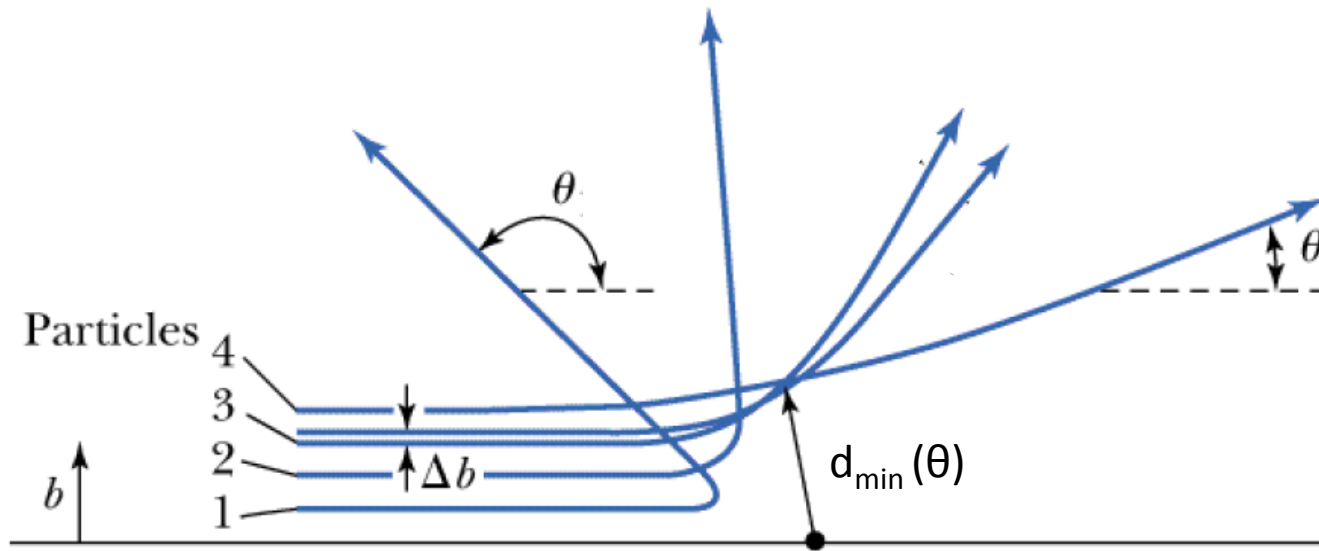


Fig.: <https://web-docs.gsi.de/~wolle/TELEKOLLEG/KERN/LECTURE/Fraser/L22.pdf>

$\eta \gg 1 \rightarrow$ **klasyczny opis ruchu** względnego środka masy dwóch jąder $\rightarrow$ trajektorie hiperboliczne określone przez **energię**, **parametr zderzenia b** lub **kąt odchylenia θ**

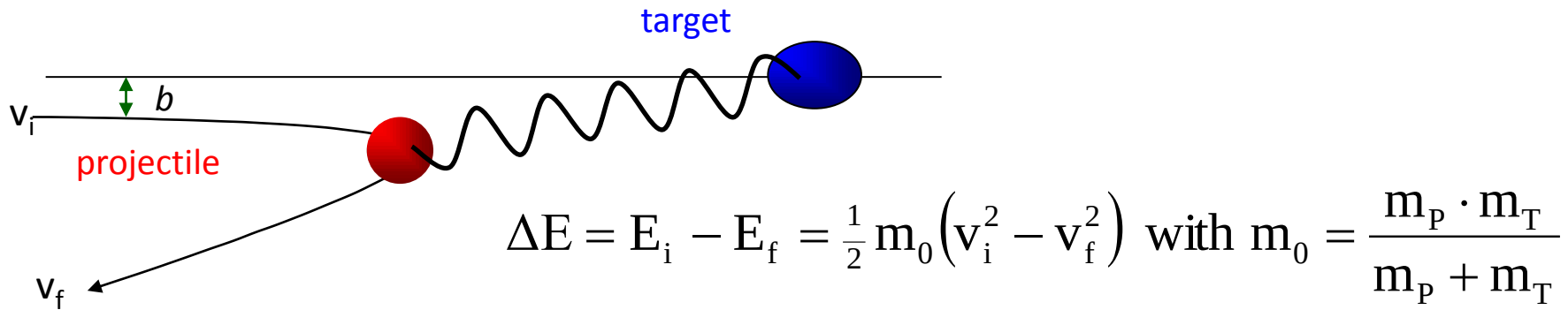
➤ odległość największego zbliżenia:
$$d(\theta_{cm}) = \frac{Z_p Z_t e^2}{E_{cm}} \left[1 + \sin\left(\frac{\theta_{cm}}{2}\right)^{-1} \right]$$

➤ parametr zderzenia:
$$b = \frac{Z_p Z_t e^2}{E_{cm}} \cot\left(\frac{\theta_{cm}}{2}\right)$$

Wymogi dla stosowania przybliżenia półklasycznego:

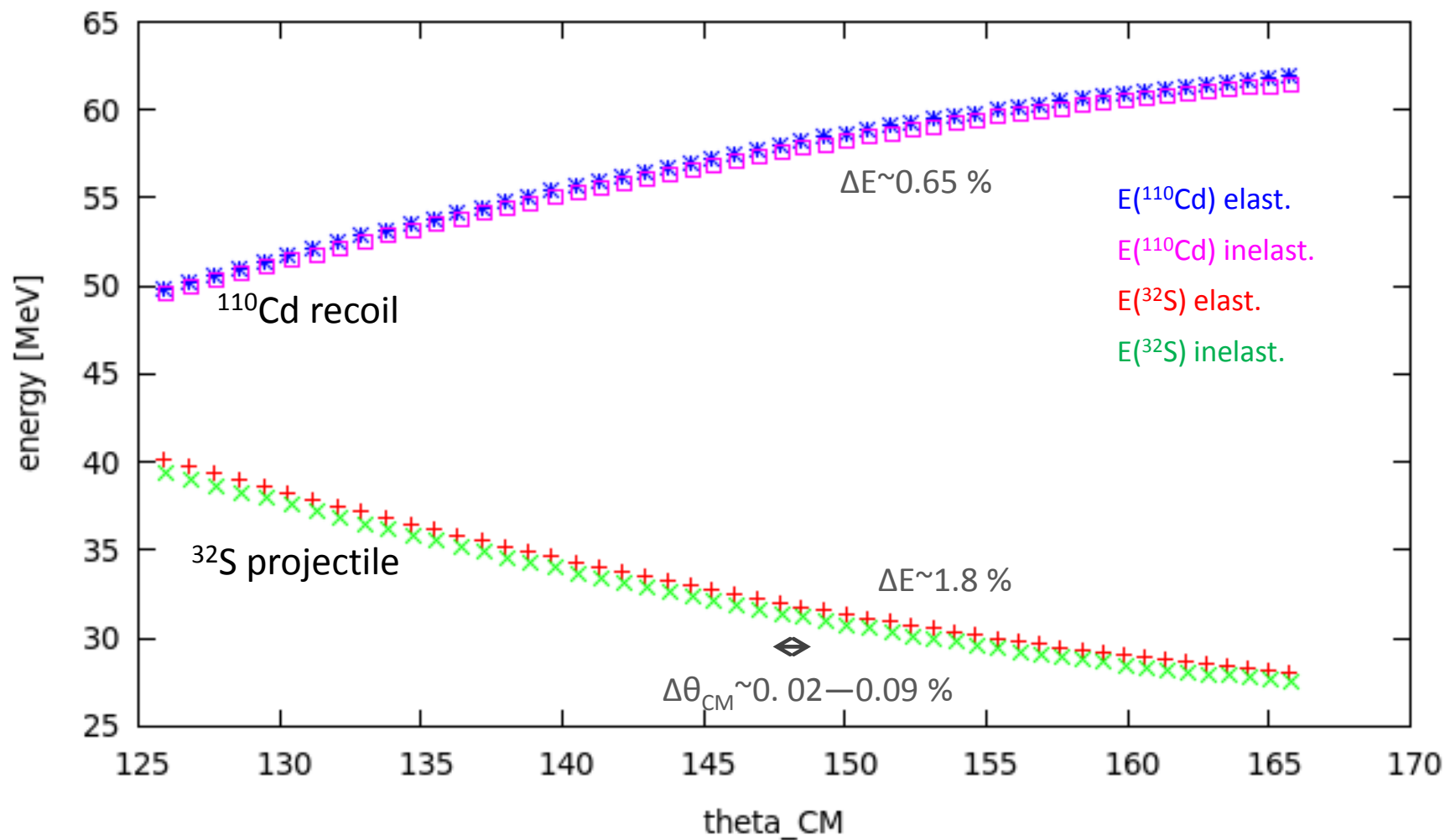
- (1) Energia wzbudzenia badanego jądra musi być mała w odniesieniu do energii kinetycznej całego układu.
- (2) Separacja czasowa kulombowskiego procesu wzbudzenia i rozpadu stanu jądrowego.
- (3) Przybliżenie monopol-multipol w rozwinięciu potencjału oddziaływania w szereg multipolowy.

(1) Wymóg małego przekazu energii



- W klasycznym opisie trajektorii moment przekazu energii do wzbudzonego jądra nie jest jednoznacznie określony.
- Nie jest możliwa dokładna korekta toru lotu jądra pocisku związana z przekazem energii.
- Stąd wymóg by **energia wzbudzenia jądra była mała w porównaniu z energią pocisku**.
- Założenie to zazwyczaj spełnione dla wiązek ciężkich jonów (np. $^{196}\text{Po} + ^{104}\text{Pd}$: energia wiązki 559 MeV, wzbudzenie jądra ^{196}Po nie przekraczało 1.5 MeV).
- **Symetryzacja trajektorii**: uśrednienie parametrów trajektorii niezaburzonej oraz zaburzonej poprzez przekaz energii.

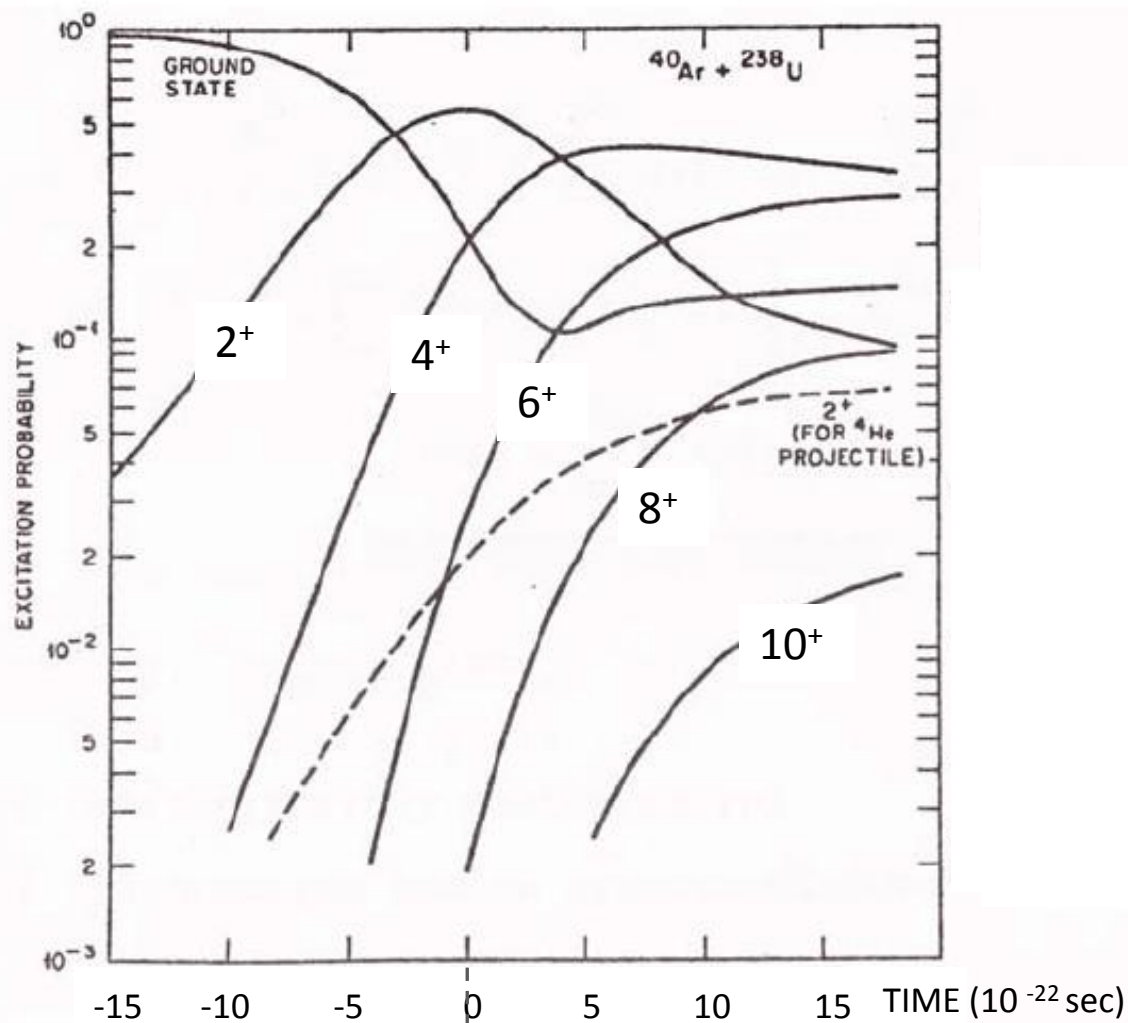
$^{32}\text{S} + ^{110}\text{Cd}$ @ $E_{\text{wiązki}}=90$ MeV, przekaz energii: 1MeV



(2) Rozdzielenie w czasie procesu wzbudzenia i rozpadu

$$\tau_{\text{wzbudzenia}} \sim 10^{-21} - 10^{-22} \text{ s}$$

$$\tau_{\text{rozpadu}} \sim 10^{-12} - 10^{-13} \text{ s}$$



Procesy wzbudzenia i rozpadu są rozdzielone w czasie i następują kolejno po sobie.

(3) Oddziaływanie monopol-multipol

- Potencjał oddziaływania jader można rozwinąć na szereg multipolowy (→ *następny wykład*).
- W praktyce uwzględnia się jedną jego składową: oddziaływanie **monopol-multipol**.
 - Oddziaływanie **monopol-monopol** odpowiedzialne jest za kinematykę zderzenia i opisuje trajektorie rozpraszanych pocisków.
 - Człon **multipol-multipol** zaniedbywalnie jako mały.
- W eksperymencie: dobór odpowiedniego pocisku, słabo wzbudzanego w procesie kulombowskim (np. używa się wiązek ciężkich jonów jader magicznych).

Ograniczenia na wzbudzenie kulombowskie

Wzbudzenie generowane jest przez zmienne w czasie pole elektromagnetyczne.

Dany stan $|n\rangle$ może zostać wzbudzony jeśli czas zderzenia τ_{coll} jest krótki lub porównywalny z jądrową skalą czasu τ_{nucl} („nuclear period”) związaną z przejściem ze stanu $|0\rangle$ do stanu $|n\rangle$.

Czas zderzenia (τ_{coll}) – oszacowany jako czas jaki jest potrzebny cząstce aby przebyć odległość największego zbliżenia: $d(\theta) = a(1 + 1/\sin(\theta/2))$; $a = Z_p Z_T e^2 / M_0 v^2$.
Dla rozpraszania wstecznego: $d(\pi) = 2a$.

$$\tau_{\text{coll}} \sim a/v; \quad a \sim 10 \text{ fm};$$

prędkość v (dla układu $^{196}\text{Po} + ^{114}\text{Cd}$, $E_{\text{lab}}^{\text{Po}} = 550 \text{ MeV}$ $E_{\text{CM}} = 191 \text{ MeV}$):

$$v = \sqrt{\frac{2E_{\text{CM}}}{M_0}} = \sqrt{0.006c^2} = 0.0774c \Rightarrow \tau_{\text{coll}} = 4.3 \cdot 10^{-22} \text{ sec}$$

$$M_0 = \frac{M_p \cdot M_t}{M_p + M_t} \cong \frac{A_p \cdot A_t}{A_p + A_t} \cdot 1u; \quad 1u = 931,5 \text{ MeV}/c^2$$

Ograniczenia na wzbudzenie kulombowskie

Wzbudzenie generowane jest przez zmienne w czasie pole elektromagnetyczne.

Dany stan $|n\rangle$ może zostać wzbudzony jeśli czas zderzenia τ_{coll} jest krótki lub porównywalny z jądrową skalą czasu τ_{nucl} („nuclear period”) związaną z przejściem ze stanu $|0\rangle$ do stanu $|n\rangle$.

$$\tau_{\text{nucl}} = \hbar / \Delta E :$$

$$\tau_{\text{nucl}} = \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{6.5821 \cdot 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}}{1 \text{ MeV}} = 6.58 \cdot 10^{-22} \text{ sec}$$

Parametr ξ (*adiabacity parameter*) :

$$\xi = \frac{\tau_{\text{coll}}}{\tau_{\text{nucl}}} = \frac{4.3 \cdot 10^{-22}}{6.58 \cdot 10^{-22}} \sim 0.65$$



Przejście $|0\rangle \rightarrow |n\rangle$ może zajść tylko wtedy gdy $\xi < \sim 1$

Parametr ξ :

$$\xi = \frac{\tau_{\text{coll}}}{\tau_{\text{nucl}}} = \frac{a}{v} \frac{\Delta E}{\hbar}$$

$\xi > 1 \rightarrow$ ruch pocisku jest powolny, $\tau_{\text{coll}} > \tau_{\text{nucl}} \rightarrow$ prawdopodobieństwo wzbudzenia kulombowskiego jest małe

$\xi = 1 \rightarrow$ przypadek graniczny

$$\Rightarrow \Delta E_{\text{max}} (\xi = 1) = \frac{\hbar v}{a}$$

Ograniczenie na maksymalny przekaz energii związany ze wzbudzeniem jednostopniowym w reakcjach nisko-energetycznych ($v < c$)

(< 5 MeV/u)

(>>5 MeV/u)

$$\Delta E_{\text{max}} \approx 2 \text{ MeV}$$

$$\Delta E_{\text{max}} \approx 10 \text{ MeV}$$

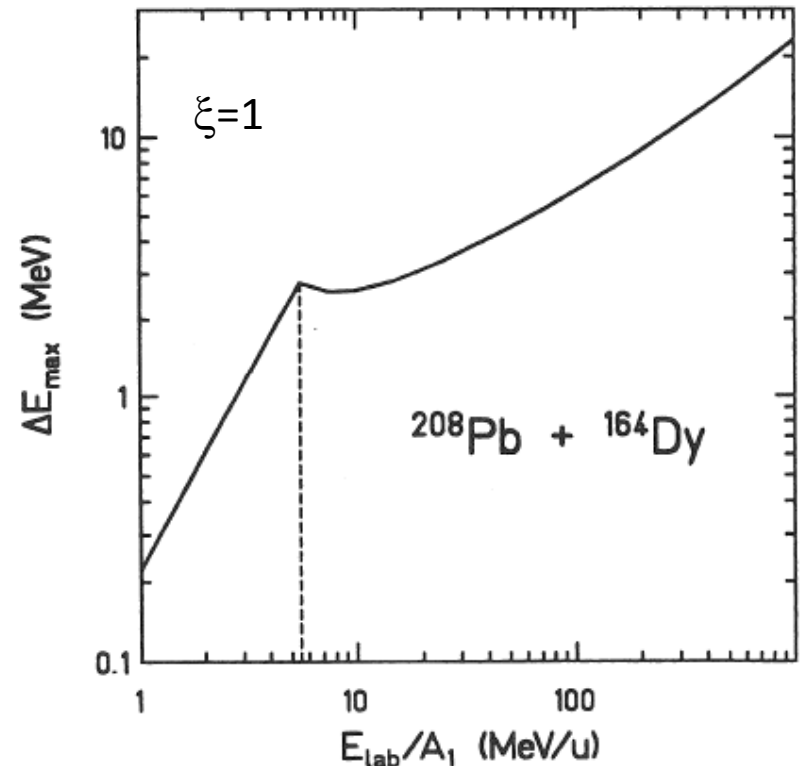


Fig.: W. Korten Euroschool Leuven, IX.2009

Podsumowanie

- Proces wzbudzenia kulombowskiego można opisać **oddziaływaniem elektromagnetycznym** gdy odległość między zderzającymi się jądrami jest odpowiednio duża:
 - kryterium Cline'a;
 - energia bezpieczna dla eksperymentów wzbudzeń kulombowskich.
- Opis procesu rozpraszania jąder pocisku w potencjale kulombowskim w **przybliżeniu półklasycznym**:
 - ruch po trajektoriach hiperbolicznych (klasyczne równania ruchu);
 - oddziaływanie opisane mechaniką kwantową.
- Warunki dla stosowania przybliżenia półklasycznego:
 - **parametr Sommerfelda** $\eta \gg 1$
- Ograniczenie na wzbudzenie kulombowskie $\rightarrow$ czas zderzenia vs czas związany ze wzbudzeniem stanu jądrowego (parametr ξ)