

PRZEMYSŁAW MATYJA
Katedra Fizyki B

BADANIE SPRĘŻYSTEGO I NIESPRĘŻYSTEGO ROZPROSZENIA CZĄSTEK α

Streszczenie. Praca poświęcona była głównie badaniu rozproszenia cząstek α na jądrach C^{12} . Otrzymano rozkłady energetyczne przekrojów czynnych rozproszenia cząstek α o energii od 13 MeV do 26 MeV na jądrach C^{12} pod kątami 45° , 50° , 60° , 90° , 120° i 150° oraz rozkłady kątowe rozproszenia cząstek α o energii 22 i 26 MeV na tychże jądrach. Ponadto przeprowadzono szereg analogicznych eksperymentów z udziałem jąder Au i Cu.

Przeprowadzono analizę wyników eksperymentalnych z punktu widzenia przybliżenia adiabatycznego oraz za pomocą metody fal zniekształconych (DWBA). Wymienione teorie przewidują przebieg rozkładów kątowych dla rozproszeń jedynie pod niewielkimi kątami (do 90°).

Materiał eksperymentalny dotyczący rozkładów energetycznych nie znajduje objaśnienia w ramach istniejących teorii i wymaga dalszych badań.

1. Wstęp

Badanie sprężystego i niesprężystego rozproszenia cząstek α może dostarczyć informacji o strukturze jądra, a szczególnie o mechanizmach reakcji jądrowych. Eksperymentalne badania przeprowadzane są w dwu kierunkach:

1) zdejmowanie zależności różniczkowych przekrojów poprzecznych od kąta rozproszenia przy stałej energii bombardujących cząstek α (tak zwane rozkłady kątowe),

2) badanie przebiegu różniczkowych przekrojów czynnych w zależności od energii bombardujących cząstek α przy określonym kącie rozproszenia (tzw. funkcje wzbudzenia).

Pomiar korelacji kątowych cząstek rozproszonych daje informacje o poziomach energetycznych, a z przebiegu rozkładów ką-

towych można sądzić o parametrach tych poziomów energetycznych, takich jak spin, czy parzystość.

Analiza rozproszenia cząstek α jest, niezwykle interesująca, ponieważ kilka teorii wychodzących z różnych założeń i wykluczających się nawzajem daje podobne wyniki. W ogóle badanie wzbudzeń kolektywnych przedstawia duże możliwości badawcze, ponieważ wzbudzenia te są silne i można je łatwo obserwować. Stan początkowy i końcowy mają wiele cech wspólnych, co naprowadza na myśl o głębszym związku z rozproszeniem sprężystym, potwierdzonym także przez prawo stosunków fazowych [1], o którym będzie mowa w dalszej części. Analiza rozkładów kątowych prowadzi do wniosku, że zastąpienie jądra absolutnie czarną tarczą jest uzasadnione przy małych kątach rozproszenia. Uproszczenie to można teoretycznie umotywować, ponieważ z powodu małej długości fali de Broglie'a i zerowego spinu cząstki α mamy prawo przeprowadzać analogię pomiędzy sprężystym rozproszeniem cząstek α i dyfrakcją światła rozpraszanego przez powierzchnię kulistą.

W celu wyliczenia różniczkowych przekrojów czynnych można się posłużyć wzorem dla dyfrakcji Fraunhoffera:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = k^2 R^4 \left[\frac{I_1(2kR \sin \frac{\theta}{2})}{2kR \sin \frac{\theta}{2}} \right]^2 \quad (1)$$

gdzie:

- k - liczba falowa cząstki,
- I_1 - cylindryczna funkcja Bessela pierwszego rzędu,
- θ - kąt rozproszenia,
- R - promień oddziaływania.

W tym prostym modelu uwzględniamy tylko jeden parametr - promień, który wyznaczamy z warunku okresowości.

Zauważamy następujące odstępstwa rezultatów eksperymentalnych od tej prostej teorii:

1) rozproszenie pod małymi kątami ma inny charakter z powodu dużego wpływu rozproszenia kulombowskiego wyrażonego wzorem Rutherforda

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{Mv^2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (2)$$

2) model jądra absolutnie czarnego nie odzwierciedla wyśszych rzędów krzywych dyfrakcyjnych.

Rozpatrując zagadnienie z innego punktu widzenia, zauważamy, że wyraźna zależność od kąta różniczkowych przekrojów czynnych prowadzi do wniosku o obecności procesu bezpośredniego oddziaływania. Kształt rozkładów kątowych z uwzględnieniem procesów bezpośredniego oddziaływania przewiduje teoria bornowskiego przybliżenia przy pomocy fal płaskich zaproponowana przez Osterna, Butlera i Mc'Manusa [2]. Teorię tą można także otrzymać jako szczególny przypadek metody fal zaburzonych [3], o której będzie mowa dalej.

Ważniejsze cechy rozkładów kątowych dosyć dobrze przedstawia wzór Osterna - Butlera - Mc'Manusa

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \sum_1 (L_1)^2 I_1^2(qR) \quad (3)$$

gdzie:

L_1 - współczynnik Clebscha-Gordana, zależny od momentów pędu stanu początkowego i końcowego,

I_1 - odpowiednie cylindryczne funkcje Bessela,

a $q = k_1 - k_f$, gdzie k_1 , k_f - liczby falowe stanu początkowego i końcowego. Ponieważ jądra w rzeczywistości nie są całkowicie przezroczyste, należy uwzględnić odpowiednie poprawki.

Uwzględnienie zniekształceń wywołanych odchyleniem jądra od przezroczystości podaje teoria fal zaburzonych [3], lecz ponieważ obliczenia według tej teorii są skomplikowane i uciążliwe,

dobrze jest mieć prostszą metodę. Temu celowi służy model niesprężystego dyfrakcyjnego rozproszenia, wysunięty przez Drozdowa i Inopina [4, 5], dla rozproszenia neutronów i rozszerzony przez Blair'a dla cząstek α [1]. Teoria Drozdowa i Inopina rozpatruje rozproszenie niesprężyste jako wzbudzenie rotacyjnych poziomów zdeformowanego jądra elipsoidalnego lub jako wzbudzenie kwadrupolowych poziomów kolektywnych jądra z kwadrupolową deformacją powierzchniową, wprowadzając odpowiednio współczynnik deformacji β_1 lub napięcie powierzchniowe C_1 . Blair rozszerzył ten mechanizm na dowolne multipole. Model dyfrakcyjny wyjaśnia związek pomiędzy sprężystym i niesprężystym rozproszeniem. Blair wykorzystał przybliżenie adiabatyckości, przy czym adiabatyckość rozumiana jest jako "zamrożenie" ruchu jądra w czasie zderzenia, co jest osiągnięte poprzez stabilizację hamiltonianu jądrowego we wzorze na amplitudę rozproszenia. Model dyfrakcyjny wskazuje na wielkość deformacji C^{12} $\beta_2 R_0 = 1,43$ fermy, podczas gdy metoda fal zaburzonych daje dla tego samego przypadku wartość 1,67 fermy, a inne eksperymenty 1,7 fermy. Tak więc analizę adiabatycką możemy uważać za pierwsze przybliżenie.

Metoda fal zaburzonych nie wymaga założenia adiabatyckości. Do wyliczenia odpowiednich elementów macierzowych stosuje się funkcje falowe opisujące ruch cząstki przed zderzeniem i po nim, przez optyczny potencjał jądra. Jako zaburzenie rozpatruje się część potencjału, związaną z deformacją jądra. Metoda zakłada dominowanie sprężystego rozproszenia. W zakresie małych kątów obie metody dają podobne wyniki, ale metoda fal zaburzonych lepiej pokrywa się z danymi eksperymentalnymi w zakresie dużych kątów rozproszenia. Metoda fal zaburzonych jest bardziej zgodna z doświadczeniem ilościowo, jednakże wyliczenia są uciążliwe i wymagają zastosowania cyfrowych maszyn szybkoliczących. Jeśli we wzorach asymptotycznych dla fal zaburzonych nie uwzględniać fal rozproszonych, otrzymamy amplitudę fal płaskich.

Metoda fal zaburzonych nie posiada dostatecznej motywacji teoretycznej. Taką motywację ma metoda związków dyspersyj-

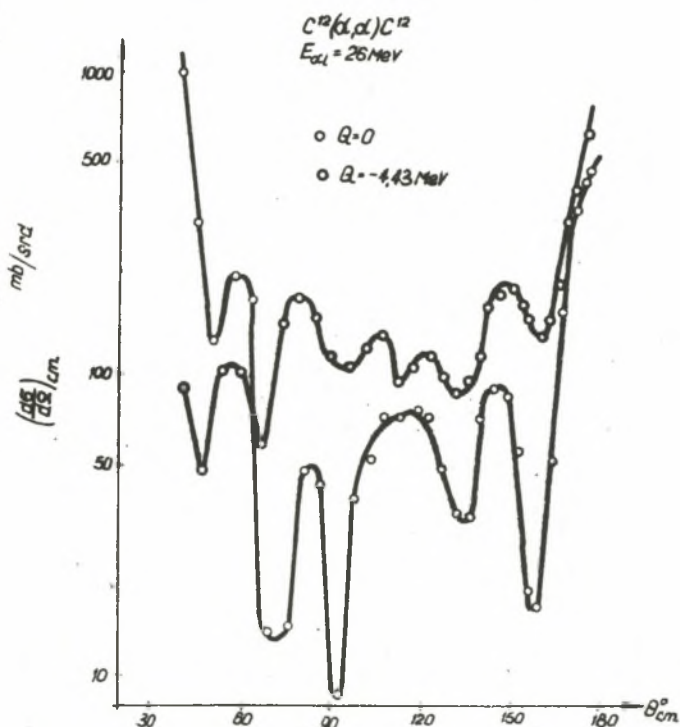
nych [6] jednak wyliczenia są jeszcze trudniejsze i dotychczas nikt ich nie próbował przeprowadzić.

2. Eksperymentalne wyniki

Stosowana aparatura pomiarowa oraz metodyka przeprowadzenia eksperymentów zostały szczegółowo opisane w pracy [7].

W oparciu o widma energetyczne rozproszonych cząstek α otrzymano rozkłady kątowe oraz funkcje wzbudzenia.

Dane dotyczące sprężystego i niesprężystego rozproszenia (poziom energetyczny $Q = -4,43$ MeV) cząstek α na jądrach C^{12} dla energii padających cząstek $E_\alpha = 26$ MeV pokazuje rysunek 1. Analogiczne wyniki dotyczące $E_\alpha = 22$ MeV (w układzie labora-



Rys. 1. Rozkład kątowy sprężystego i niesprężystego ($Q = -4,43$ MeV) rozproszenia cząstek α o energii $E_\alpha = 26$ MeV na jądrach C^{12} . Na osi odciętych podano kąt rozproszenia w układzie środka mas, na osi rzędnych - różniczkowe przekroje czynne w milibarnach/steradian

toryjnym) przedstawiono na rysunku 2. Dla energii cząstek α 22 MeV pomierzono także rozkłady kątowe niesprężystego rozproszenia z utworzeniem wyższych poziomów wzbudzonych C^{12} odpowiadających $Q = -7,66$ MeV i $Q = -9,63$ MeV, a wyniki przedstawiono na rysunku 3. Różniczkowe przekroje czynne wyrażono w milibarnach/steradian. Wszystkie dane przeprowadzono do układu związanego ze środkiem mas cząstki α i jądra.

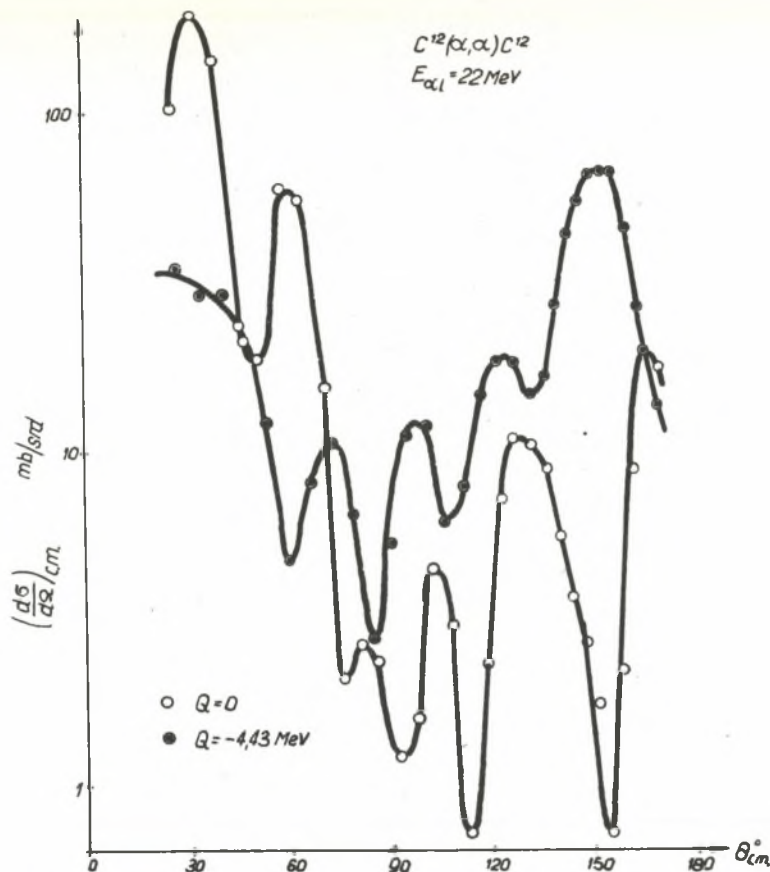
Krzywe przedstawione na rysunkach 4-15 pokazują rezultaty dotyczące otrzymanych rozkładów energetycznych dla węgla C^{12} w przypadku rozproszenia sprężystego i niesprężystego cząstek α . Na jednym z wykresów (rys. 8) ukazano błędy statystyczne, w pozostałych przypadkach nie przekraczały one rozmiarów kółek przy pomocy których oznaczano dane pomiarowe. Przekroje czynne podano w jednostkach względnych, proporcjonalnych do mbarn/srd.

Krzywe funkcji wzbudzenia, w odróżnieniu od rozkładów kątowych, posiadają postać linii łamanej, prowadzonej odcinkami od punktu do punktu. Oto przyczyny takiej konstrukcji wykresów:

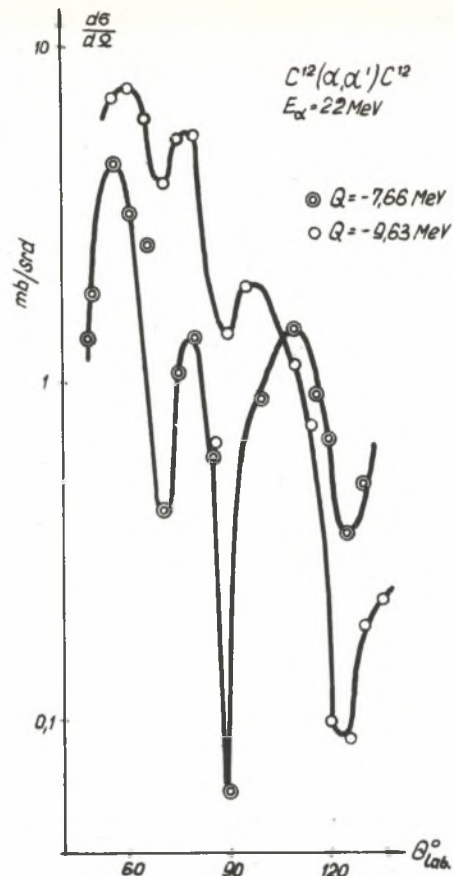
1. Przebiegu krzywych nie przewiduje żadna teoria.
2. Wraz ze zmianą energii wszędzie obserwowano fluktuacje wychodzące poza granice błędów.
3. Szerokie wierzchołki posiadały strukturę subtelną.
4. Nic nie wiemy o wartościach różniczkowych przekrojów czynnych przy energiach pośrednich. (Nieciągłość energii była uwarunkowana systemem pochłaniaczy).
5. Według wszelkiego prawdopodobieństwa na prostych odcinkach też występują fluktuacje.

Otrzymano funkcje wzbudzenia dla przekrojów sprężystego i niesprężystego rozproszenia cząstek α dla szeregu kątów. Wymienimy je podając w nawiasach wartości Q w MeV:

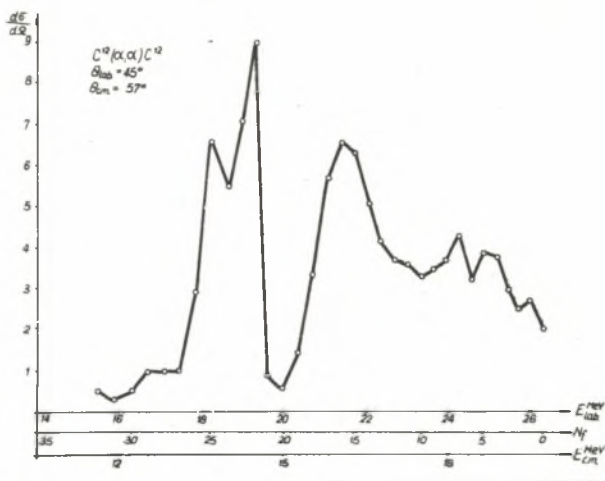
- 45° (0, - 4,43, - 7,66, - 9,63)
- 50° (0, - 4,43, - 7,66, - 9,63)
- 60° (0, - 4,43, - 7,66, - 9,63, - 12,73)
- 90° (0, - 4,43)
- 120° (0, - 4,43)
- 150° (0, - 4,43)



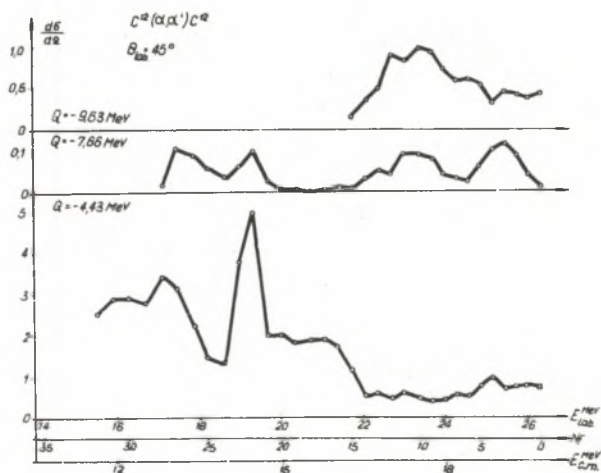
Rys. 2. Rozkład kątowy sprężystego i niesprężystego ($Q = -4,43 \text{ MeV}$) rozproszenie ostatek α o energii $E_{\alpha 1} = 22 \text{ MeV}$ na jądrach C^{12}



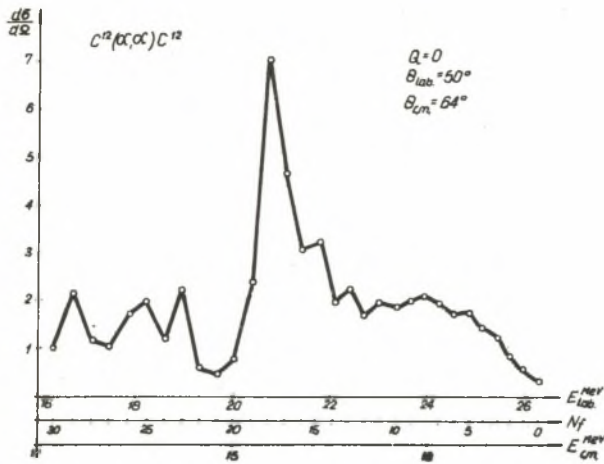
Rys. 3. Rozkład kątowy niesprężystego rozproszenia ostatek α o energii 22 MeV na jądrach C^{12}



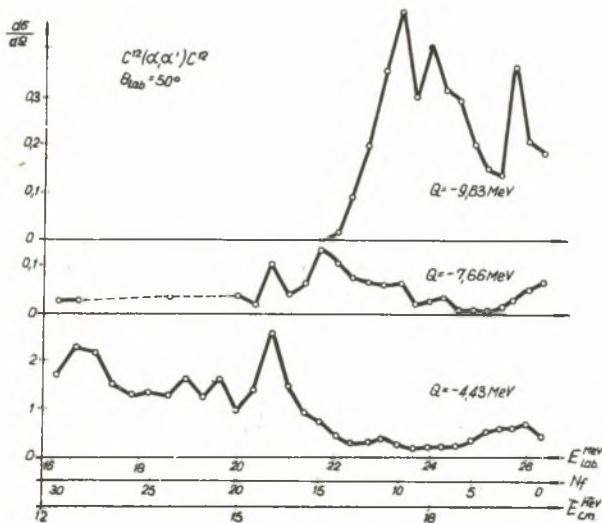
Rys. 4. Rozkład energetyczny cząstek α rozproszonych sprężysto na jądrach C^{12} pod kątem $\theta = 45^\circ$. Na osi rzędnych podano różniczkowe przekroje czynne w jednostkach względnych, natomiast na potrójnej osi odczytanych oznaczono kolejno - energię cząstek trafiających w jądro C^{12} w układzie laboratoryjnym, liczbę alumiowych absorberów wyznaczających tą energię oraz odpowiednie energie cząstek α w układzie środka mas



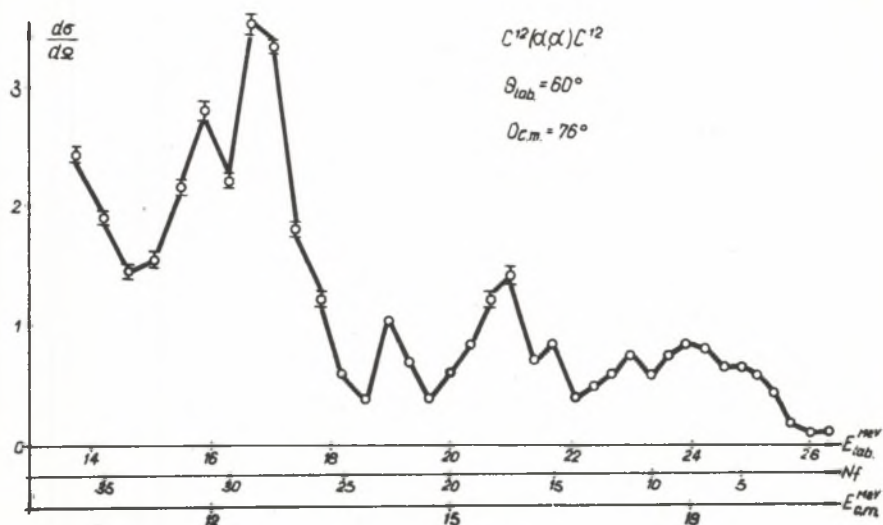
Rys. 5. Funkcja wzbudzenia dla niesprężystego rozproszenia cząstek α na jądrach C^{12} pod kątem $\theta = 45^\circ$



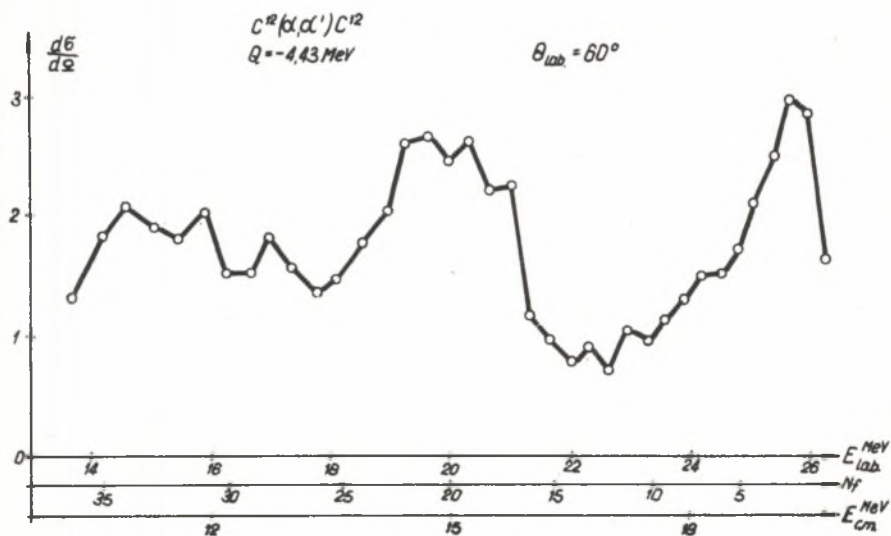
Rys. 6. Funkcja wzbudzenia dla sprężystego rozproszenia cząstek α na jądrach C^{12} pod kątem $\theta = 50^\circ$



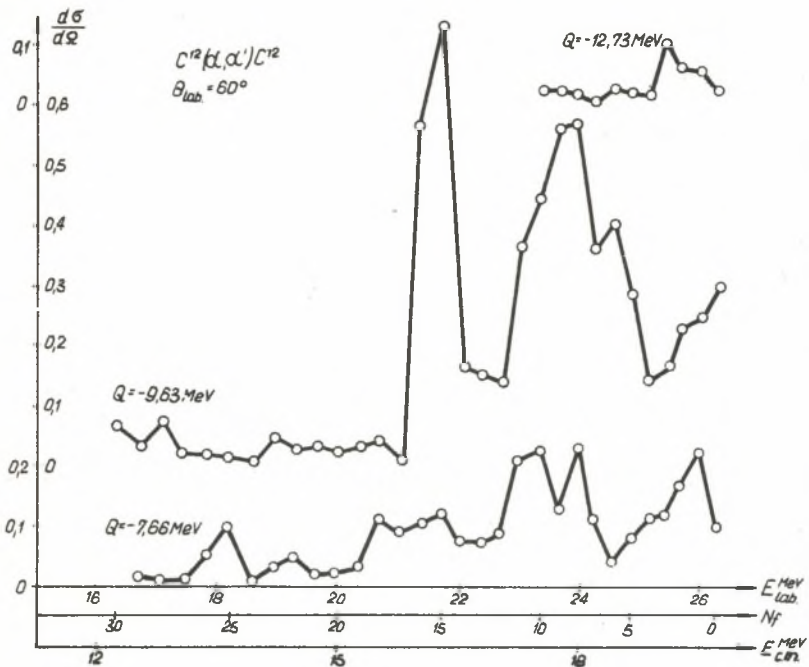
Rys. 7. Funkcja wzbudzenia dla niesprężystego rozproszenia cząstek α na jądrach C^{12} pod kątem $\theta = 50^\circ$



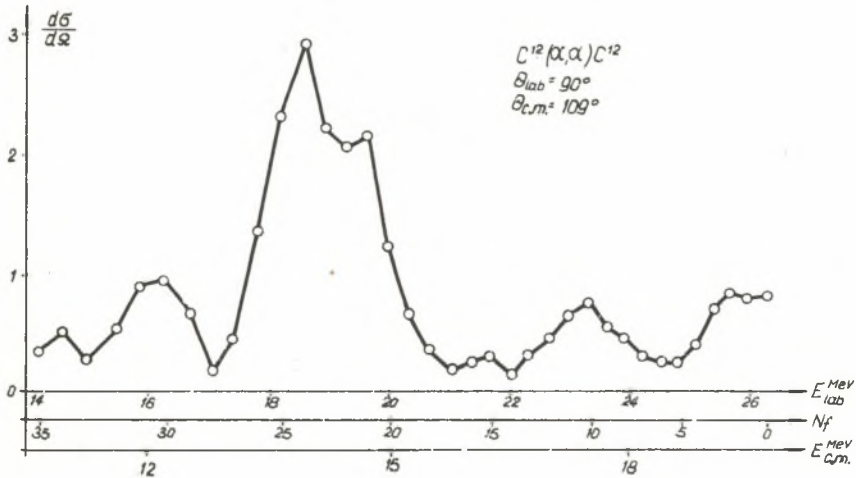
Rys. 8. Funkcja wzbudzenia dla sprężystego rozproszenia cząstek α na jądrach C^{12} pod kątem $\Theta = 60^\circ$



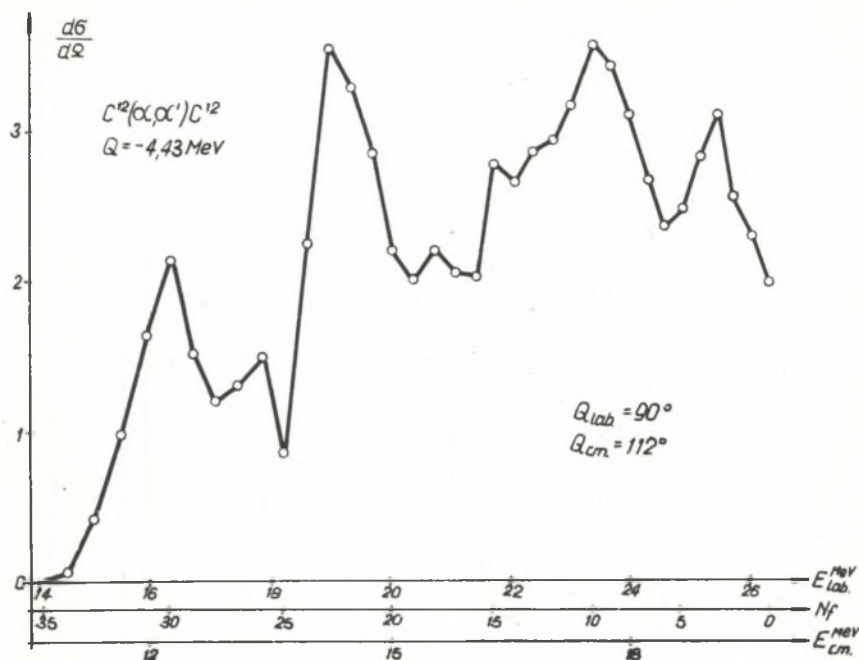
Rys. 9. Funkcja wzbudzenia dla niesprężystego rozproszenia cząstek α na jądrach C^{12} pod kątem $\Theta = 60^\circ$ ($Q = -4,43 \text{ MeV}$)



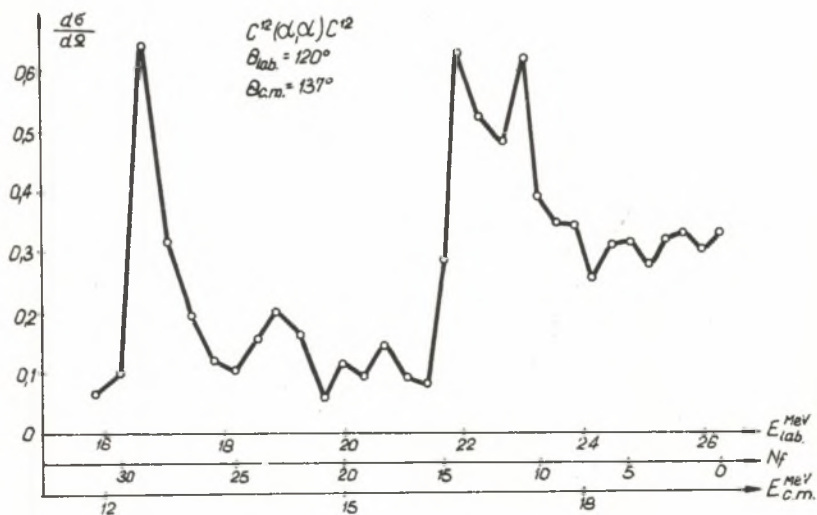
Rys. 10. Funkcja wzbudzenia dla niesprężystego rozproszenia cząstek α na jądrach C^{12} pod kątem $\theta = 60^\circ$ (wyższe poziomy energetyczne)



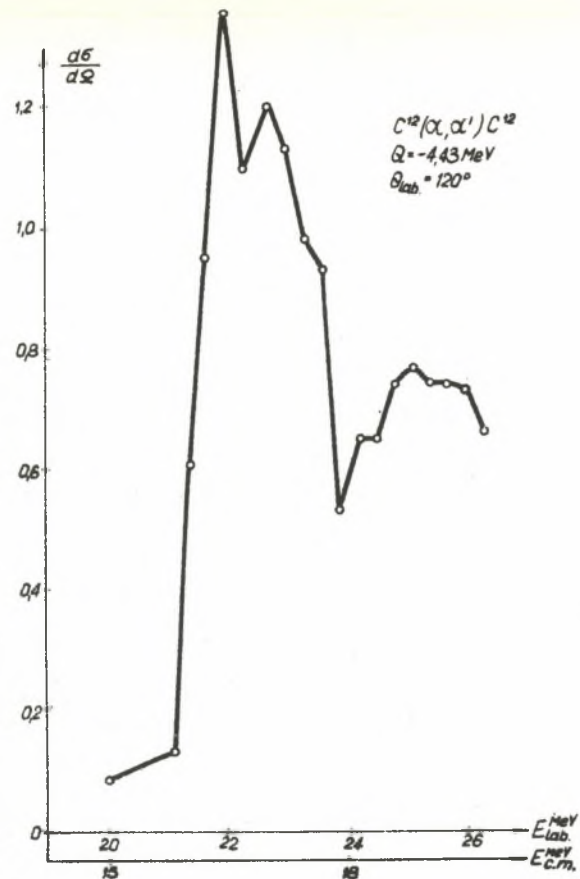
Rys. 11. Funkcja wzbudzenia dla sprężystego rozproszenia cząstek α na jądrach C^{12} pod kątem $\theta = 90^\circ$



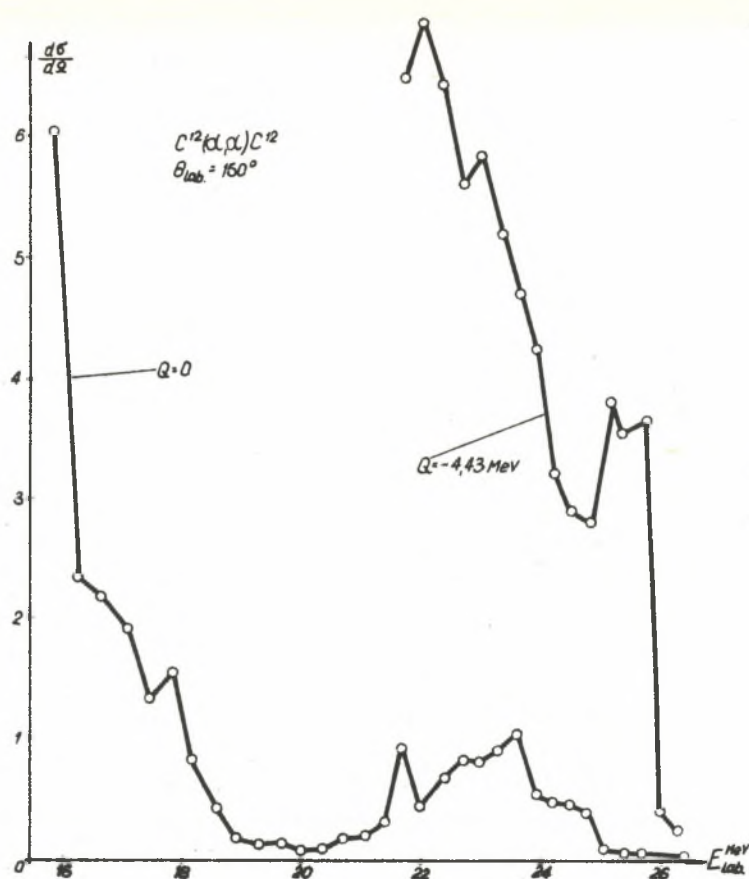
Rys. 12. Funkcja wzbudzenia dla niesprężystego rozproszenia cząstek α na jądrach C^{12} pod kątem $\Theta = 90^\circ$



Rys. 13. Funkcja wzbudzenia dla sprężystego rozproszenia cząstek α na jądrach C^{12} pod kątem $\Theta = 120^\circ$



Rys. 14. Funkcja wzbudzenia dla niesprężystego rozproszenia cząstek α na jądrach C^{12} pod kątem $\theta = 120^\circ$

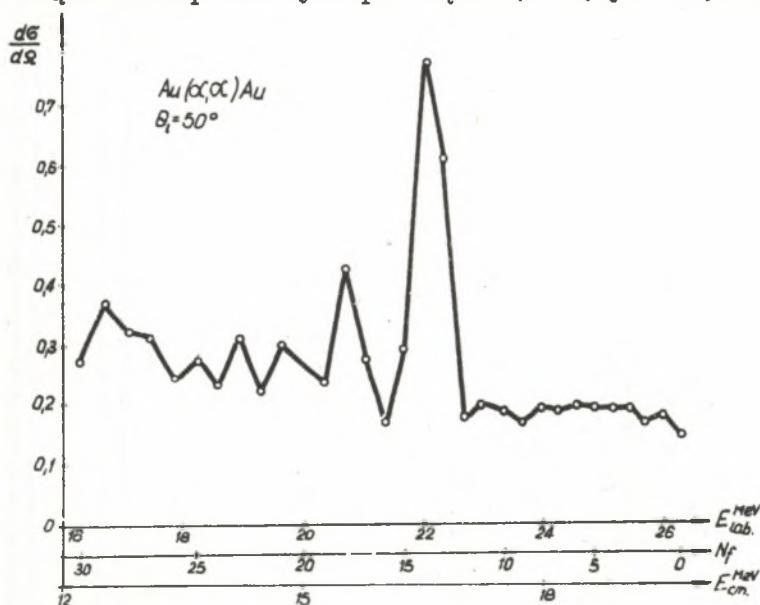


Rys. 15. Funkcja wzbudzenia dla sprężystego rozproszenia cząstek α na jądrach C^{12} pod kątem $\theta = 150^\circ$

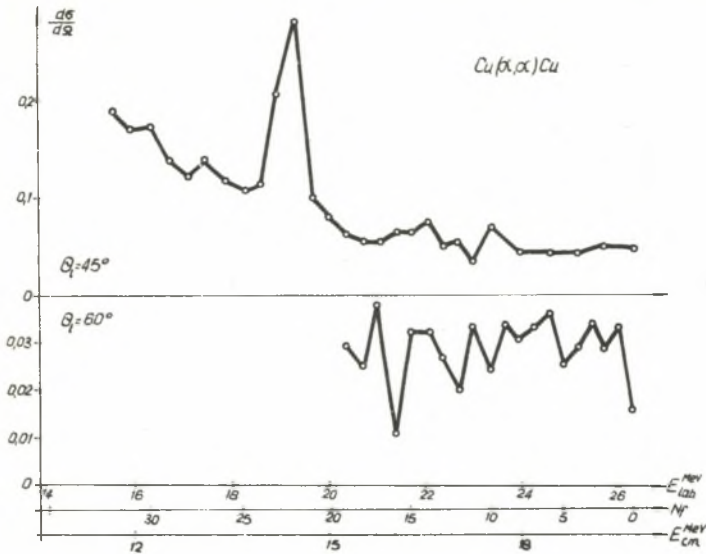
Wszystkie kąty podano w laboratoryjnym układzie współrzędnych. Maksymalny zakres energii wyniósł 13,7–26,3 MeV w układzie laboratoryjnym, przy czym dolna granica różniła się dla poszczególnych eksperymentów ze względu na zmniejszanie się przekrojów czynnych przy małych energiach, wychodząc poza granice możliwości pomiarowych aparatury.

Przekroje różniczkowe podano w jednostkach względnych. Wzdłuż potrójnej osi odczytanych naniesiono energię w układzie laboratoryjnym, energię w układzie związanym ze środkiem mas oraz liczbę alumiowych pochłaniaczy, przy pomocy których osiągnano daną energię.

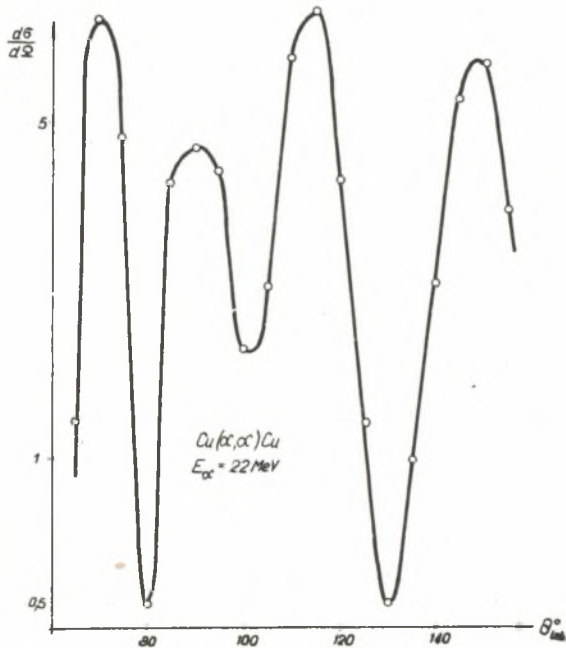
Otrzymano także niektóre dane dla Au (przykład ciężkiego jądra) i Cu (przykład średniego jądra). Rozkłady kątowe przekrojów rozproszenia cząstek α na jądrach C^{12} zdejmowano na polistyrolowej tarozie napylonej na złotą folię, co umożliwiło prześledzenie zachowania Au w danym eksperymencie. Odpowiednie dane przedstawiono na rysunku 22 w postaci stosunku $\sigma_{\text{eksp.}}/\sigma_{\text{Ruth}}$. Tą tarozę wykorzystano także do pomiarów funkcji wzbudzenia cząstek rozproszonych pod kątem 50° (rys. 16). W sze-



Rys. 16. Funkcja wzbudzenia dla sprężystego rozproszenia cząstek α na jądrach Au pod kątem $\theta = 50^\circ$



Rys. 17. Funkcja wzbudzenia dla sprężystego rozproszenia cząstek α na jądrach Cu pod kątami $\theta = 45^\circ$ i $\theta = 60^\circ$

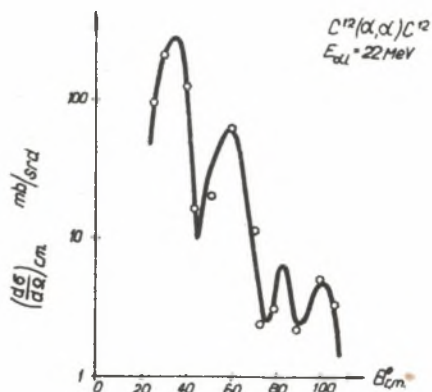


Rys. 18. Rozkład kątowy sprężystego rozproszenia cząstek α o energii $E_\alpha = 22 MeV$ na jądrach Cu

regu innych eksperymentów tarcza zawierała domieszkę miedzi, powstałą w procesie preparacji tarczy. Z tego powodu w widmach energetycznych występował wierzchołek odpowiadający sprężystemu rozproszeniu cząstek α na jądrach Cu. Dane dla miedzi wskazują, że metoda ta jest bardzo czuła na wykrywanie domieszek. Niekiedy wierzchołek pochodzący od miedzi występował na tyle wyraźnie, że pojawiła się możliwość zbadania sprężystego rozproszenia cząstek α na jądrach Cu. Odpowiednie dane przedstawia rys. 17 i 18.

W niektórych przypadkach zakres pomiarów pokrył się z wynikami opublikowanymi w innych pracach. Pozwoliło to przeprowadzić porównanie. Na rysunku 19 linia ciągła przedstawia dane Hu i innych [8] otrzymane przy energii bombardujących cząstek $E_{\alpha} = 22$ MeV dla sprężystego rozproszenia na jądrach C^{12} . Dla porównania na tym samym rysunku kółkami oznaczono nasze wyniki. Widać zadawalającą zgodność (nie w krzywych lecz w punktach). Pewne różnice pojawiają się przy średnich kątach (70° – 90°) i wywołane są następującymi przyczynami:

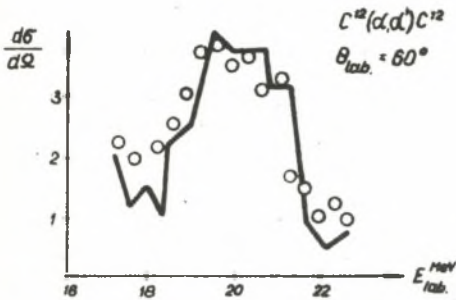
1. We wskazanym zakresie kątów autorzy pracy [8] mają duży rozrzut punktów i krzywą prowadzą nieco dowolnie.



Rys. 19. Rozkład katowy sprężystego rozproszenia cząstek α o energii 22 MeV na jądrach C^{12} . Wykres ilustruje wyniki pracy [8], natomiast krążkami oznaczono odpowiednie wyniki otrzymane w danej pracy

2. Różniczkowe przekroje ozyne dla tych kątów są minimalne (rzędu kilku milibarn/steradian), co prowadzi do większych błędów statystycznych.

Zauważmy, że nasze dane zgadzają się także z wynikami pracy innych autorów [9], a różnice pomiędzy wspomnianymi pracami są tego samego rzędu, jak omówione wyżej.



Rys. 20. Punkcja wzbudzenia dla niesprężystego rozproszenia cząstek α o energii 17÷23 MeV na jądрах C^{12} pod kątem $\theta = 60^\circ$. Linia ciągła pochodzi z pracy [10], krążki oznaczają wyniki pomiarów z rys. 9

Porównanie rozkładu energetycznego można było przeprowadzić jedynie dla kąta 60° (innych danych brak). Na rysunku 20 linia ciągła pokazuje wynik pracy Lutz'a [10] dotyczący niesprężystego rozproszenia cząstek α na tarczy C^{12} ($Q = -4,43$ MeV). Nasze dane oznaczone są kółkami. Porównanie może nasunąć kilka uwag:

1. Kształt szerokiego wierzchołka jest zgodny, a różnice nie przewyższają błędów statystycznych.
2. Zgadza się również forma fluktuacji w tym wierzchołku.
3. Maksima są nieco przesunięte (poniżej 0,2 MeV), co można tłumaczyć niedokładnością określenia energii.
4. Występują różnice poza szerokim wierzchołkiem, które wyjaśnia fluktuacyjny charakter zjawiska, ponieważ, pomimo, że interwał energetyczny był w obu pracach prawie identyczny, to ze względu na nieciągłe zmiany, wartości energii nie pokrywały się ze sobą.

Przeprowadzona analiza pozwala wyciągnąć wniosek o dobrej zgodności naszych danych z danymi innych autorów, a zaistniałe różnice można łatwo wyjaśnić.

3. Analiza otrzymanych wyników

3.1. Porównanie z rozproszeniem Rutherforda

Doświadczalną wartość przekrojów czynnych porównano z obliczonymi według wzoru Rutherforda (2) nanosząc na wykres wartości stosunku $\sigma_{\text{eksp.}}/\sigma_{\text{Ruth.}}$. Krzywą dla złota przedstawia rysunek 21, a dla C^{12} - rysunek 22.

Porównanie obydwu krzywych pozwoliło wyciągnąć szereg przekonywujących wniosków o istotnej różnicy w zachowaniu przekrojów czynnych dla rozproszenia w przypadku jąder lekkich i ciężkich:

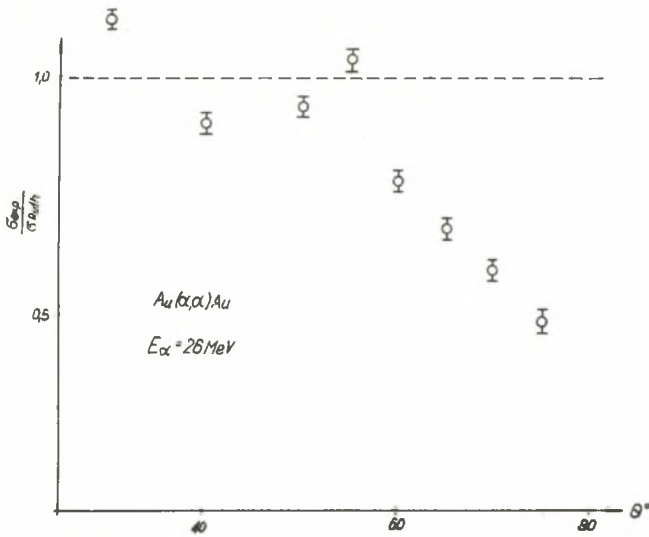
1. Odniesione do przekrojów Rutherforda przekroje czynne dla rozproszenia na ciężkich jądrach są średnio znacznie mniejsze niż w przypadku pierwiastków lekkich.

2. Zależność $\sigma_{\text{eksp.}}/\sigma_{\text{Ruth.}}$ dla jąder ciężkich jest monotoniczna a dla lekkich posiada charakter dyfrakcyjny z szeregiem następujących po sobie naprzemian maksimów i minimów.

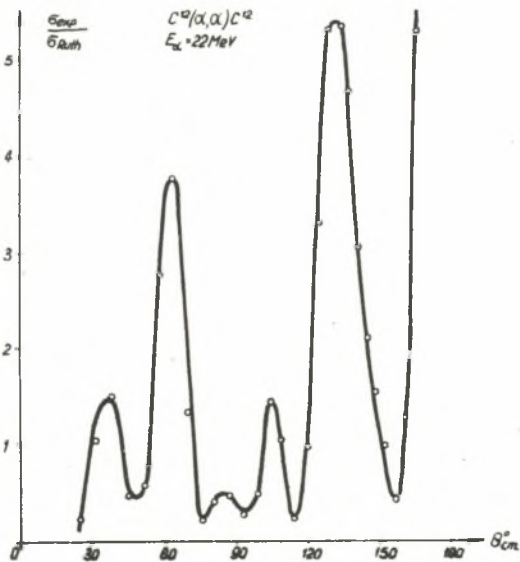
3. Dla małych kątów (do 60° - 80°) wzór Rutherforda opisuje mniej więcej prawidłowo przebieg przekrojów czynnych rozproszenia cząstek α jądrami ciężkimi, podczas gdy w przypadku jąder lekkich zgodności nie ma na żadnym odcinku krzywej.

4. Na dużych kątach obserwujemy silne zmniejszenie przekrojów rozproszenia (odniesionych do przekrojów Rutherforda) cząstek α przez jądra ciężkie, a w przypadku lekkich jąder obserwujemy wzrost przekrojów rozproszenia na duże kąty.

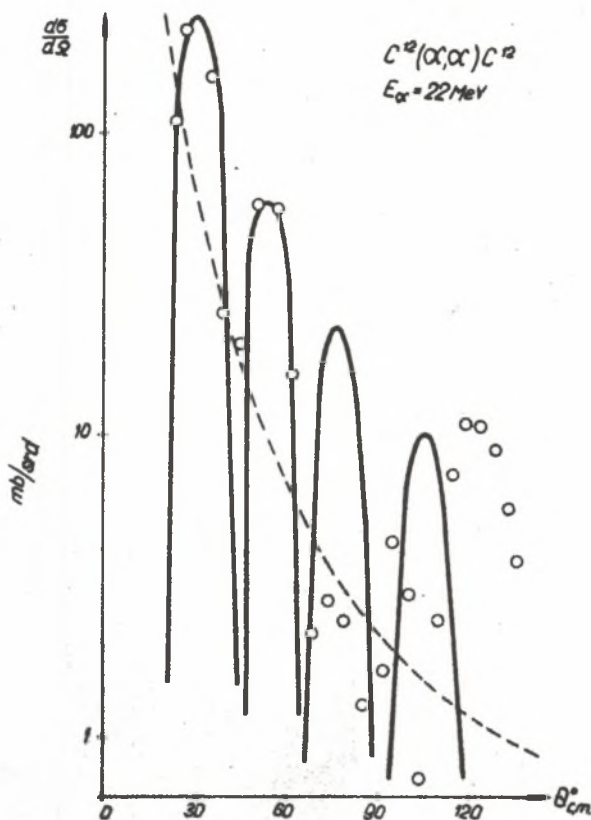
W celu pełnej analizy granic stosowalności wzoru Rutherforda rozpatrzmy rysunek 23, na którym linią przerywaną zaznaczono odpowiednią krzywą Rutherforda. Widać, że przedstawia ona jedynie w przybliżeniu uśredniony przebieg przekrojów (bez uwzględnienia obrazu dyfrakcyjnego). Eksperymentalna krzywa jak gdyby waha się wokół krzywej Rutherforda. Pod dużymi kątami krzywe posiadają zupełnie odmienny przebieg.



Rys. 21. Rozkład kątowy rozproszenia cząstek α o energii 26 MeV na jądrach Au. Na osi rzędnych odłożono przekroje czynne rozproszenia odniesione do przekrojów wyliczonych wg wzoru Rutherforda. Prosta przerywana odpowiada wartości stosunku $\sigma_{exp}/\sigma_{Ruth}$ równemu jedności



Rys. 22. Rozkład kątowy przekrojów czynnych rozproszenia cząstek o energii 22 MeV na jądrach C^{12} odniesionych do przekrojów obliczonych wg wzoru Rutherforda



Rys. 23. Rozkład kątowy sprężystego rozproszenia cząstek α o energii 22 MeV na jądach C^{12} . Linia ciągła została wyliczona w oparciu o model dyfrakcyjny, linia przerywana podaje wynik obliczeń wg wzoru Rutherforda, natomiast krążki obrazują wyniki z rys. 2

3.2. Omówienie rozkładów kątowych

Otrzymane rozkłady kątowe przedstawiono na rysunkach 1, 2, 3 i 18. Wymienimy własności tych rozkładów:

1. Ostro zarysowana forma dyfrakcyjna z szeregiem maksimów i minimów.
2. Asymetria względem 90° i minimum przy tym kącie.
3. Wzrost przekrojów przy dużych kątach (rozproszenie do tyłu).

4. Zakłócenia przebiegu krzywych przy małych kątach z powodu wpływu rozproszenia kulombowskiego.

5. Ścisłe określone stosunki fazowe maksimów i minimów przekrojów sprężystego i niesprężystego rozproszenia, a mianowicie maksima odpowiadające sprężystemu rozproszeniu i rozproszeniu wywołanemu wzbudzeniem mono-polowym, znajdują się w przeciwfazie, co znajduje teoretyczne wyjaśnienie [1].

6. Krzywe rozkładów kątowych zmieniają się wraz ze zmianą energii E_α .

Te wymienione własności były zauważone już w szeregu prac poprzednich. Ponadto można zauważyć jeszcze kilka innych specyficznych cech tych rozkładów:

1. Prawo stosunków fazowych [1] jest spełnione w przypadku $E_\alpha = 22 \text{ MeV}$ do 100° w układzie środka mas, natomiast przy większych kątach są znaczne odchylenia (inne prace nie obejmowały tych kątów).

2. W przypadku $E_\alpha = 26 \text{ MeV}$ prawo stosunków fazowych nie wypełnia się, skąd można wyprowadzić przypuszczenie o ograniczonej stosowalności istniejących teorii [1], z których prawo to było wyprowadzone, przy tak dużej energii E_α .

3. Rozkład kątowy przekrojów czynnych rozproszenia sprężystego cząstek α na jądrach atomów Cu posiada szereg dyfrakcyjnych maksimów i minimów, co naprowadza na myśl o analogicznym zachowaniu się w danej reakcji jąder lekkich i średnich.

4. Porównanie absolutnych wielkości różniczkowych przekrojów czynnych rozproszenia sprężystego i niesprężystego wskazuje na to, że przekroje niesprężystego rozproszenia są znacznie większe.

5. Przekroje niesprężystego rozproszenia cząstek α z utworzeniem wzbudzonego poziomu energetycznego $Q = -7,66 \text{ MeV}$ są bardzo małe (około 1 milibarna), nawet w porównaniu z wyżej położonym poziomem energetycznym $Q = -9,63 \text{ MeV}$. Potwierdza to rezultaty innych autorów [11], którzy stwierdzili, że jądro C^{12} znajdujące się na poziomie energetycznym $Q = -7,66 \text{ MeV}$ rozpada się na $Be^8 + \alpha$ z prawdopodobieństwem ponad 80%.

3.3. Porównanie rozkładów kątowych z dyfrakcyjną teorią Blair'a

W pracy przeprowadzono obliczenia sprężystego i niesprężystego rozproszenia cząstek α jądrami C^{12} z punktu widzenia metody adiabatycznej. Wyprowadzono przybliżone wzory dające szybko wynik w konkretnym przypadku danej reakcji. Po podstawieniu wszystkich stałych reakcji $C^{12}(\alpha, \alpha) C^{12}$ i przyjęciu $R_0 = 5,1$ fermi, otrzymano

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{spr.}} = \frac{650}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} I_1^2(X) \frac{\text{mbarn}}{\text{steradian}} \quad (4)$$

gdzie argument $X = 4,47 = \sqrt{E} = \sin \frac{\theta}{2}$, a E wyraża się w MeV.

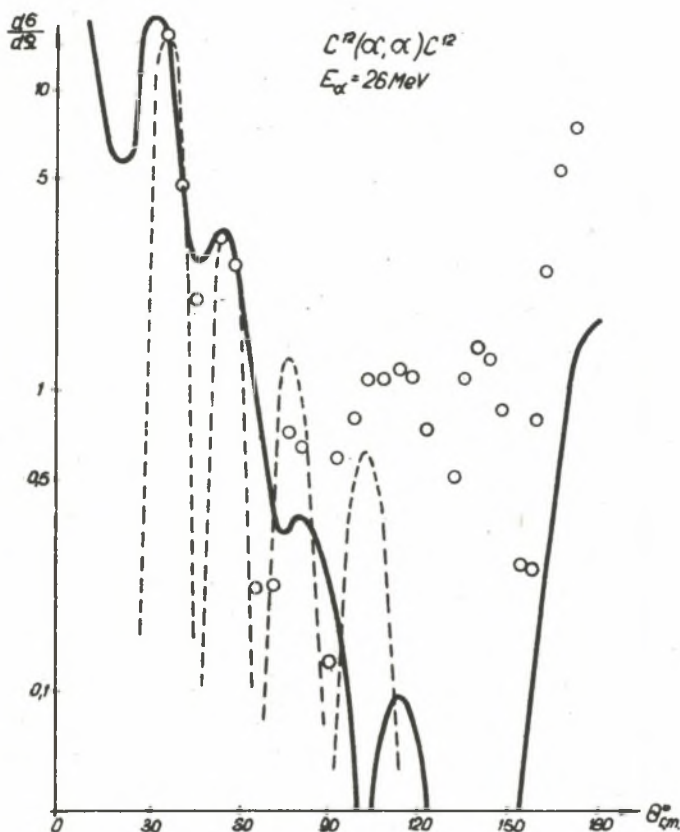
Jeśli przyjąć współczynnik deformacji $\beta_2 = 0,28 \times 10^{-13}$ cm, to otrzymuje się dla $Q = -4,43$ w reakcji $C^{12}(\alpha, \alpha) C^{12}$ następujące wyrażenie:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{niespr.}} = 2,03 E_\alpha \left[I_0^2(X) + 3 I_2^2(X) \right] \frac{\text{mbarn}}{\text{steradian}} \quad (5)$$

gdzie: E_α wyrażono w MeV, I_0, I_1, I_2 - cylindryczne funkcje Bessela odpowiednio zerowego, pierwszego i drugiego rzędu.

Porównanie wyników eksperymentalnych z obliczonymi metodą dyfrakcyjną pokazano na rysunku 23, gdzie krzywa teoretyczna podana jest w postaci linii ciągłej. Można zauważyć bardzo dobrą zgodność punktów eksperymentalnych z krzywą teoretyczną w zakresie dwóch pierwszych maksimów. Dalej krzywa teoretyczna przewiduje położenie następnego maksima, lecz nie jego wartość liczbową. Na rysunku 24 krzywa adiabatyczna dana jest w postaci linii przerywanej a kółka odpowiadają danym eksperymentu. Porównanie jest analogiczne do poprzedniego rysunku.

W ten sposób można stwierdzić, że model dyfrakcyjny daje dobre rezultaty jedynie w zakresie niewielkich kątów (do 90°).



Rys. 24. Rozkład kątowy sprężystego rozproszenia cząstek α o energii 26 MeV na jądrami C^{12} . Linia ciągła przedstawia wyniki obliczeń na podstawie metody fal zaburzonych, linia przerywana jest rezultatem obliczeń wg modelu dyfrakcyjnego, a krążki wskazują wyniki danej pracy z rys. 1

3,4. Analiza metodą fal zaburzonych

Odpowiednie wyliczenia przeprowadzono przy pomocy uniwersalnych maszyn cyfrowych "M-20" (20 000 operacji na sekundę). W zaprogramowanej teorii potencjał oddziaływania przyjęto w postaci:

$$V = V_c \varrho(r) + i W_c q(r) \quad (6)$$

gdzie: $\varrho(r)$ i $q(r)$ - wielomiany piątego i czwartego stopnia:

$$\varrho(r) = \begin{cases} 1 & 0 \leq r \leq R-a \\ \frac{1}{2} - \frac{15}{16} \left(\frac{r-R}{a}\right) \left[\frac{1}{5} \left(\frac{r-R}{a}\right)^4 - \frac{2}{3} \left(\frac{r-R}{a}\right)^2 + 1 \right] & R-a \leq r \leq R+a \\ 0 & r \geq R+a \end{cases} \quad (7)$$

$$q(r) = \begin{cases} 0 & 0 \leq r \leq R-b \\ \left[1 - \left(\frac{r-R}{b}\right)^2 \right]^2 & R-b \leq r \leq R+b \\ 0 & r \geq R+b \end{cases} \quad (8)$$

W wyrażeniach tych

$$R = r_0 A^{1/3} + \delta \quad (9)$$

Wykorzystano parametry polinomialnego potencjału z pracy [12]

rozmycie $a = 2,25$ fermi,

$b = 0,826$ fermi,

promienie $r_0 = 1,79$ fermi,

$\delta = 1,0$ fermi,

$R = 5,1$ fermi,

wartości rzeczywistej i urojonej części potencjału $V_c = 20$ MeV
 $W_c = 10$ MeV.

Teoretyczną krzywą zaznaczono na rysunku 24 linią ciągłą. Wskazuje ona zgodność ilościową z eksperymentem dla dwóch pierwszych maksimów, a jakościowo przedstawia położenie wszystkich maksimów oraz wzrost przekrojów przy dużych kątach.

Odpowiednim doбором parametrów (w liczbie 8 - stąd utrudnione wariacje) spodziewać się można osiągnąć jeszcze lepsze wyniki. Metoda fal zaburzonych z wykorzystaniem potencjału z modelu optycznego daje więc obiecujące wyniki.

3.5. Uwagi o rozkładach energetycznych

Otrzymano dosyć znaczny materiał eksperymentalny dotyczący funkcji wzbudzenia przekrojów czynnych rozproszenia cząstek α jądrami C^{12} i próbowano go przeanalizować. Rezultaty obliczeń według wspomnianych wyżej metod całkowicie odbiegają od wyników eksperymentalnych. Wysuwa się kilka propozycji odnośnie wyjaśnienia charakteru rozkładów energetycznych:

1. Możliwe, że szerokie maksima uda się wyjaśnić przy pomocy mechanizmu bezpośredniego oddziaływania (strippingu) Be^8 w układzie środka mas. Metoda Butlera [13] także daje wzrost przekrojów przy dużych kątach.

2. Proponuje się, aby maksima krzywych rozkładów energetycznych przekrojów całkowych zostały przeanalizowane z punktu widzenia modelu jądra złożonego. Wówczas można rozpatrywać układ $C^{12} + \alpha \rightarrow O^{16}$ i wzbudzenie jego jednocząsteczkowych poziomów. Jednak pewna anizotropia względem 90° świadczy na niekorzyść takiego punktu widzenia.

3. Możliwe, że uda się pewne własności funkcji wzbudzenia wyjaśnić przy pomocy zjawiska analogicznego do gigantycznego rezonansu (szerokie maksima jako wynik wzbudzenia grupy poziomów blisko leżących). Krzywa wzbudzenia dla Au posiada także charakter fluktuacyjny (rys. 16), co nie znajduje żadnego wyjaśnienia w ramach istniejących teorii i wymaga dalszych badań.

Tak więc problem rozproszenia cząstek α należy uznać za nadal otwarty i wymagający dalszych usilnych badań eksperymentalnych i teoretycznych.

LITERATURA

- [1] Blair J.: Phys. Rev., 1959, 115, N4, 928-938.
- [2] Austern N., Butler S.: Mc Manus H.: Phys. Rev., 1953, 92, 350.
- [3] Rost E., Austern N.: Phys. Rev., 1960, 120, N4, 1375-1383.
- [4] Drozdow: Ż.E.T.F., 1955, 28, 588.
- [5] Inopin: Ż.E.T.F., 1956, 31, 901.
- [6] Szapiro I.S.: Teoria priamych jadernych reakcij, Gos. Atom. Izdat., Moskwa, 1963.
- [7] Matyja P.: Zeszyty Naukowe Pol. Śl. (w druku).
- [8] Hu, Kato, Oda, Takeda: J. Phys. Soc. Japan, 1959, 14, N5, 549-554.
- [9] Jodoque J., Maoq. P., Steyaert J.: Phys. Letters, 1962, 2, N7, 325-328.
- [10] Lutz H., Mason J., Paulson C.: Nucl. Phys., 1963, 43, 405-412.
- [11] Rasmussen V., Miller D., Sampson M.: Phys. Rev., 1959, 100, N 1, 181-187.
- [12] Igo G., Thaler R.: Phys. Rev., 1957, 106, N 1, 126-133.
- [13] Butler S.: Nuclear Stripping Reactions. Horwitz Publications Inc., Sydney, 1957.

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУТОГО И НЕУПРУТОГО РАССЕЯНИЯ α -ЧАСТИЦ

Резюме

Работа посвящена в основном исследованию рассеяния α -частиц ядрами C^{12} . Получено ряд функций возбуждения дифференциальных сечений рассеяния α -частиц с энергией в диапазоне $12+26$ MeV ядрами C^{12} на углы $45, 50, 60, 90, 120$ и 150° , а также угловые распределения рассеяния α -частиц с энергией 22 и 26 MeV теми же ядрами кроме того проведено ряд экспериментов с ядрами Al и Si .

Проведено анализ полученных результатов с точки зрения адиабатической модели и по методу искаженных волн.

Перечисленные теории предсказывают ход угловых распределений сечений рассеяния на малые углы (до 90°).

Экспериментальные данные по функциям возбуждения не находят объяснения с точки зрения существующих теорий и требуют дальнейших исследований.

ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF ALPHA PARTICLES

S u m m a r y

In the paper experimental results of the scattering of α particles on the C^{12} nuclei are presented. The energy distributions of cross section for the α particles with the energies within the interval 13 MeV to 26 MeV as well as the angular distributions for the α particles with the energies 22 and 26 MeV were established. Additionally, some analogous experiments were carried out with the Au and Cu nuclei. The results are analyzed by the adiabatic approximation and DWBA methods, although the angular distribution obtained from these theories is limited to small angles only (smaller than 90°). The experimental results are found to be in disagreement with the present theories.