

CZ. SZMYTKOWSKI

**Rozpraszanie powolnych elektronów na drobinach wieloatomowych:  
pomiar całkowitych przekrojów czynnych**

W wielu dziedzinach nauki i techniki wzrasta ostatnio zapotrzebowanie na dokładne dane dotyczące różnorodnych procesów towarzyszących rozproszeniu niskoenergetycznych elektronów na poszczególnych składnikach materii. Spowodowało to widoczny wzrost liczby systematycznych pomiarów przeprowadzonych dla coraz bardziej złożonych związków i w coraz szerszym zakresie energii rozproszenia. Jednak wyniki otrzymywane w różnych laboratoriach różnią się często istotnie między sobą sugerując istnienie czynników (różnych dla każdej techniki pomiarowej), które systematycznie zmieniają wyniki pomiaru. Poniżej podjęto próbę szczegółowego opisanego źródeł możliwych błędów systematycznych w technice transmisyjnej pomiaru całkowitych przekrojów czynnych na rozproszenie oraz omówiono sposoby ich skorygowania lub zmniejszenia. Główne cechy absolutnych całkowitych przekrojów czynnych na rozproszenie elektronów zilustrowano przedstawiając dane dla drobin trójatomowych.

WSTĘP

Elektron, wkrótce po odkryciu go niemal sto lat temu przez J. J. Thomsona [1], stał się jednym z najczęściej stosowanych próbników w badaniach struktury materii. Już wyniki pionierskich doświadczeń nad absorpcją powolnych elektronów w gazach i parach (Lenard [2], Frank i Hertz [3], Ramsauer [4]) oraz dyfrakcją elektronów na kryształach (Davisson i Germer [5]) i cienkich foliach (Thomson i Reid [6]) wykazały, że metody wykorzystujące rozproszenie wiązek elektronowych mogą być bardzo efektywnym narzędziem badawczym. Jednak brak selektorów do formowania odpowiednio intensywnych wiązek powolnych elektronów o małym rozmyciu energetycznym, mała czułość detektorów oraz problemy z utrzymaniem dostatecznie wysokiej próżni uniemożliwiały aż do końca lat

pięćdziesiątych pełne wykorzystanie elektronów do badania atomów, drobin oraz cienkich warstw.

Postęp, jaki się ostatnio dokonał w dziedzinie wytwarzania wiązek elektronowych o wymaganych parametrach (w tym również wiązek spolaryzowanych [7]), w technice detekcji oraz w sposobach gromadzenia danych umożliwia już, przynajmniej w przypadku atomów, wykonywanie kompletnych doświadczeń, to znaczy takich, które dostarczają maksimum możliwych informacji o rozproszeniu elektronów [7,8]. Wyniki takich doświadczeń są szczególnie użyteczne do testowania teorii rozproszenia.

Ponieważ elektrony stanowią podstawowy, a ze względu na małą ich masę oraz ładunek elektryczny, również bardzo ruchliwy i aktywny składnik otaczającego nas środowiska, to nic dziwnego, że wachlarz zjawisk, w których odgrywają one istotną rolę jest bardzo rozległy — od procesów w przestrzeni pozaziemskiej, poprzez zjawiska determinujące stan atmosfery, efekty w plazmie, aż po reakcje zachodzące w komórkach żywych organizmów.

Terapia wykorzystująca naświetlanie jest, obok zabiegów chirurgicznych i podawania leków, jednym z trzech podstawowych sposobów leczenia raka. W wyniku naświetlania uwalniane są w tkance liczne elektrony o różnych energiach, które oddziałując z drobinami żywych komórek mogą niszczyć przy tym komórki rakowe. Powodzenie terapii radiacyjnej zależy więc w istotny sposób od zrozumienia procesów, w których biorą udział elektrony, w tym od znajomości dokładnych przekrojów czynnych na rozproszenie elektronów na odpowiednich drobinach.

Badania *in situ* oraz próby laboratoryjne pokazały, że stan górnych warstw atmosfery (temperatura, transmisja promieniowania elektromagnetycznego, występowanie zórz polarnych) jest silnie uzależniony od koncentracji elektronów swobodnych na różnych jej wysokościach [9]. Poznanie procesów, jakie zachodzą na przykład w jonosferze, pozwoliłoby też na wyjaśnienie współzależności pomiędzy atmosferą i magnetosferą a Słońcem.

W pobliżu centrum Galaktyki odkryto niedawno bardzo intensywne źródło wysokoenergetycznego promieniowania elektromagnetycznego. Jedną z charakterystycznych cech jego widma jest wąskie maksimum w otoczeniu 511 keV [10,11]. Symulacja procesów, jakie mogą zachodzić w obszarze źródła, oparta na wynikach badań nad rozpraszaniem elektronów i pozytonów na atomach i drobinach, a w szczególności na zebranych dotychczas informacjach o tworzeniu i anihilacji pozytonium, daje zadowalające wyjaśnienie cech obserwowanego widma oraz pozwala wyobrazić sobie stan środowiska w tym rejonie Galaktyki. Wyniki wskazują, między innymi, że w obszarze źródła liczebność powolnych swobodnych elektronów i pozytonów musi być bardzo duża.

W laserach CO<sub>2</sub> emisja promieniowania związana jest z przejściami wzbudzonych wibracyjnie i rotacyjnie drobin do stanów energetycznie niższych. Inwersja obsadzeń stanów w drobinach CO<sub>2</sub> odbywa się głównie poprzez bezpromieniste przekazanie energii od drobin azotu, które zostały wcześniej wzbudzone przez wolne elektrony. Badania rozproszenia elektronów na składnikach mieszaniny laserowej (CO<sub>2</sub> + N<sub>2</sub> + He) wykazały, że efektywność wzbudzenia drobin wzrasta rezonansowo o kilka rzędów wielkości w wąskim przedziale energii elektronów. Ma

to istotne znaczenie dla doboru takich warunków pracy lasera, które pozwoliłyby na osiągnięcie maksymalnej jego mocy [12].

Procesy towarzyszące zderzeniom elektronów wykorzystuje się również w elektronice gazowej i technice plazmowej oraz w zaawansowanej technologii wytwarzania cienkich warstw w obwodach o bardzo dużej skali integracji.

Wymienione wyżej przykłady wskazują, że badania doświadczalne i teoretyczne procesów z udziałem elektronów oraz znajomość dokładnych przekrojów czynnych na poszczególne procesy w szerokim zakresie energii i dla wielu targetów są niezbędne zarówno w wielu dziedzinach samej fizyki, jak i w jej praktycznych zastosowaniach. Niestety, dostępne dane mają najczęściej charakter jakościowy lub/i są ograniczone do wąskiego przedziału energii dla niewielu atomów i prostych drobin.

Jedną z najwcześniej i do dzisiaj najczęściej mierzonych wielkości opisujących oddziaływanie elektronów z atomami i drobinami był i jest całkowity przekrój czynny na rozproszenie. Jest on niezależną od czasu miarą prawdopodobieństwa zajścia oddziaływania pomiędzy pociskiem i tarczą; przy tym nie są rozróżniane rodzaje możliwych procesów. Pełne zrozumienie dynamiki rozproszenia jest możliwe dopiero wtedy, gdy znane są wszystkie mechanizmy oddziaływania i odpowiadające im cząstkowe przekroje czynne. Całkowite przekroje czynne na rozproszenie elektronów są zwykle — pomimo opisanych poniżej eksperymentalnych problemów — najdokładniejszymi, a najczęściej i jedynymi, wyznaczonymi w sposób absolutny przekrojami czynnymi. Należy tu dodać, że stosunkowo liczne są również pomiary przekrojów czynnych na jonizację w zderzeniu z elektronami. Znaczący udział w badaniach procesów jonizacji ma Profesor Bodgan Adamczyk [13].

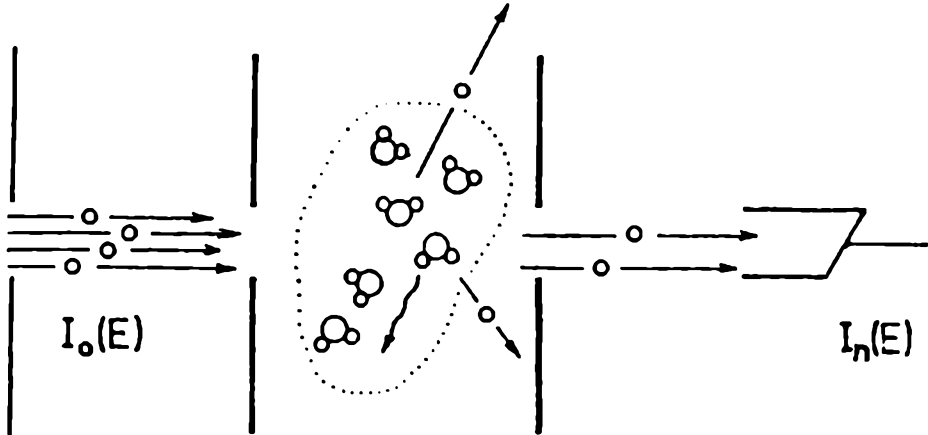
Dokładne wartości całkowitych przekrojów czynnych są potrzebne do: (i) oceny górnej granicy przekrojów dla poszczególnych procesów, (ii) normowania względnych przekrojów cząstkowych [14], (iii) modelowania procesów z udziałem elektronów, (iv) sprawdzania poprawności modeli oddziaływań towarzyszących rozproszeniu, i wreszcie ostatnio, (v) do porównań z wynikami nad rozpraszaniem pozytonów [15–18]. Tym można tłumaczyć, między innymi, widoczne zwiększenie w latach osiemdziesiątych liczby pomiarów całkowitych przekrojów czynnych na rozproszenie elektronów. Większość znanych obecnie przekrojów czynnych zmierzono w tym właśnie czasie.

I wreszcie warto jeszcze zwrócić uwagę na bardzo szybki w ostatnim dwudziestolecu postęp w technice otrzymywania niskoenergetycznych wiązek pozytonowych [19], co powinno wkrótce umożliwić wykorzystanie ich jako standardowej komplementarnej techniki badawczej.

#### METODA TRANSMISYJNA POMIARU CAŁKOWITYCH PRZEKROJÓW CZYNNYCH

Informacje o oddziaływaniu cząstki padającej z tarczą wyrażane są, między innymi, poprzez przekroje czynne na poszczególne procesy. Wyznaczanie przekrojów czynnych opiera się na identyfikacji produktów reakcji oraz pomiarze ich intensywności w zależności od energii lub/i kąta rozproszenia.

Podstawowym sposobem pomiaru absolutnych całkowitych przekrojów czynnych na rozproszenie jest metoda transmisyjna. Polega ona na pomiarze osłabienia prądu cząstek-pocisków o zadanej energii  $E$  w wyniku ich przejścia przez badaną substancję-tarczę (Ryc. 1).



Ryc. 1. Metoda transmisyjna: pomiar osłabienia prądu cząstek po przejściu przez warstwę rozpraszającą

W bliskim idealnemu doświadczeniu transmisyjnym:

- (i) wiązka cząstek padających powinna być bardzo wąska i dobrze skolinowana, ale równocześnie cząstki w wiązce nie powinny oddziaływać ze sobą,
- (ii) rozkład gęstości targetu na drodze cząstek padających powinien być jednorodny,
- (iii) koncentracja  $n$  cząstek tarczy musi być na tyle mała, żeby cząstka padająca miała bardzo małe szanse zderzyć się na swej drodze więcej niż jeden raz, oraz aby można było zaniedbać efekty koherencyjne od rozpraszania na wielu bliskich centrach,
- (iv) nie mogą być rejestrowane cząstki-pociski, które oddziaływały z cząstkami tarczy.

Po spełnieniu powyższych warunków osłabienie wiązki cząstek padających można powiązać z całkowitym przekrojem czynnym  $\sigma(E)$  na rozproszenie za pomocą wzoru Bouguera—Lamberta—de Beera

$$I_n(E) = I_0(E) \cdot \exp[-n \cdot L \cdot \sigma(E)], \quad (1)$$

gdzie  $L$  jest efektywną drogą pocisków w targecie, a  $I_0(E)$  i  $I_n(E)$  oznaczają natężenie prądu cząstek o energii  $E$ , odpowiednio przed wejściem do targetu i po jego opuszczeniu.

Wiele szczegółów dotyczących metody transmisyjnej i różnych jej odmian można znaleźć w pracach Bedersona i Kieffera [20] oraz Goldena [21]. Niżej zostaną przedstawione rozpoznane źródła niepewności systematycznych w pomiarach

całkowitych przekrojów czynnych na rozproszenie elektronów metodą transmisyjną i sposoby ich zmniejszenia lub skorygowania.

Metoda transmisyjna, choć w założeniach bardzo prosta i wymagająca pomiaru niewielu wielkości fizycznych, sprawia szereg trudności doświadczalnych związanych z próbami spełnienia założeń leżących u podstaw metody oraz z usuwaniem źródeł niepewności systematycznych wielkości pośrednich.

Badana substancja jest zwykle zamknięta w postaci pary lub gazu w pojemniku (komorze zderzeń) z otworami umożliwiającymi wlot i wylot wiązki elektronów. Nieunikniony, stały wypływ cząstek tarczy przez te otwory powoduje, że target jest obecny również poza komorą zderzeń, a rozkład jego gęstości w samej komorze nie jest jednorodny. W związku z tym efektywna droga przebyta przez elektrony w obszarze, gdzie możliwe jest rozproszenie (obecny jest target), różni się od rozmiarów geometrycznych komory zderzeń  $L$ . Wartość iloczynu  $n \cdot L$  we wzorze (1) należałoby raczej zastąpić wyrażeniem

$$(n \cdot L)_{ef} = \int_{-\infty}^{\infty} dx n(x), \quad (2)$$

gdzie  $n(x)$  jest rozkładem gęstości cząstek tarczy wzdłuż drogi cząstek-pocisków w położeniu  $x$  liczonym od środka komory zderzeń. Wielkość  $(n \cdot L)_{ef}$  różni się od iloczynu  $n \cdot L$  tym bardziej, im większy jest stosunek wielkości otworów w komorze zderzeń do rozmiarów geometrycznych komory [22–26]. Zależność między  $n \cdot L$  i  $(n \cdot L)_{ef}$  oraz jej wpływ na dokładność pomiaru przekroju czynnego była przedmiotem szeregu badań doświadczalnych [27,28] i analiz teoretycznych [22–26].

Utrzymanie zależności liniowej pomiędzy  $\ln(I_0/I_p)$  i ciśnieniem targetu  $p$  w komorze zderzeń jest warunkiem koniecznym, aby zderzenia były pojedyncze, ale nie jest to warunek wystarczający. Ciśnienie  $p$  powinno być takie, aby średnia droga swobodna w targacie była znacznie większa od rozmiarów komory zderzeń.

W przeważającej liczbie doświadczeń wyznaczenie koncentracji  $n$  polega na pomiarze ciśnienia  $p$  i temperatury  $T$  w komorze zderzeń i skorzystaniu z ich związku z koncentracją w postaci prawa gazów doskonałych  $n = p/(\kappa T)$ , gdzie  $\kappa$  jest stałą Boltzmanna. Badania wykazały jednak [27–31], że rzeczywisty związek pomiędzy  $n$  i  $p$  może być w warunkach danego doświadczenia bardziej złożoną funkcją temperatury. Już samo określenie ciśnienia w komorze zderzeń nie jest łatwym zadaniem. Prócz wspomnianej już niejednorodności gęstości badanego związku w komorze zderzeń, związanej z jego wypływem przez otwory, istotna niepewność pomiaru ciśnienia związana jest również z efektem termodyfuzji spowodowanym różnicą temperatur pomiędzy komorą zderzeń i głowicą pomiarową manometru [32]. Efekt termodyfuzji można wyeliminować stosując głowice o regulowanej temperaturze, albo skorygować — stosując odpowiednie poprawki empiryczne [27–35]. Dla długich komór zderzenia konieczny jest pomiar ciśnienia i temperatury w kilku punktach komory [36].

Prąd  $I_0$  mierzy się zwykle, gdy w komorze zderzeń nie ma targetu i gdy ciśnienie w niej oraz w obszarze optyki elektronowej jest rzędu od  $10^{-5}$  do  $10^{-3}$  Pa. W trakcie pomiaru  $I_n$ , gdy ciśnienie w komorze zderzeń jest zwykle o trzy rzędy wielkości

większe, już śladowe ilości targetu dyfundujące z komory zderzeń do obszaru optyki elektronowej i nie powodujące istotnej zmiany ciśnienia w tym obszarze mogą drastycznie zmienić wydajność działła elektronowego lub transmisję optyki i w efekcie rzeczywistą wartość  $I_0$ , co z kolei może spowodować bardzo duże błędy w pomiarze  $\sigma(E)$ . Tego typu efekty są szczególnie widoczne w badaniach związków o znacznej agresywności (np.  $\text{NO}_2$  i  $\text{SO}_2$ ). Dwa najczęściej stosowane sposoby uniknięcia tego efektu to dodatkowe oddzielne pompowanie obszaru optyki elektronowej lub utrzymywanie stałej i kontrolowanej ilości targetu w obszarze optyki niezależnie od tego czy target jest lub czy go nie ma w komorze zderzeń. Szczególną uwagę należy zwrócić na dokładne usunięcie badanej substancji z komory zderzeń przed pomiarem  $I_0$  oraz na ustalenie się ciśnienia przy pomiarze  $I_n$ . Ustabilizowanie warunków w komorze zderzeń może być procesem czasochłonnym (do kilkunastu minut), szczególnie w przypadku łatwo kondensujących się związków (np.  $\text{H}_2\text{O}$  i  $\text{CS}_2$ ) i każdorazowo powinno być kontrolowane.

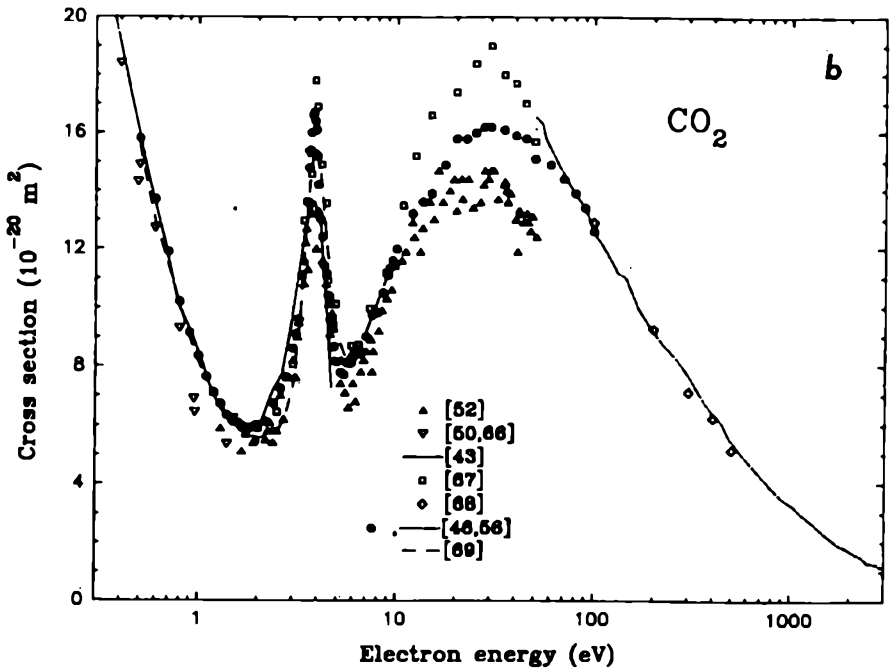
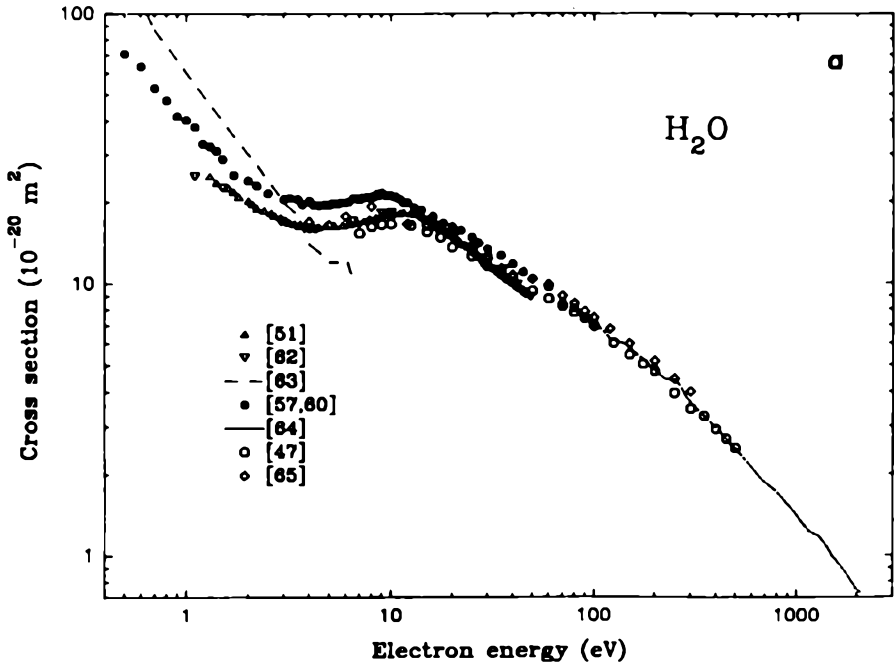
Target powinien być możliwie czysty, bez domieszek. W przypadku, gdy badana substancja jest w normalnych warunkach cieczą, znaczne niepewności mogą pochodzić od rozpuszczonych w niej gazów atmosferycznych lub pary wodnej. Wielokrotna destylacja próżniowa wykonana bezpośrednio w układzie dozowania targetu znacznie redukuje ilość gazowych lub łatwo parujących zanieczyszczeń.

W rzeczywistym doświadczeniu rejestrowane są przez detektor nie tylko cząstki-pociski, które nie oddziaływały z cząstkami tarczy, ale również te, które zostały rozproszone na targecie lub odbiły się od elementów aparatury do przodu (w kierunku detektora) w kąt bryłowy, pod którym z miejsca zdarzenia widać powierzchnię detektora. Zmierzony przekrój czynny jest więc zwykle mniejszy od rzeczywistego. Dla wyższych energii efekt ten staje się bardziej znaczący, gdyż szybsze elektrony są silniej rozpraszane do przodu. Za pomocą odpowiednich dyskryminatorów energii można niemal całkowicie wyeliminować detekcję cząstek rozproszonych niesprężyście, podczas gdy nie można tego zrobić dla cząstek, które uległy rozproszeniu sprężystemu do przodu.

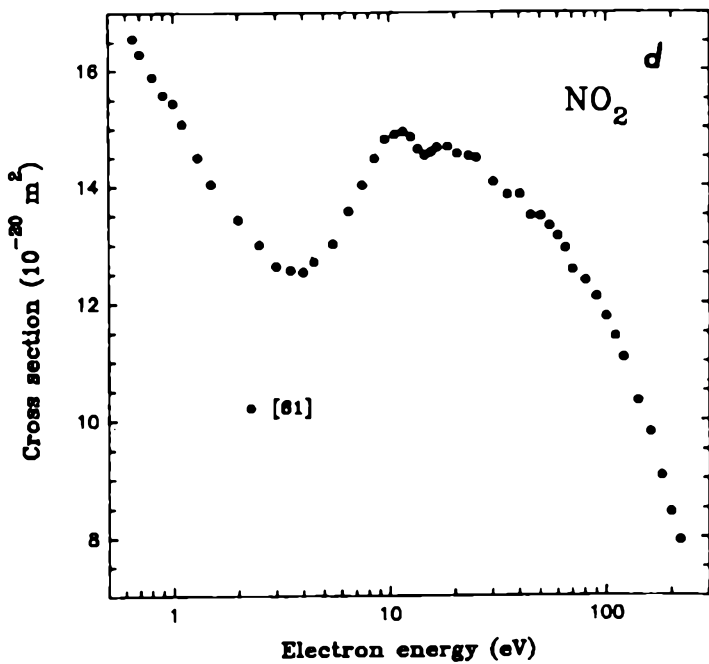
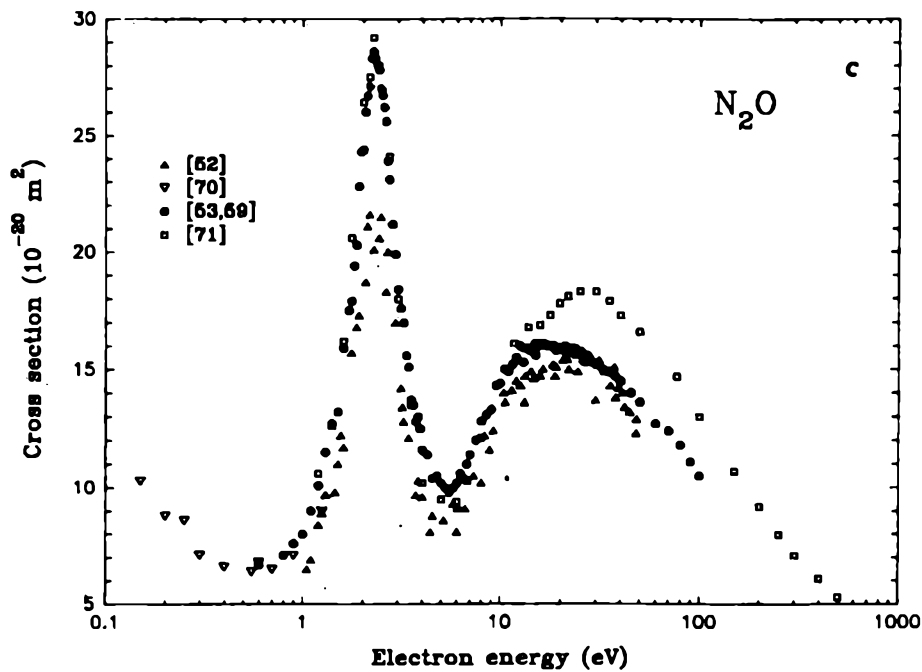
Niepewności spowodowane niepełną eliminacją cząstek rozproszonych do przodu można częściowo skorygować. Wymaga to jednak znajomości rozkładów kątowych rozproszonych elektronów, przynajmniej sprężyście i rozkładu gęstości targetu  $n(x)$  na drodze wiązki. Wtedy osłabienie prądu  $dI$  w targecie na odcinku  $dx$  jest dane wyrażeniem:

$$dI(E) = I(E) \cdot \left[ -dx \cdot \sigma(E) \cdot n(x) + dx \cdot n(x) \int_{\Delta\Omega_x}^{d\Omega_x} \{d\sigma(E)/d\Omega\} \right], \quad (3)$$

gdzie  $\Omega_x$  jest kątem bryłowym, pod jakim widoczna jest powierzchnia detektora z punktu na osi wiązki o współrzędnej  $x$ , w którym ma miejsce rozproszenie. Różniczkowy przekrój czynny na rozproszenie  $d\sigma(E)/d\Omega$  trzeba zmierzyć w oddzielnym doświadczeniu, obliczyć lub przynajmniej oszacować. W celu obliczenia prądu  $I_n(E)$  docierającego do detektora całkowanie względem  $x$  należy wykonać w całym zakresie, gdzie  $n(x)$  nie można zaniedbać. W pomiarach, w których wiązki pocisków

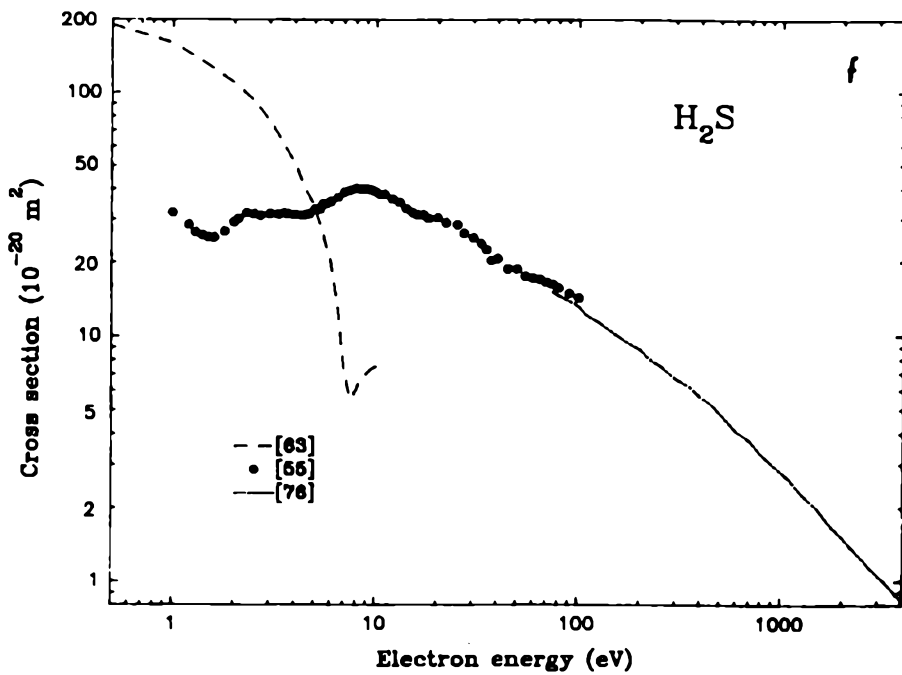
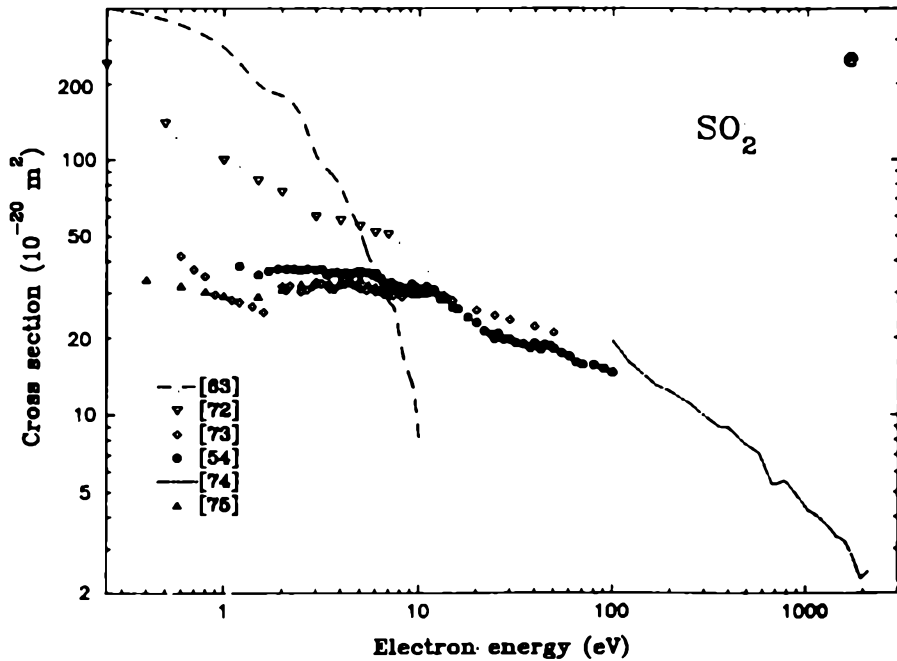


Ryc. 2a-h. Całkowite absolutne przekroje czynne na rozproszenie elektronów na drobinach trójatomowych

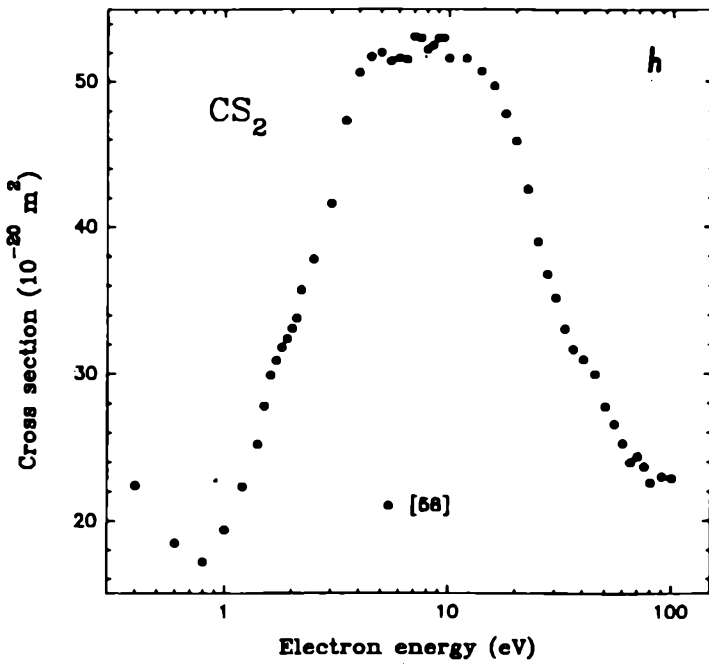
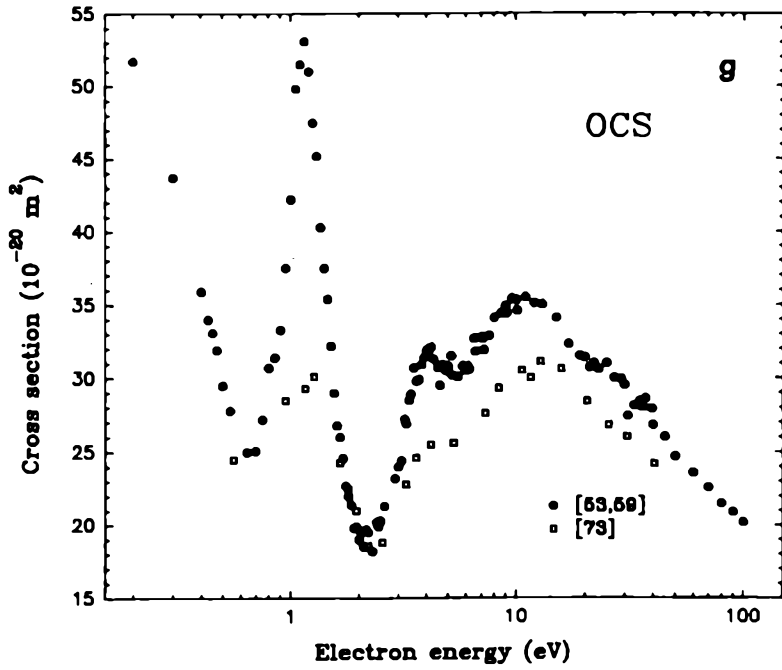


Ryc. 2a-h. Całkowite absolutne przekroje czynne na rozproszenie elektronów na drobinach trójatomowych





Ryc. 2a-h. Całkowite absolutne przekroje czynne na rozproszenie elektronów na drobinach trójatomowych



Ryc. 2a-h. Całkowite absolutne przekroje czynne na rozproszenie elektronów na drobinach trójatomowych

mają większe średnice (rzędu mm) powinno się jeszcze uwzględnić zależność  $n$  od odległości od osi wiązki [37,38].

W przypadku, gdy do rozproszenia używa się cząsteczek naładowanych, pomiar osłabienia wiązki pocisków w targacie należy wykonywać przy na tyle małym jej natężeniu, aby obserwowany ubytek cząstek w wiązce nie był nawet częściowo związany ze wzajemnym oddziaływaniem pocisków.

Napięcie kontaktowe i inne efekty na optyce elektronowej powodują, że energię elektronów  $E$  powinno wyznaczać się względem dobrze znanych i wyraźnych struktur rezonansowych widocznych w prądzie transmisyjnym dla niektórych substancji (w  $N_2$  wokół 2,3 eV i w He przy 19,37 eV [39]). Szerokość naturalna takiej struktury powinna być mniejsza od różnicy energetycznej wiązki elektronów w danym doświadczeniu. Wyznaczona po domieszaniu wzorcowego gazu do badanego targetu skala energii może jednak ulegać zmianie w trakcie pomiaru, co wymaga częstej jej kontroli, szczególnie, gdy przekrój czynny jest szybkozmienną funkcją energii. Absolutna skala energii może być wyznaczona bezpośrednio techniką TOF, w której energia elektronów jest oceniana na podstawie czasu przelotu elektronów przez obszar rozproszenia [40–42]. Technika ta jest szczególnie użyteczna przy pomiarach przekrojów czynnych dla energii od setnych części eV do około 1 eV [42].

Wspomniane wyżej efekty sprawiają, że wyniki pomiarów całkowitych przekrojów czynnych mogą być obciążone trudnymi do oceny, a nawet do wykrycia, niepewnościami systematycznymi, co z kolei powoduje, że wyniki otrzymane w różnych laboratoriach różnią się zwykle znacznie więcej niż wynikałoby to z deklarowanych niepewności pomiarowych (np. ryc. 2e). Realistyczna ocena tych niepewności jest zresztą często trudniejsza niż sam pomiar wielkości niezbędnych do wyznaczenia całkowitych przekrojów czynnych.

Podstawowymi elementami każdej aparatury transmisyjnej są, w kolejności, źródło cząstek-pocisków, system kolimujący wiązkę i nadający jej żadaną energię, komora zderzeń wraz z układem dozującym target oraz detektor. Poszczególne, stosowane w praktyce odmiany metody transmisyjnej różnią się przede wszystkim sposobem formowania wiązki pocisków przed rozproszeniem, a w mniejszym stopniu techniką dyskryminacji rozproszonych cząstek przed ich detekcją. Różnorodność stosowanych technik wynika po części z różnych możliwości technicznych poszczególnych laboratoriów, a częściowo z konkretnych potrzeb danego eksperymentu (rodzaj targetu, zakres energii). Zazwyczaj wyniki otrzymane w różnych laboratoriach obciążone są niepewnościami systematycznymi w różnym stopniu. Dlatego pożądane są pomiary wykonane różnymi metodami i za pomocą różnych aparatów. Porównanie wyników z różnych laboratoriów pozwala na wyeliminowanie mało dokładnych technik oraz na ocenę najbardziej wiarygodnych wartości przekrojów czynnych.

Pierwotnie zarówno do selekcji energii elektronów, jak i do ich dyskryminacji po rozproszeniu, stosowano pole magnetyczne [4]. Istotnym utrudnieniem w tego rodzaju doświadczeniach jest określenie rzeczywistej długości drogi elektronu w obszarze targetu związane z nieuniknioną obecnością pola magnetycznego w obszarze rozproszenia [20,21,44,45]. Tego efektu pozbawione są techniki transmisyjne liniowe wykorzystujące do formowania i prowadzenia wiązki elektronów tylko pola

elektrostatyczne [27,29,46,47]. W każdym przypadku ważne jest usunięcie źródeł lub skompensowanie wszelkich niepożądanych pól elektrycznych lub magnetycznych.

Warto zwrócić uwagę na rzadko stosowaną odmianę metody transmisyjnej [48], w której zamiast pomiaru osłabienia wiązki elektronowej po przejściu przez target rejestruje się osłabienie wiązki cząstek targetu po przecięciu z wiązką elektronów.

Z metody tej korzysta się głównie przy pomiarach przekrojów czynnych na rozproszenie na cząstkach bardzo aktywnych lub znajdujących się w dobrze określonym stanie.

#### WYNIKI POMIARÓW DLA DROBIN TRÓJATOMOWYCH

Wybór drobin trójatomowych dla zilustrowania wyników pomiarów całkowitych przekrojów czynnych na rozproszenie elektronów jest spowodowany tym, że właśnie dla tej grupy drobin wykonano stosunkowo liczne pomiary. Wiąże się to po części z rozpowszechnieniem i rolą tych związków w przyrodzie (np.  $H_2O$  i  $CO_2$ ), a częściowo z ich przydatnością w praktycznych zastosowaniach ( $CO_2$ ). Przy tym warto zauważyć, że wyniki dla drobin trójatomowych odzwierciedlają niemal wszystkie istotne cechy znanych przekrojów czynnych. Z powodu stosunkowo dużych niepewności związanych z procedurą normalizacji pomiarów względnych (Sueoka [49]), na rysunkach 2a–h przedstawiono tylko przekroje czynne zmierzone w sposób absolutny. Znaczna część prezentowanych tutaj wyników otrzymana została w laboratorium Politechniki Gdańskiej; pod koniec lat dwudziestych przez Ramsauera [50] i Brüche (np. [51,52]), a ostatnio przez Szmytkowskiego *et al.* (np. [45,53–61]).

Porównanie przekrojów czynnych otrzymanych w różnych laboratoriach (Ryc. 2a–c, 2e–f) pokazuje, że krzywe dla tej samej drobinoty otrzymane różnymi technikami transmisyjnymi mają podobny kształt, a wartości przekrojów czynnych nie różnią się zazwyczaj między sobą o więcej niż o 30%. Natomiast wyniki otrzymane metodą elektronowego rezonansu cyklotronowego [63] (Ryc. 2a, 2e, 2f) różnią się zdecydowanie od otrzymanych innymi metodami.

Szczegółowy opis przekrojów czynnych dla poszczególnych drobin można znaleźć w pracach [43,46,47,49–76]. Aby uniknąć powtórzeń, poniżej przedstawiono tylko pewne ogólne cechy zmierzonych przekrojów czynnych.

Dla małych i bardzo małych energii drobinoty o większym trwałym elektrycznym momencie dipolowym (np.  $H_2O$ ,  $SO_2$  i  $H_2S$ ) charakteryzują się większym całkowitym przekrojem czynnym. Długozasięgowy charakter potencjału dipolowego wydłuża czas oddziaływania powolnych elektronów zwiększając szanse rozproszenia. Warto jednak zauważyć, że dla niektórych drobin niepolarnych przekrój czynny również szybko rośnie, gdy energia zderzenia maleje. W przypadku drobinoty  $CO_2$  dla małych energii wydaje się decydować o tym rozproszenie poprzez stany wirtualne [77].

Najbardziej różnorodny i zarazem intrygujący jest kształt całkowitych przekrojów czynnych pomiędzy 1 i 10 eV. Dla niektórych drobin (np.  $CO_2$  i  $N_2O$ ) widoczne

jest wyraźne maksimum w otoczeniu dwóch minimów wskazujące na dominujący wpływ rozproszenia rezonansowego [78] w tym przedziale energii (w przypadku OCS widać jeszcze drugie słabsze maksimum). Tworzący się przy tym rezonansowy stan związany elektron-drobina ma czas życia znacznie dłuższy ( $\tau \approx 10^{-15} \div 10^{-13}$  s) od czasu prostego rozproszenia ( $\tau \approx 10^{-17} \div 10^{-16}$  s). Brak takiej struktury w całkowitym przekroju czynnym (np. w  $\text{SO}_2$  i  $\text{NO}_2$ ) wcale nie musi oznaczać, że stany rezonansowe nie występują przy tych energiach, ale że przeważa rozproszenie bezpośrednio charakteryzujące się monotoniczną zależnością całkowitego przekroju czynnego od energii. Opisanie przekrojów czynnych stanowi ciągle otwarty problem dla teorii rozproszenia. Na razie tylko w nielicznych przypadkach udaje się zadowalająco odtworzyć kształt i wartości przekrojów czynnych w zakresie niskich energii [79,80].

Wspólną cechą wszystkich pokazanych przekrojów czynnych jest obecność szerokiego, mniej lub bardziej wyraźnego maksimum w pobliżu lub nieco powyżej pierwszego progu jonizacji drobin. W przypadku drobin o większym elektrycznym momencie dipolowym maksimum jest zwykle maskowane przez silny wzrost przekroju od strony niższych energii i sprowadza się głównie do zmiany nachylenia krzywej. Analiza funkcji wzbudzenia wibracyjnego, przekrojów czynnych na wychwyty dysocjacyjny oraz obliczenia wskazują, że również w tym przedziale energii rozproszenie ma częściowo charakter rezonansowy — poprzez krótkożyjące stany związane elektron-drobina.

Charakterystyczną cechą wszystkich znanych całkowitych przekrojów czynnych jest ich podobna zależność od energii zderzenia powyżej kilkudziesięciu eV; dla tych energii przekroje czynne maleją monotonicznie wraz z jej wzrostem. Zależność tę można niezłe opisać funkcją bliską  $E^{-0,5}$  [76,81–83], co sugeruje, że przekrój czynny dla średnich energii jest w przybliżeniu proporcjonalny do czasu potrzebnego elektronom na przebycie drogi odpowiadającej rozmiarom drobin. Dla niektórych drobin (np.  $\text{CO}_2$  i  $\text{SO}_2$ ) widoczny jest słaby wzrost całkowitego przekroju czynnego rozciągający się w bardzo szerokim zakresie energii od niemal 200 do prawie 600 eV [56,74]. Dotychczas nie udało się wyjaśnić, co jest przyczyną tego efektu.

W ciągu ostatnich lat [79,80], a szczególnie w ostatnich miesiącach [84,85] wykonano szereg obliczeń całkowitych przekrojów czynnych na rozproszenie elektronów na drobinach wieloatomowych. W większości obliczeń tylko część statyczną oddziaływania elektron-drobina wyznacza się w miarę ściśle metodą Hartree—Focka. Pozostałe człony oddziaływania, to jest polaryzacyjno-korelacyjne, wymienne i absorpcyjne mają zazwyczaj charakter modelowy. Zgodność teorii z doświadczeniem zależy w dużym stopniu od zastosowanego przybliżenia. Bardzo rzadko przybliżenie dające zadowalającą zgodność z doświadczeniem dla jednej drobin daje wyniki o podobnym stopniu zgodności dla innych drobin. Porównywanie rezultatów obliczeń otrzymanych za pomocą różnych modeli oddziaływania z wynikami pomiarów dostarcza informacji o poprawności zastosowanego przybliżenia dla wybranej drobin i zadanej energii, a w konsekwencji o roli poszczególnych procesów w rozproszeniu. Stąd dalszy postęp w teorii uwarunkowany jest z jednej strony stanem wiedzy o procesie rozproszenia, w tym dostępnością dokładnych danych doświadczalnych, a z drugiej strony rozwojem metod i procedur obliczeniowych oraz możliwościami maszyn liczących.

## LITERATURA

- [1] Thomson J. J., *Phil. Mag.*, 44 (1887), 293-316.
- [2] Lenard P. E. A., *Ann. Phys. Lpz.*, 12 (1903), 714-744.
- [3] Franck B. J., Hertz G., *Verh. Dtsch. Phys. Ges.*, 16 (1914), 512.
- [4] Ramsauer C., *Ann. Phys. Lpz.*, 64 (1921), 513-540; 66 (1921), 546-558.
- [5] Davisson C. J., Germer L. H., *Phys. Rev.*, 30 (1927), 705-740.
- [6] Thomson G. P., Reid A., *Nature*, 119 (1927), 890.
- [7] Kessler J., *Polarized Electrons*, Springer, Berlin 1985.
- [8] Fano U., Pag X. C., *Comm. At. Mol. Phys.*, 26 (1991), 203-218.
- [9] Biondi M. A., [w:] *Electron-Molecule Scattering*, (ed.) Brown S. C., Wiley, New York 1979, s. 57-80.
- [10] Leventhal M., Mac Callum C. J., *Positron Annihilation*, World Scientific, Singapore 1985, 1003-1013.
- [11] Schwarzschild B., *Phys. Today*, 44 (1991), 17-19.
- [12] De Maria A. J., [w:] *Principles of Laser Plasmas*, (ed.) Bekefi G., Wiley, New York 1976, s. 315-368.
- [13] Adamczyk B., *Ann. UMCS*, sect. AAA, (1969/1970), 141-179; inne prace tegoż autora cytowane są w: *Electron Impact Ionization*, (eds.) Märk T. D., Dunn G. H., Springer, Wien 1985.
- [14] Mann A., Linder F., *J. Phys.*, B25, (1992), 533-543, 545-556.
- [15] Raith W., Sinapius G., *Comm. At. Mol. Phys.*, 22 (1989), 199-210.
- [16] Kauppila W. E., Stein T. S., *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 26 (1990), 1-50.
- [17] Charlton M., Laricchia G., *J. Phys.*, B23 (1990), 1045-1078.
- [18] Schultz D. R., Olson R. E., Reinhold C. O., *J. Phys.*, B24 (1991), 521-558.
- [19] Charlton M., *Rep. Prog. Phys.*, 48 (1985), 737-793.
- [20] Bederson B., Kieffer L. J., *Rev. Mod. Phys.*, 43 (1971), 601-640.
- [21] Golden D. E., *Adv. At. Mol. Phys.*, 14 (1978), 1-85.
- [22] Mathur B. P., Colgate S. O., *Phys. Rev.*, A6 (1972), 1266-1272.
- [23] Nelson R. N., Colgate S. O., *Phys. Rev.*, A8 (1973), 3045-3049.
- [24] Mathur B. P., Field J. E., Colgate S. O., *Phys. Rev.*, A11 (1975), 830-833.
- [25] Nelson R. N., Colgate S. O., *J. Phys.*, E17 (1984), 606-611.
- [26] Colgate S. O., Smith C. B., *Vacuum*, 23 (1973), 313-316.
- [27] Blaauw H. J., Wagenaar R. W., Barends D. H., de Heer F. J., *J. Phys.*, B13 (1980), 359-376.
- [28] Wagenaar R. W., de Heer F. J., *J. Phys.*, B18 (1985), 2021-2036.
- [29] Nickel J. C., Imre K., Register D. F., Trajmar S., *J. Phys.*, B18 (1985), 125-133.
- [30] Baldwin G. C., Gaertner M. R., *J. Vac. Sci. Technol.*, 10 (1973), 215-217.
- [31] Poulter K. F., Rodgers M.-J., Nash P. J., Thompson T. J., Perkin M. P., *Vacuum*, 33 (1983), 311-316.
- [32] Knudsen M., *Ann. Phys. Lpz.*, 31 (1910), 205-229.
- [33] Liang S. C., *J. Appl. Phys.*, 22 (1951), 148-153.
- [34] Bennett M. J., Tompkins F. C., *Trans. Faraday Soc.*, 53 (1957), 185-192.
- [35] Takaishi T., Sensui Y., *Trans. Faraday Soc.*, 59 (1963), 2503-2514.
- [36] Jones R. K., *Phys. Rev.*, A31 (1985), 2898-2904.
- [37] Jost K., Ohnemus B., *Phys. Rev.*, A19 (1979), 641-654.
- [38] Sikorski S., *Oddziaływanie elektronów z drobinami w procesach rozpraszania*, praca magisterska, Politechnika Gdańska, Gdańsk 1986.
- [39] Schulz G. J., *Rev. Mod. Phys.*, 45 (1973), 378-422, 423-486.
- [40] Baldwin G. C., Friedman S. I., *Rev. Sci. Instr.*, 38 (1967), 519-531.
- [41] Nakai M. Y., LaBar D. A., Harter J. A., Birkhoff R. D., *Rev. Sci. Instr.*, 38 (1967), 820-826.

- [42] Raith W., *Adv. At. Mol. Phys.*, 12 (1976), 281-373.
- [43] Ferch J., Masche C., Raith W., *J. Phys.*, B14 (1981), L97-100.
- [44] Kauppila W. E., Stein T. S., Jesion G., Dababneh M. S., Pol V., *Rev. Sci. Instr.*, 48 (1977), 822-828.
- [45] Kwan C. K., Kauppila W. E., Lukaszew R. A., Parikh S. P., Stein T. S., Wan Y. J., Dababneh M. S., *Phys. Rev.*, A44 (1991), 1620-1635.
- [46] Szmytkowski Cz., Zubek M., *Chem. Phys. Letters*, 57 (1978), 105-108.
- [47] Nishimura H., Yano K., *J. Phys. Soc. Japan*, 57 (1988), 1951-1956.
- [48] Jaduszliwer B., Chan Y. C., *Phys. Rev.*, A45 (1992), 197-201.
- [49] Sueoka O.; Bardzo obszerną bibliografię prac tej grupy, jak również wszystkich pomiarów całkowitych przekrojów czynnych wykonanych — do roku 1989 — w innych laboratoriach, przedstawiono w: [81].
- [50] Ramsauer C., *Ann. Phys. Lpz.*, 83 (1927), 1129-1135.
- [51] Brüche E., *Ann. Phys. Lpz.*, 1 (1929), 93-134.
- [52] Brüche E., *Ann. Phys. Lpz.*, 83 (1927), 1065-11128.
- [53] Szmytkowski Cz., Karwasz G., Maciąg K., *Chem. Phys. Lett.*, 107 (1984), 481-484.
- [54] Szmytkowski Cz., Maciąg K., *Chem. Phys. Lett.*, 124 (1986), 463-466.
- [55] Szmytkowski Cz., Maciąg K., *Chem. Phys. Lett.*, 129 (1986), 321-324.
- [56] Szmytkowski Cz., Zecca A., Karwasz G., Oss S., Maciąg K., Marinković B., Brusa R. S., Grisenti R., *J. Phys.*, B20 (1987), 5817-5825.
- [57] Szmytkowski Cz., *Chem. Phys. Lett.*, 136 (1987), 363-367.
- [58] Szmytkowski Cz., *J. Phys.*, B20 (1987), 6613-6616.
- [59] Szmytkowski Cz., Maciąg K., Karwasz G., Filipović D., *J. Phys.*, B22 (1989), 525-530.
- [60] Szmytkowski Cz., Maciąg K., Koenig P., Zecca A., Oss S., Grisenti R., *Chem. Phys. Lett.*, 179 (1991), 114-118.
- [61] Szmytkowski Cz., Maciąg K., Krzysztofowicz A. M., *Chem. Phys. Lett.*, 190 (1992), 141-144.
- [62] Schmieder F., *Z. Elektrochemie*, 36 (1930), 700-704.
- [63] Sokolov V. F., Sokolova Y. A., *Sov. Techn. Phys. Lett.*, 7 (1981), 268-269.
- [64] Zecca A., Karwasz G., Oss S., Grisenti R., Brusa R. S., *J. Phys.*, B20 (1987), L133-136.
- [65] Sağlam Z., Aktekin N., *J. Phys.*, B23 (1990) 1529-1536; 24 (1991), 3491-3496.
- [66] Ramsauer C., Kollath R., *Ann. Phys. Lpz.*, 4 (1930), 91-108; 12 (1932), 529-561.
- [67] Hoffman K. R., Dababneh M. S., Hsieh Y.-F., Kauppila W. E., Pol V., Smart J. H., Stein T. S., *Phys. Rev.*, A25 (1982), 1393-1403.
- [68] Kwan C. K., Hsieh Y.-F., Kauppila W. E., Smith S. J., Stein T. S., Uddin M. N., Dababneh M. S., *Phys. Rev.*, A27 (1983), 1328-1336.
- [69] Ferch J., Masche C., Raith W., Wiemann L., *Phys. Rev.*, A40 (1989), 5407-5410.
- [70] Ramsauer C., Kollath R., *Ann. Phys. Lpz.*, 7 (1930), 176-182.
- [71] Kwan C. K., Hsieh Y.-F., Kauppila W. E., Smith S. J., Stein T. S., Uddin M. N., *Phys. Rev. Lett.*, 52 (1984), 1417-1420.
- [72] Zubek M., Kadifachi S., Hasted J. B., *Proc. Europ. Conf. on Atomic Physics, Heidelberg 1981*, (eds.) Kowalski I., zu Putlitz G., Weber H. G., Europ. Phys. Society, Geneva 1981, 5A/II, s. 763.
- [73] Dababneh M. S., Hsieh Y.-F., Kauppila W. E., Kwan C. R., Stein T. S., *Proc. 14th Int. Conf. on Physics of Electronic and Atomic Collisions, Palo Alto 1985*, (eds.) Coggiola H. J., Huestis D. L., Saxon R. P., North-Holland, Amsterdam 1985, s. 230.
- [74] Zecca A., Nogueira C. J., Oss S., Brusa R. S., Grisenti R., *Proc. 14th Int. Conf. on Physics of Electronic and Atomic Collisions, New York 1989*, (eds.) Dalgarno A., Freud R. S., Lubell M. S., Lucatorto T. B., North-Holland, Amsterdam 1989, s. 355.

- [75] Olthoff J. K., van Brunt R. J., Wan H.-X., Moore J. H., *Proc. Joint Symp. on Electron and Ion Swarms and Low Energy Electron Scattering, Gold Coast 1991*, Douglas Scientific, s. 25-27.
- [76] Karwasz G., *Całkowite przekroje czynne na rozproszenie elektronów w gazach w zakresie średnich energii, rozprawa doktorska*, Gdańsk 1990.
- [77] Morrison M. A., *Adv. At. Mol. Phys.*, 24 (1988), 51-156.
- [78] Schulz G. J., [w:] *Electron-Molecule Scattering*, (ed.) Brown S. C., Wiley, New York 1979, s. 1-56.
- [79] Lane N. F., *Rev. Mod. Phys.*, 52 (1980), 29-119.
- [80] Gianturco F. A., Jain A., *Phys. Reports*, 143 (1986), 347-425.
- [81] Szmytkowski Cz., *Z. Phys.*, D13 (1989), 69-73.
- [82] Floeder K., Fromme D., Raith W., Schwab A., Sinapius G., *J. Phys.*, B18 (1985), 3347-3359.
- [83] Nishimura H., Tawara H., *J. Phys.*, B24 (1991), L363-366.
- [84] Gianturco F. A., *J. Phys.*, B24 (1991), 3837-3849, 4627-4648.
- [85] Jain A., Baluja K. L., *Phys. Rev.*, A45 (1992), 202-218.