

dr inż. Józef Kunc

Instytut Techniki Ciepłej
Politechniki Warszawskiej

WPLYW PRAWA PROGOWEGO PRZEKROJÓW CZYNNYCH NA PRAWDOPODOBIENSTWA PROCESÓW ZDERZENIOWYCH W PLAZMIE

Podano metodę wyznaczania prawdopodobieństw procesów jonizacji z różnych poziomów wzbudzenia atomu oraz ich zależność od kształtu funkcji przekroju czynnego dla temperatur elektronów < 1 eV. Obliczenia numeryczne przeprowadzono dla kilku różnych poziomów atomu wodoru i cezu. Podano zakres gęstości plazmy dla którego użyta metoda jest słuszna.

1. WSTĘP

Analiza funkcji przekrojów czynnych, zarówno dla procesów zderzeniowych jak i radiacyjnych, jest niezwykle interesująca w fizyce plazmy. W pracy niniejszej autor bada wpływ prawa progowego (threshold law) zderzeniowych przekrojów czynnych klasycznej teorii zderzeń binarnych [1] na prawdopodobieństwa procesu jonizacji z różnych poziomów wzbudzonych i stanu podstawowego atomu. Analizę przeprowadzono dla wodoru atomowego i atomów alkalicznych dla zakresu temperatur elektronów $T_e = 1000 \div 8000$ K, przy czym rozważano zbiór continuum energetycznego jako elektronów z makswellowskim rozkładem prędkości.

Zachowanie się funkcji przekroju czynnego na jonizację przy progu energetycznym było badane w ostatnich latach przez wielu autorów zarówno metodami kwantowo-mechanicznymi (Gelt-

man [2]), semiklasycznymi (Rudge i Seaton [3], Liepinsh i Peterkop [4]), jak i czystoklasycznymi (Wannier [5]). Ogólne prawo progowe dla przekroju czynnego na jonizację można sformułować następująco:

$$Q_i(E_2) = \text{const}(E_2 - U_i)^\alpha \quad \text{dla } E_2 \rightarrow U_i, \quad (1)$$

gdzie:

- Q_i jest funkcją przekroju czynnego,
- E_2 - energią elektronu swobodnego,
- U_i - potencjałem jonizacji,
- wykładnik α stałą bezwymiarową.

W teorii Wanniera (najczęściej cytowanej w literaturze przedmiotu) stała α ma postać następującą:

$$\alpha = 0,5 \left\{ \left[\frac{(100Z_i - 9)}{(4Z_i - 1)} \right]^{\frac{1}{2}} - 1 \right\}, \quad (2)$$

gdzie:

Z_i jest ładunkiem jonu w jednostkach atomowych.

W przypadku oddziaływania elektron - atom wodoru (który jest najczęściej obiektem zainteresowania ze względu na swą strukturę) $Z_i = 1$ i wartość $\alpha = 1,127$.

Wartość stałej α otrzymana przez Wanniera była nieźle zgodna z testami numerycznymi przeprowadzonymi przez Banksa [6], Peterkopa i Tsukermana [7] oraz Gruzica [8]. Numeryczną analizę tego problemu przeprowadzili także dla atomu wodoru w stanie podstawowym Gryziński, Kunc, Zgorzelski [9], [10] i ich obliczenia różniły się od zależności (2), ale były bardziej zgodne z danymi eksperymentalnymi różnych badaczy (Fite [11], Brackmann [11], Boksenberg [11]). Analiza prawa progowego dla funkcji przekroju czynnego oparta na formalizmie mechaniki kwantowej (Geltman [2]) daje wartość wykładnika $\alpha = 1$.

2. PRZEKROJE CZYNNE

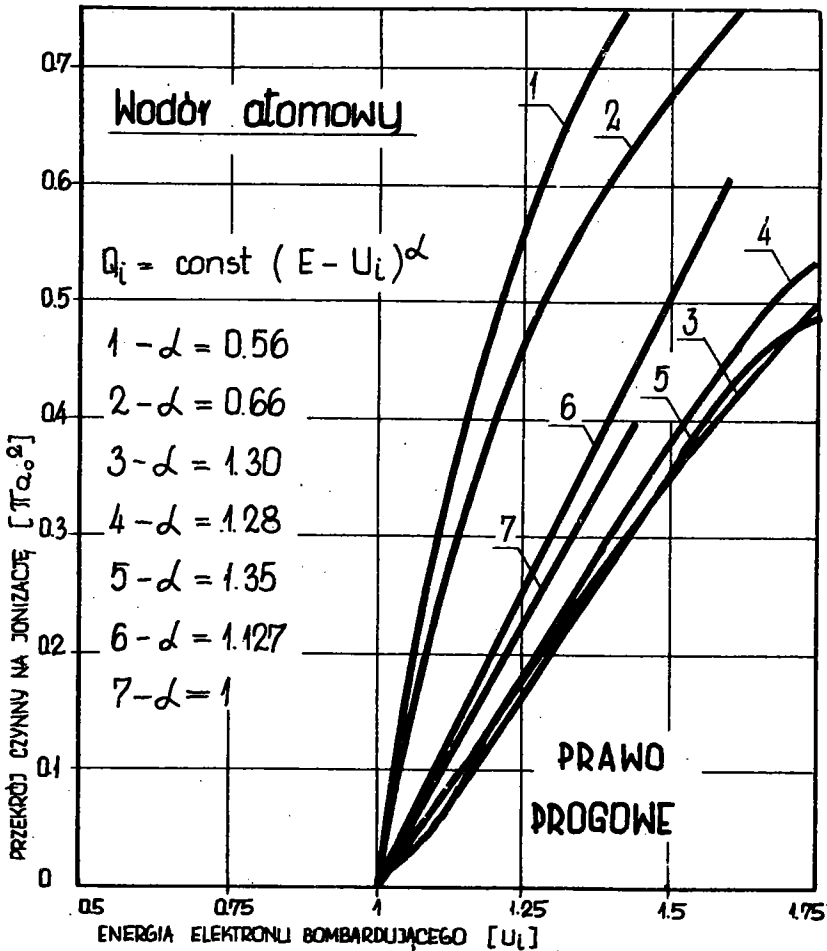
Istnieje wiele teorii pozwalających obliczać przekroje czynne dla procesów wzbudzenia i jonizacji atomu elektronami.

Są to zarówno teorie kwantowo-mechaniczne jak i oparte o mechanikę klasyczną; zgodność tych teorii z eksperymentem, dla różnych zakresów energii elektronu bombardującego jest różna. Stosunkowo dobrą zgodność z eksperymentem w szerokim przedziale energii dają przekroje czynne klasycznej teorii zderzeń binarnych [1]. Formuły te dają nie tylko dobrą zgodność z eksperymentem, ale są także wygodne w obliczeniach. W procesach nierównowagowych w plazmie są one praktycznie najbardziej użyteczne z uwagi na konieczność obliczenia przekrojów czynnych dla bardzo wielkiej liczby procesów elementarnych (wzbudzeń, jonizacji z różnych poziomów itp.). Dlatego też, formuły Gryzińskiego lub w dawniejszych pracach - formuła Thomsona znajdują powszechne zastosowanie w tego typu pracach. Te względy zadecydowały o wykorzystaniu formuł klasycznej teorii zderzeń binarnych w niniejszej pracy. W ostatnim okresie zostały opracowane przez Gryzińskiego, Zgorzelskiego [12] tzw. "poprawione" formuły teorii zderzeń binarnych, które uwzględniają wpływ pola jądra na zderzające się cząstki zależnie od wpływu funkcji rozkładu prędkości elektronu orbitalnego. Zależności te pozwalają określać nie tylko wartości przekrojów czynnych na jonizację i wzbudzenie bezpośrednio, lecz także na wymianę ładunku. Zarówno przekroje czynne (dla jonizacji atomu wodoru ze stanu podstawowego) teorii zderzeń binarnych Gryzińskiego jak i Gryzińskiego i Zgorzelskiego pokazano (w okolicy progu jonizacji) na rys.1 razem z innymi zależnościami, o których wspomniano we wstępie.

Na rysunku tym indeksem 1 i 2 zostały oznaczone krzywe przekrojów czynnych Gryzińskiego, Zgorzelskiego, przy czym jeden wynika z uśrednienia po funkcji rozkładu (4) (indeks 1), a drugi z uśrednienia po funkcji rozkładu (5) (indeks 2). Podobnie indeksy 3 i 4 oznaczają przekroje czynne Gryzińskiego uśrednione odpowiednio po funkcjach (4) i (5). Indeksy 5,6,7 oznaczają rezultaty odpowiednio Gryzińskiego, Kunca, Zgorzelskiego; Wanniera i Geltmana. Naniesione zostały także na rys.1 wykładniki potęgowej postaci prawa progowego przy odpowiednich indeksach.

Mimo powszechnego stosowania, klasyczna teoria zderzeń binarnych nie jest przez wielu badaczy dobrze rozumiana i jest

błędnie adaptowana do obliczeń; wydaje się więc celowe ogólne przedstawienie jej formuł ostatecznych.



Rys.1. Prawo progowe dla różnych przekrojów czynnych na jonizację atomu wodoru ze stanu podstawowego

W teorii zderzeń binarnych określa się zmianę energii ΔE_2 elektronu bombardującego (swobodnego) w zderzeniu z drugą cząstką (np. elektronem orbitalnym) traktowanym jako zderzenie dwóch ciał. Zderzenie elektronu z atomem wodoru (z jednym elektronem na jednej powłoce energetycznej) określane jest jako zderzenie binarne dwóch elektronów, natomiast wpływ pola jądra atomu uwzględniony jest przez funkcję rozkładu prędkości

elektronu atomowego $f(v_1)$. Zagadnienie określania funkcji rozkładu $f(v_1)$ nie jest jednoznacznie rozwiązane, a w przypadku atomów o większej niż jeden liczbie atomowej praktycznie nie zostało dotychczas dokonane. Oczywiście jest także, że przyjmując różne funkcje rozkładu elektronu orbitalnego otrzymujemy różne efekty oddziaływania atom-elektron, a więc różne wielkości przekroju czynnego. Przekrój czynny na zmianę energii elektronu 1 (atomowego) w zderzeniu z drugim elektronem (bombardującym) o wartość $\Delta E_2 = \Delta E$ (uśredniony po parametrach geometrycznych zderzenia przestrzennego) ma w teorii zderzeń binarnych postać następującą:

$$\delta_{\Delta E} = \frac{\delta_0}{|\Delta E|^3} \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2 \left(\frac{4}{3} + \frac{|\Delta E|}{E_1}\right)$$

$$\text{dla } 0 \leq -\frac{\Delta E}{E_2} \leq 1 - \frac{E_1}{E_2}, \quad (2)$$

oraz

$$\delta_{\Delta E} = \frac{\delta_0}{|\Delta E|^3} \left(\frac{v_1}{v_2}\right) \left(\frac{4}{3} - \frac{1}{3} \frac{\Delta E}{E_2}\right) \left(1 - \frac{|\Delta E|}{E_2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\text{dla } 1 - \frac{E_1}{E_2} \leq -\frac{\Delta E}{E_2} \leq 1,$$

gdzie:

δ_0 oznacza stałą równą πe^4 ,
 e jest ładunkiem elementarnym.

Przechodząc do oddziaływania elektron-atom i chcąc określić przekrój czynny na zmianę energii o ΔE elektronu swobodnego w zderzeniu z atomem należy uśrednić powyższy przekrój czynny po prędkościach v_1 elektronu atomowego przy pomocy funkcji rozkładu elektronu orbitalnego $f(v_1)$, co pozwala na wyrażenie ostatecznej postaci uśrednionego przekroju czynnego dla zmiany energii elektronu swobodnego co najmniej o ΔE w następującej postaci:

$$Q_{\Delta E} = \int_0^{\infty} \delta_{\Delta E}(v_1) f(v_1) dv_1. \quad (3)$$

Najprostszą funkcją rozkładu $f(v_1)$, jaka może być stosowana w ramach klasycznych modeli budowy atomu jest funkcja uzyskiwana przy założeniu atomu wodoru o bohrowskiej orbicie kołowej (δ Diraca), a mianowicie

$$f(v_1) = \delta [v_1 - (v_0)], \quad (4)$$

gdzie

$$v_0 = \left(\frac{2 U_1}{m} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Drugim (najczęściej używanym) rodzajem funkcji rozkładu jest semiempiryczna funkcja o postaci

$$f(v_1) = \left(\frac{v_0}{v_1} \right)^3 \exp \left(- \frac{v_0}{v_1} \right), \quad (5)$$

która w tej formie była używana przez autora w niniejszej pracy.

Wykonując uśrednienie (3) z funkcją rozkładu (5) otrzymamo zależność

$$Q_{\Delta E} = \frac{6_0}{|\Delta E|^3} f(v)^0 \left[\frac{|\Delta E|}{E_1} \left(1 - \frac{E_1}{E_2} \right) + \frac{4}{3} \ln \left(2,7 + \left(\frac{E_2 - |\Delta E|}{E_1} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \right] * \\ * \left(1 - \frac{\Delta E}{E_2} \right)^{E_1/(E_2 + \Delta E)}, \quad (6)$$

gdzie

$$f(v)^0 = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^2 \left(\frac{v_2^2}{v_2^2 + v_1^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (7)$$

Zależność powyższa wynika z uproszczenia zależności ścisłej

$$f(v) = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^2 \left(\frac{v_2^2}{v_1^2 + v_2^2 - 2 v_1 v_2 \cos \theta} \right)^{\frac{3}{2}}$$

przez przyjęcie kąta między wektorami prędkości obu elektronów $\theta = \frac{\pi}{2}$. Oznacza to przybliżoną eliminację wpływu zderzeń

cząstek o prawie równoległych bądź równoległych wektorach prędkości, co jest uzasadnione długim czasem trwania takich procesów i z góry neguje możliwość poprawnego potraktowania ich w ramach założeń definicyjnych zderzenia binarnego.

Wykorzystując równanie (6) można określić przekrój czynny na wzbudzenie zderzeniowe atomu z poziomu $p \rightarrow q$, jako różnicę przekroju czynnego na zmianę energii atomu co najmniej o $\Delta E = E_q - E_p$, oraz przekroju czynnego na zmianę energii co najmniej o $\Delta E = E_{q+1} - E_p$, co można zapisać następująco

$$Q_{pq}(E_2, E_1 = E_p, \Delta E) = Q_{\Delta E}(E_2, E_1 = E_p, \Delta E = E_q - E_p) + \\ - Q_{\Delta E}(E_2, E_1 = E_p, \Delta E = E_{q+1} - E_p), \quad (8)$$

gdzie

E_p jest średnią na orbicie energią kinetyczną, równą potencjałowi jonizacji z danego poziomu energetycznego.

Oczywiste jest, że przekroje czynne tak określone pracują dobrze w przypadku zderzeń elektronów z atomami, w których za zmiany energetyczne atomu jest odpowiedzialny praktycznie jeden elektron świecący (jak jest w przypadku wodoru atomowego i atomów alkalicznych). Z zależności (6) można otrzymać bezpośrednio równanie dla uśrednionego przekroju czynnego na jonizację atomu z poziomu energetycznego p , przez elektron o energii (w nieskończoności) E_2 , przez przyjęcie $E_1 = E_p$ oraz $\Delta E = E_p$. Równanie to przyjmuje wówczas postać

$$Q_{ip} = \frac{6\sigma_0}{E_p} \frac{1}{E} \left(\frac{E - E_p}{E + E_p} \right)^{\frac{3}{2}} \left\{ 1 + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{E_p}{2E} \right) \ln \left[2,7 + \left(\frac{E - E_p}{E_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \right\}. \quad (9)$$

W rozważaniach powyższych jako poziomy energetyczne przyjmowane były multiplety scharakteryzowane przez główną i pomoczną liczbę kwantową, a energia takiego poziomu określana była jako średnia ważona multipletu (rozszerzenie energetyczne ze względu na liczbę kwantową całkowitego momentu pędu jest niewielkie dla rozważanych atomów), a wagami były wagi statystyczne składowych multipletu.

Taki sposób podejścia jest zdaniem autora słuszny ze względu na to, iż zależności (8) i (9) są funkcjami jedynie

energii, nie zależą natomiast od liczby kwantowej całkowitego momentu pędu.

3. PRAWDOPODOBIEŃSTWA PROCESÓW JONIZACYJNYCH

Prawdopodobieństwa procesów jonizacji atomu z poziomu wzbudzonego p w zderzeniu z elektronem o prędkości v_2 można sformułować w oczywisty sposób

$$K_{ip} = \int_0^{\infty} Q_{ip} v_2 f(v_2) dv_2, \quad (10)$$

gdzie:

$f(v_2)$ jest funkcją rozkładu prędkości elektronów swobodnych (przyjęta przez autora za maxwellowską),

Q_{ip} jest przekrojem czynnym określonym przez zależność (9).

Prawdopodobieństwo (10) jest tak zdefiniowane, że jego iloczyn przez liczby cząstek biorących udział w procesie (atomów i elektronów) daje statystyczną liczbę aktów jonizacji w jednostce czasu.

Przyjęcie maxwellowskiej funkcji rozkładu prędkości dla zbioru elektronów swobodnych jest uzasadnione dla niezbyt silnych stanów nierównowagowych i temperatur elektronów $T_e < 1e$ V.

Wprowadzając do równania (10) funkcję rozkładu Maxwella (zapisaną w funkcji energii elektronów swobodnych) otrzymujemy ostatecznie

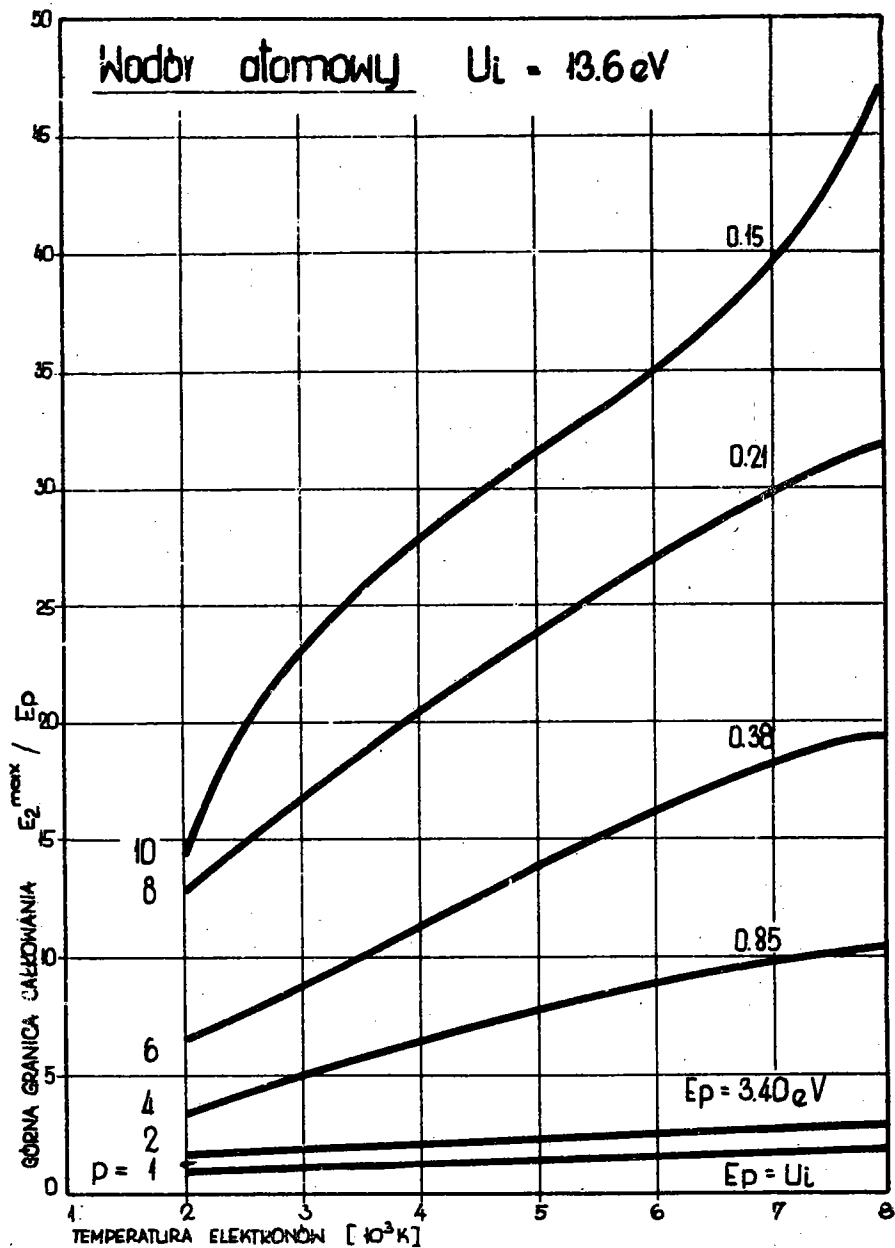
$$K_{ip} = \left(\frac{8}{\pi m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{kT_e}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} Q_{ip} E_2 \exp\left(\frac{-E_2}{kT_e}\right) dE_2, \quad (11)$$

gdzie:

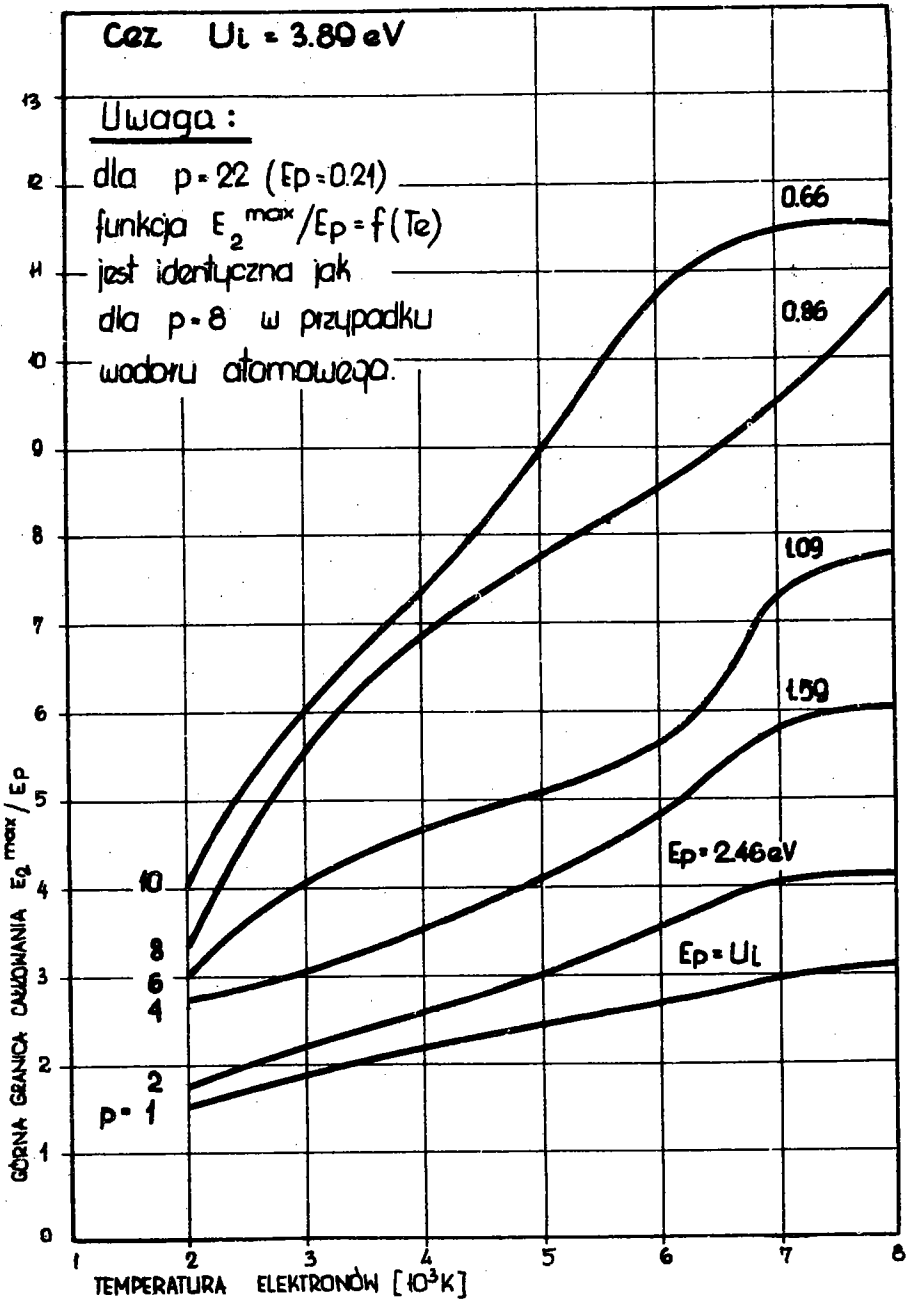
m_e jest masą elektronu,

k - stałą Boltzmana.

Na podstawie równania (11) autor zbadał (dla wodoru atomowego i cezu) zależność stosunku E_2^{\max}/E_p w funkcji temperatury elektronów T_e , dla bezpośredniej jonizacji z różnych



Rys.2. Zmiana numerycznej górnej granicy całkowania w określaniu prawdopodobieństwa jonizacji dla wodoru atomowego



Rys.3. Zmiana numerycznej granicy całkowania w określaniu prawdopodobieństwa jonizacji dla cezu

poziomów energetycznych (o potencjale jonizacji z tego poziomu E_p), gdzie E_2^{\max} jest wartością energii, którą można uznać za górną granicę całkowania w równaniu (11), gdyż stosunek wartości każdej takiej całki do wartości tej całki z górną granicą całkowania większą od E_2^{\max} jest większy od 1,0001. Wyniki tych rozważań przedstawiono na rys.2 (dla wodoru atomowego) oraz na rys.3 (dla cezu), przy czym przedstawione na rys.3 funkcje są bardzo podobne do analogicznych zależności dla atomów litu, sodu i potasu.

4. METODA NUMERYCZNA

Wyznaczanie stosunku górnej granicy całkowania E_2^{\max} do energii progu jonizacji E_p można uzyskać przez numeryczne całkowanie "step by step" (metodą Simpsona) wyrażenia (11) śledząc po każdym "kroku" względny przyrost wartości całki.

Użycie takiej metody numerycznej jest bardzo wygodne (narzucona z zewnątrz dokładność całkowania) i niezbędne dla określania wpływu kształtu funkcji przekroju czynnego na prawdopodobieństwo jonizacji atomu z danego poziomu wzbudzenia. Metoda ta dla dużej liczby przypadków jest jednakże bardzo czasochłonna i dlatego przy określaniu wartości liczbowych prawdopodobieństw (dla procesów jonizacji i wzbudzeń dla wszystkich branych pod uwagę pierwiastków) autor używał metody omówionej poniżej.

Całka (11) ze względu na skomplikowaną postać funkcji podcałkowej nie posiada rozwiązania analitycznego, można natomiast uzyskać rozwiązanie na drodze numerycznej, bądź jak wspomniano wyżej, przez całkowanie "step by step" którąś ze znanych metod (np. Simpsona), bądź (co jest dużo bardziej efektywne) przez użycie do rozwiązania teorii wielomianów Gaussa-Laguerre'a. Ta ostatnia metoda wymaga jednak wstępnych przekształceń funkcji podcałkowych w celu sprowadzenia ich do postaci wygodnej w teorii Gaussa-Laguerre'a [13]. Ta też metoda była użyta w pracy, zaś przykład przekształcenia funkcji podcałkowej dla przypadku określania prawdopodobieństwa pro-

cesu jonizacyjnego podano poniżej (wyniki rozwiązań tych całek nie były dotychczas w literaturze publikowane). Ponieważ minimalną wartością energii elektronów bombardujących zdolnych zjonizować atom jest próg energetyczny funkcji przekroju czynnego (podczas gdy minimalna energia zbioru elektronów swobodnych jest oczywiście zero) równanie (11) można zapisać następująco

$$K_{ip} = C \int_{\varepsilon_p}^{\infty} f_0(E) \exp\left(\frac{-E}{kT_e}\right) dE, \quad (12)$$

gdzie:

C jest stałą wynikającą z zależności (11),

$$f_0(E) = Q_{ip}(E) E.$$

Chcąc sprowadzić całkę (11) do postaci Gaussa-Laguerre'a stosowano dwukrotną transformację układu współrzędnych:

$$1) \quad E' = E - E_p; \quad E \rightarrow E' + E_p \quad \text{oraz} \quad dE \rightarrow dE',$$

$$2) \quad \frac{E'}{kT_e} = E''; \quad E' \rightarrow kT_e E'' \quad \text{oraz} \quad dE = kT_e dE''. \quad (13)$$

Po powyższych przekształceniach całka (11) przyjmie ostateczną postać

$$K_{ip} = C \exp\left(\frac{-E_p}{kT_e}\right) \int_0^{\infty} f(kT_e E'' + E_p) \exp(-E'') dE''. \quad (14)$$

Metoda kwadratur Gaussa-Laguerre'a polega na zastąpieniu całki typu (14) w przedziale półnieskończonym przez sumę:

$$\sum_{j=1}^l H_j f(a_j) + \delta_g, \quad (15)$$

w której współczynniki kwadratur Gaussa-Laguerre'a określić można jako

$$H_j = \frac{(l!)^2}{L'_j(a_j) L_{l+1}(a_j)}, \quad (16)$$

gdzie:

l jest stopniem wielomianu Laguerre'a,

$L'_l(a_j)$ oraz $L_{l+1}(a_j)$ są wielomianami Laguerre'a ortogonalnymi w przedziale półnieskończonym z wagą równą $\exp(-E^n)$,

a_j jest zerem wielomianu Laguerre'a.

Błąd metody całkowania σ_g określić można jako funkcję l -tej pochodnej funkcji $f(E^n)$ występującej pod całką. Do obliczeń autor używał wielomianów Laguerre'a szesnastego stopnia w celu zapewnienia względnej dokładności całkowania lepszej od 10^{-10} , a badanie wartości błędu σ_g w zależności od stopnia wielomianu l zostało przeprowadzone na drodze numerycznej ze względu na niemożliwość analitycznego określenia pochodnej szesnastego rzędu dla funkcji $f(E^n)$ występującej w równaniu (14). Wartości współczynników H_j oraz zer wielomianów $a_j = a_1$ zostały wzięte z pracy [14]. Użycie kwadratur Gaussa-Laguerre'a pozwoliło na obliczenie prawdopodobieństw dla bardzo wielu procesów jonizacji (z kilkunastu poziomów energetycznych dla wszystkich rozważanych atomów) a także wzbudzeń atomów nawet na maszynie cyfrowej II generacji, w rozsądnych granicach czasu pracy tej maszyny. Autor jest w posiadaniu omówionych wyżej tablic prawdopodobieństw w czytelnej formie objaśnionego wydruku drukarki maszyny cyfrowej.

Przy analizie prawa progowego rządzącego różnymi formułami dla przekroju czynnego na jonizację (rys.1) wykładniki dla potęgowej postaci tego prawa określane były metodą najmniejszych kwadratów, przy czym względna dokładność przybliżenia wynosiła 10^{-4}

5. UWAGI KOŃCOWE

Jak wynika z rozważań rozdz. 1 różne teorie jonizacyjnych przekrojów czynnych implikują różne wykładniki potęgowej postaci prawa progowego (1). Z analizy przeprowadzonej przez autora (rys.2 i 3) wynika, że wpływ prawa progowego zderzeniowych przekrojów czynnych na jonizację jest istotny jedynie (wbrew opiniom niektórych badaczy) dla procesu bezpośredniej

jonizacji z poziomu podstawowego (dla cezu) oraz dla bezpośredniej jonizacji z poziomu podstawowego i pierwszego wzbudzonego (dla wodoru atomowego), natomiast dla jonizacji z wyższych poziomów wzbudzonych prawdopodobieństwa zależą w istotny sposób (w plazmie o maxwellowskim rozkładzie prędkości elektronów swobodnych) od kształtu całej krzywej przekroju czynnego nawet dla $T_e < 1e$ V (taki zakres temperatur był rozważany w niniejszej pracy). Ponieważ proces jonizacji atomu jest procesem kolektywnym, wynikającym zarówno z jonizacji z poziomu podstawowego jak i ze stanów wzbudzonych, zatem można powiedzieć, iż na kolektywny proces jonizacji atomu w oddziaływaniu z elektronami maxwellowskimi prawo progowe ma niewielki wpływ (dla temperatur elektronów $< 1e$ V), podstawowe znaczenie ma natomiast kształt całej krzywej przekrojów czynnych.

Przy analizie oddziaływań w plazmie należy rozpatrzeć zakres stosowalności analizowanych pojęć. Podstawowym warunkiem jest spełnienie nierówności:

$$\bar{r} > r_D \quad \text{oraz} \quad \bar{r} > r_T, \quad (17)$$

gdzie:

r_D - jest promieniem Debye'a,

r_T - promieniem Thomsona;

zdefiniowane są zależnościami [15]:

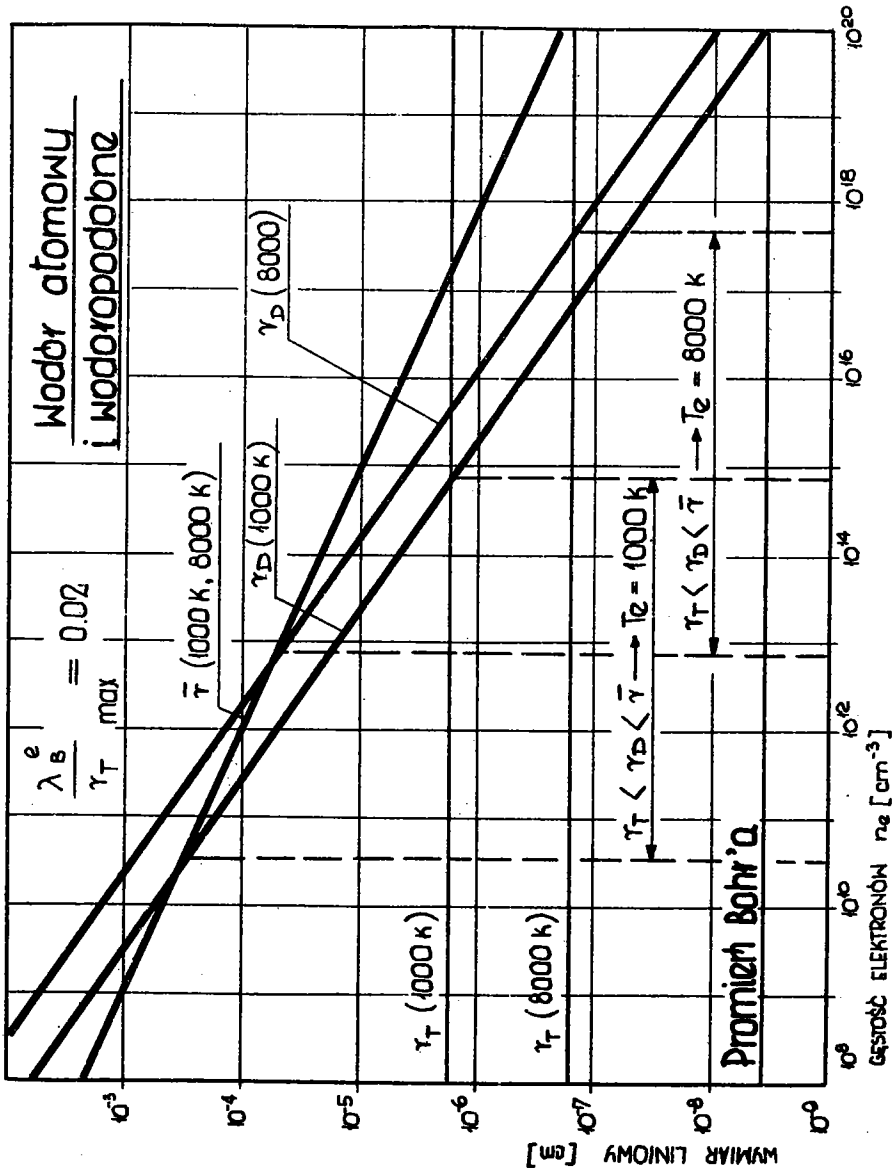
$$r_D = \left(\frac{k T_e}{8\pi e^2 n_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{oraz} \quad r_T = \frac{2e^2}{3k T_e}, \quad (18)$$

gdzie:

n_e jest gęstością elektronów, natomiast

\bar{r} jest średnią odległością między atomem i elektronem.

Pierwsza część kryterium (17) powoduje, że uzasadnione jest traktowanie oddziaływań jako binarnych (czyli w plazmie oddziaływań bliskiego zasięgu) w przeciwnym bowiem razie oddziaływania są typu wielcząasteczkowego (dalekiego zasięgu). Spełnienie części drugiej tego kryterium jest konieczne ze względu na fakt istnienia trwałych struktur atomów wzbudzonych. Analiza warunków kryterium (17) dała w wyniku graniczne (przy rozważonych temperaturach) gęstości elektronów (rys.4)



Rys.4. Zakres gęstości elektronów w plazmie spełniający kryterium (17)

$10^{10} \div 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (dla $T_e = 1000 \text{ K}$) oraz $10^{13} \div 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (dla $T_e = 8000 \text{ K}$).

Na rys.4 naniesiona została także maksymalna wartość stosunku elektronowej fali de Broglie'a λ_B^e do promienia Thomsona r_T , który to stosunek poprzez oczywistą nierówność:

$$\frac{\lambda_B^e}{r_T} \ll 1 \quad (19)$$

daje kryterium (dla rozważanych w pracy warunków dobrze spełnione) stosowalności metod fizyki klasycznej w skali mikrofizyki.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Gryziński M.: Phys. Rev. 138 336, 1965.
- [2] Geltman S.: Proc. Phys. Soc. 81 72, 1963.
- [3] Rudge M.R.M., Seaton M.J.: Proc. Roy. Soc. A 283 262, 1965.
- [4] Liepinsh A., Peterkop R.: AN Latv. SSR. 1969.
- [5] Wannier C.H.: Phys. Rev. 90 817, 1953.
- [6] Banks D.: Proc. of 6th ICPEAC - Boston, 1969.
- [7] Peterkop R., Tsukerman P.: Proc. of 6th ICPEAC-Boston. 1969.
- [8] Grujic P.: Journ. Phys. B 5 137, 1972.
- [9] Gryziński M., Kunc J., Zgorzelski M.: Physics Letter 38A, 35, 1972.
- [10] Gryziński M., Kunc J., Zgorzelski M.: Journ. of Physics B. 11, 78. 1973.
- [11] Kieffer J.I., Dunn G.H.: Rev. Mod. Phys. 38, 1966.
- [12] Gryziński M., Zgorzelski M.: Proc. of 8th ICEAC-Beograd, 1973.
- [13] Ralston A.: Wstęp do analizy numerycznej, PWN, Warszawa 1971.
- [14] Stroud A.H., Secrest D.: Gaussian Quadrature Formulas, Prentice Hall, 1966.
- [15] Griem H.: Plasma spectroscopy, Mc Graw Hill, 1963.

ВЛИЯНИЕ ПОРОГОВОГО ЗАКОНА ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ НА ВЕРОЯТНОСТЬ ПРОЦЕССОВ СТОЛКНОВЕНИЙ В ПЛАЗМЕ

К р а т к о е с о д е р ж а н и е

Приводится метод определения вероятности процессов ионизации с разных уровней возбуждения атома, а также зависимость вероятности от характера функции эффективного сечения для температур электронов меньших чем 1 электрон-вольт. Вычисления осуществлены были для некоторых уровней атома водорода и цезия. Приводится интервал плотности плазмы, для которого данный метод оказывается применимым.

THE INFLUENCE OF THE CROSS SECTION THRESHOLD LAW ON THE PROBABILITY OF COLLISIONAL PROCESSES IN PLASMA

S u m m a r y

The method of determination of ionization process probabilities from different excitation atomic levels and their dependence on the shape of cross section function are presented (for temperatures of electrons < 1 eV). Numerical calculations have been done for a few different energy levels of hydrogen and cesium atoms. The range of the electron density in plasma (as proof of this method) is presented.