

dr inż. Józef Kunc

Instytut Techniki Ciepłej  
Politechniki Warszawskiej**UDZIAŁ PROCESÓW RADIACYJNYCH I ZDERZENIOWYCH W OKREŚLANIU OBSADZEŃ POZIOMÓW ENERGETYCZNYCH ATOMÓW W PLAZMACH NISKOTEMPERATUROWYCH OPTYCZNIE CIENKICH****1. WSTĘP**

W plazmie w stanie nierównowagi termodynamicznej występuje wiele różnych zjawisk (w skali mikroskopowej) wynikających z oddziaływania cząstek naładowanych i neutralnych między sobą, a także wynikających z oddziaływania cząstek z promieniowaniem elektromagnetycznym. W kinematyce plazmy niezbędna jest znajomość szybkości tych zjawisk. Szybkości te odniesione do częstości zderzeń mają charakter prawdopodobieństw i stąd nazywane są prawdopodobieństwami przejść dla procesu danego rodzaju. Procesy elementarne w plazmie nierównowagowej podzielić można najogólniej na dwie grupy:

- 1) procesy zderzeniowe (kolizyjne),
- 2) procesy radiacyjne.

Różnorodność typów zjawisk w obu grupach jest dość duża, z tym oczywiście, że niektóre z nich nie mają większego znaczenia (dla plazmy w danych warunkach) i mogą być pomijane.

W pracy określono prawdopodobieństwa przejść deekscytacyjnych zarówno zderzeniowych jak i radiacyjnych, a więc prawdopodobieństwa deekscytacji zderzeniowej i spontanicznej emisji.

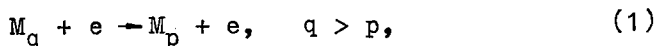
Uwzględnianie jedynie tych dwóch procesów jest w zupełności wystarczające dla rozważania (jak pokazano w części 3 pracy) zagadnienia udziału przejść zderzeniowych i radiacyj-

nych w przejściach efektywnych określających obsadzenia poziomów.

Oba wymienione procesy elementarne można przedstawić w sposób następujący:

a. Deekscytacja zderzeniowa

Proces ten polega na przejściu atomu z poziomu energetycznego  $q$  na niższy poziom  $p$  na skutek oddziaływania atomu z elektronem swobodnym i schematycznie ma przebieg następujący



gdzie:  $M_q$  i  $M_p$  oznaczają atom w stanie  $q$  oraz  $p$ ,  
 $e$  oznacza elektron swobodny.

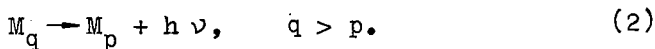
Liczba tego rodzaju procesów w  $1 \text{ cm}^3$  w ciągu  $1 \text{ s}$  określana jest wyrażeniem

$$N_q n_e K_{qp},$$

gdzie:  $N_q$  oznacza gęstość atomów na poziomie energetycznym  $q$ ,  
 $n_e$  jest gęstością elektronów,  
 $K_{qp}$  jest prawdopodobieństwem deekscytacji zderzeniowej.

b. Spontaniczna emisja

Jest to przejście atomu ze stanu wyższego  $q$  do niższego  $p$ , połączone z emisją kwantu promieniowania  $h\nu$  i przebiega wg schematu



Liczba tego typu przejść w ciągu  $1 \text{ s}$  w  $1 \text{ cm}^3$  wyznaczona jest przez wyrażenie  $N_q A_{qp}$ , które analogicznie do rozważań w p. a) definiuje prawdopodobieństwo spontanicznej emisji  $A_{qp}$ .

W plazmie istnieją także procesy odwrotne do wymienionych w p. a) i b), zwane odpowiednio wzbudzeniem zderzeniowym i wzbudzeniem radiacyjnym, a także procesy zderzeniowej i radiacyjnej rekombinacji i jonizacji (inne procesy są mało istotne w rozważanym w pracy zakresie temperatur i gęstości elektronów), a ich wpływ będzie omówiony w części 3.

Analiza omówionych wyżej prawdopodobieństw przejść pozwala wyznaczyć graniczne liczby  $q_{gr}^{coll}$  oraz  $q_{gr}^{rad}$  (numery poziomów energetycznych, przy czym poziom podstawowy atomu o-

znaczany jest liczbą 1), które dzielą wszystkie uwzględnione poziomy atomu na trzy strefy:

1) strefa "czystoradiacyjna" (dla  $q < q_{gr}^{rad}$ ; przejścia zderzeniowe są do pominięcia w porównaniu z przejściami radiacyjnymi),

2) strefa "czystokolizyjna" (dla  $q > q_{gr}^{coll}$ ; przejścia radiacyjne są pomijane),

3) strefa pośrednia ( $q_{gr}^{rad} < q < q_{gr}^{coll}$ ; prawdopodobieństwa obu typów przejść są ze sobą porównywalne).

W pracy przeanalizowano udział radiacyjnych i kolizyjnych prawdopodobieństw przejść w plazmach otrzymywanych z niektórych gazów bądź par monoatomowych, tzn. z wodoru atomowego, litu, sodu, potasu i cezu, dla temperatur elektronów w zakresie  $1000 \div 8000$  K oraz dla gęstości elektronów w zakresie  $10^8 \div 10^{14}$   $\text{cm}^{-3}$ .

## 2. OPIS METODY

Przeprowadzona zostanie teraz analiza procesu depopulacji dowolnego poziomu wzbudzonego  $q$  w atomie, na skutek jedynie przejść "w dół", tzn. przejść deekscytacyjnych (oczywiście  $q > 1$ ).

Uwzględnienie jedynie przejść deekscytacyjnych w atomie oznacza, iż każdy poziom energetyczny jest "opróżniany" jedynie na skutek przejść "w dół" i pozwala stosować przedstawione w pracy rozważania i rezultaty w przypadku plazm optycznie cienkich (tzn. takich, w których nie istnieje reabsorpcja promieniowania); model odpowiada większości rzeczywistych plazm laboratoryjnych.

Szybkość depopulacji  $\partial N_q / \partial t$  poziomu wzbudzonego  $q$  można określić jako sumę liczby atomów przechodzących w przedziale czasu na wszystkie "niższe" poziomy energetyczne zarówno w wyniku oddziaływań radiacyjnych, jak i zderzeniowych, a zatem

$$\left. \frac{\partial N_q}{\partial t} \right|_{\text{"w dół"}} = N_q \left[ \sum_{p=1}^{q-1} A_{qp} + n_e \sum_{p=1}^{q-1} K_{qp} \right], \quad p < q. \quad (3)$$

Mając dane macierze prawdopodobieństw przejść radiacyjnych i kolizyjnych oraz gęstość elektronów można zdefiniować efektywne prawdopodobieństwa przejść deekscytacyjnych

$$A_q^{ef} = \sum_{p=1}^{q-1} A_{qp} \quad \text{oraz} \quad K_q^{ef} = n_e \sum_{p=1}^{q-1} K_{qp} \quad (4)$$

i całkowite prawdopodobieństwo depopulacji deekscytacyjnej poziomu energetycznego  $q$

$$D_q = A_q^{ef} + K_q^{ef} \quad (5)$$

Równanie (3) można oczywiście zapisać jako

$$\left. \frac{\partial N_q}{\partial t} \right|_{\text{"w dół"}} = N_q D_q \quad (6)$$

Biorąc pod uwagę powyższe rozważania wykazano, że przejścia radiacyjne w atomie są pomijalne gdy  $A_q^{ef} \ll K_q^{ef}$  (wówczas  $D_q \cong K_q^{ef}$ ), natomiast przejścia kolizyjne są pomijalne gdy  $K_q^{ef} \ll A_q^{ef}$  (wówczas  $D_q \cong A_q^{ef}$ ). Nierówności te definiują matematycznie omówione w części wstępnej strefy poziomów wzbudzonych atomu, tzn. "czystoradiacyjną", "czystokolizyjną" oraz pośrednią gdy  $A_q^{ef} \cong K_q^{ef}$ .

Graniczne wartości obszaru "czystokolizyjnego" i "czystoradiacyjnego" określają dwa czynniki  $\delta_r$  i  $\delta_c$  zdefiniowane następująco:

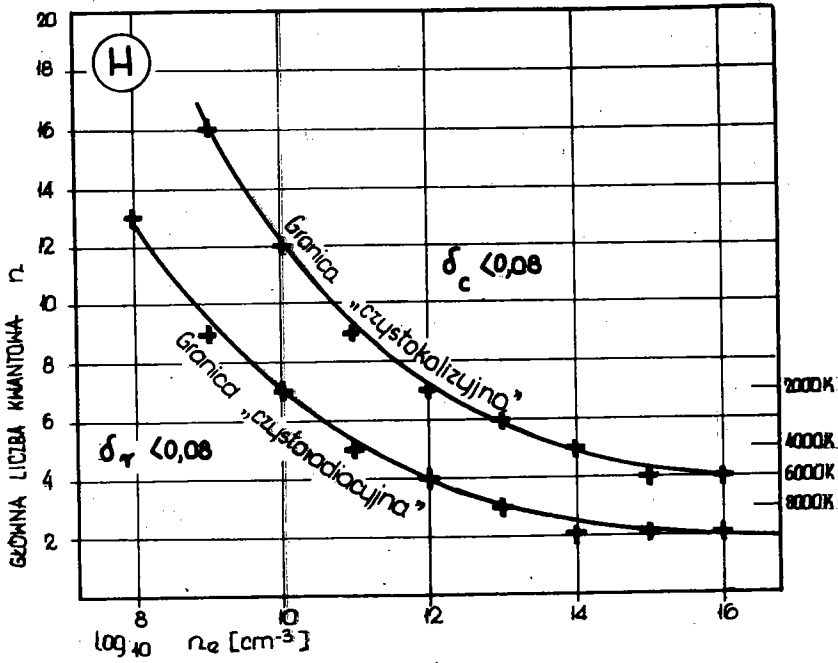
$$\delta_r = K_q^{ef}/A_q^{ef} \quad \text{oraz} \quad \delta_c = 1/\delta_r \quad (7)$$

przy czym przyjęto umownie, że granica "czystokolizyjna" odpowiada  $\delta < 0,08$  i odpowiednio granica "czystoradiacyjna"  $\delta_r < 0,08$ . Wyniki obliczeń przeprowadzonych przy tym założeniu przedstawiono na rys. 1 ÷ 5.

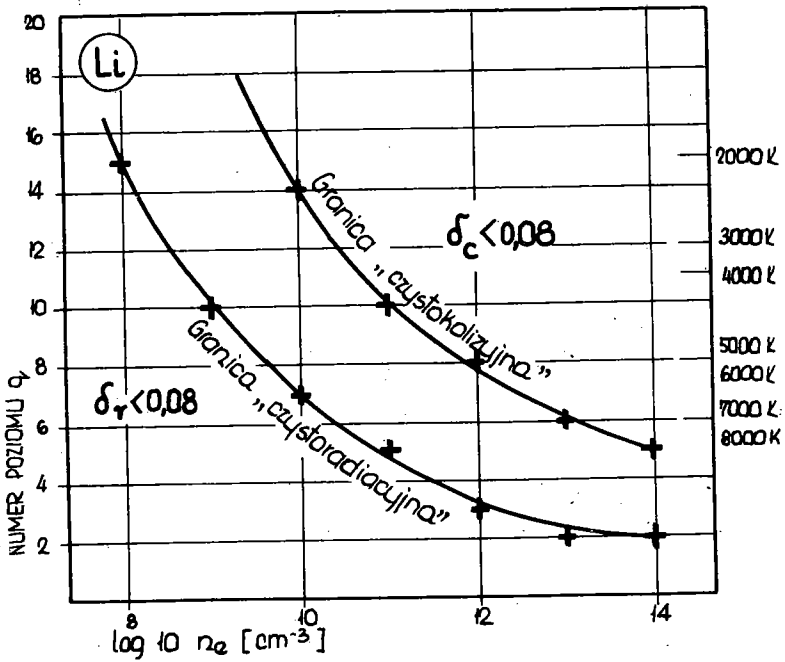
Określona została także wartość temperatury elektronów swobodnych, przy której promień Thomsona [1];

$$r_T = 2 e^2 / 3 k T_e$$

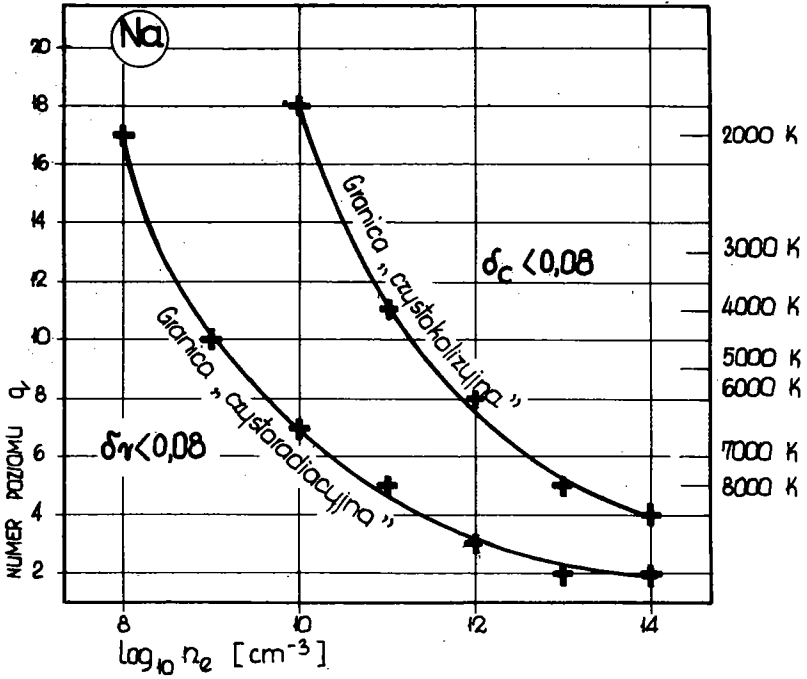
dla danego poziomu  $q$  jest równy 1 (tzn. temperatura elektronów  $T_e$  jest taka, że średnia energia kinetyczna elektronów swobodnych równa jest co do modułu energii potencjalnej elek-



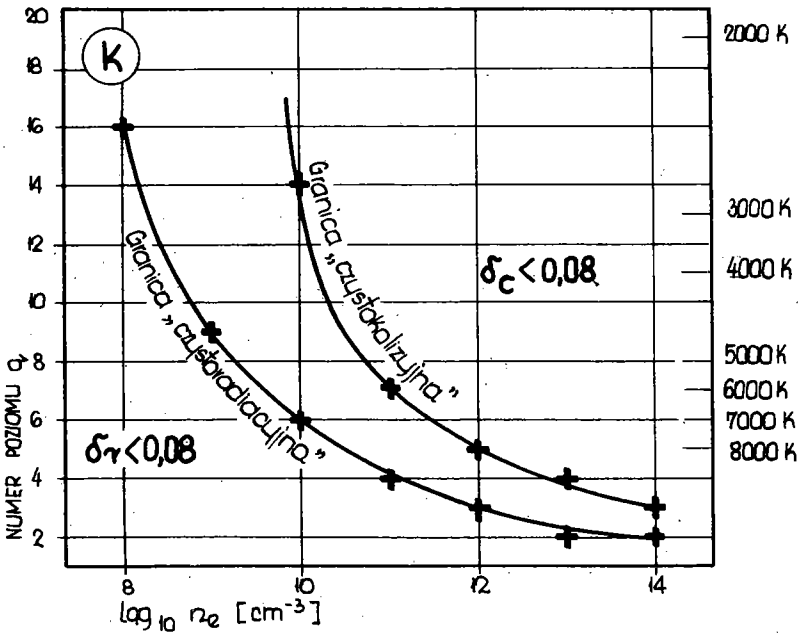
Rys. 1



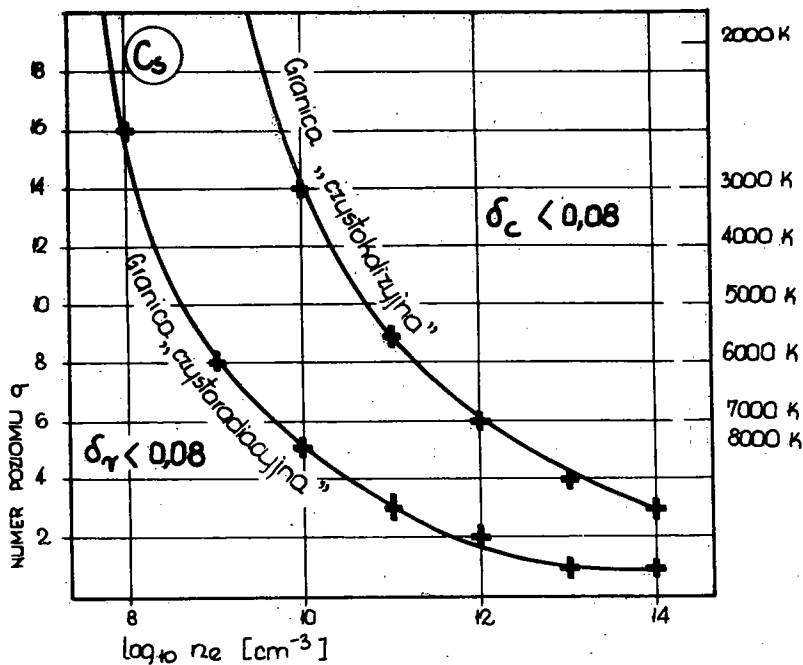
Rys. 2



Rys.3



Rys.4



Rys.5

tronu związanego) i temperatura ta została przedstawiona na rys.1 ÷ 5.

Prawdopodobieństwa przejść spontanicznej emisji  $A_{qp}$  w zależności (3) określane były z równania [2];

$$A_{qp} = 0,667 \frac{g_p}{g_q} f_{pq} \lambda^{-2}, \quad (8)$$

gdzie:  $g_p$  i  $g_q$  są wagami statystycznymi poziomów  $p$  i  $q$ ,  
 $\lambda$  jest długością fali promieniowania elektromagnetycznego,

$f_{pq}$  jest siłą oscylatora dla przejścia  $p \rightarrow q$ .

Wartości sił oscylatorów są w literaturze stabelaryzowane [3], [4], [5], [7] (dla wzoru atomowego, cezu, litu) wartości zaś dla przejść w atomach sodu i potasu były obliczane przez autora przy użyciu kwantowomechanicznej metoda Batesa - Damgaard [6] na podstawie aproksymacji centralnego pola, która daje dla atomów z jednym elektronem "świecącym", a więc dla atomów pierwiastków alkalicznych dobrze zgodne z eksperymentem wyniki). Metodą tą autor określał siły oscylatorów dla

przejsć między "nisko" leżącymi poziomami energetycznymi (dla których istnieją dane odnośnie absolutnej siły multipletu i stosunku mocy danej linii multipletu do sumy mocy wszystkich linii multipletu). Siły oscylatorów dla przejść między "wysokoleżącymi" poziomami energetycznymi określane były na podstawie kwantomechanicznej metody Bethe'go-Salpetera [8] zmodyfikowanej jednak przez autora w duchu idei aproksymacji kulombowskiej poprzez wprowadzenie zamiast ładunku atomu i głównej liczby kwantowej odpowiednio ładunku efektywnego i efektywnej liczby kwantowej, tzn.

$$Z \rightarrow Z_{ef} \quad \text{oraz} \quad n \rightarrow n_{ef} = \left[ \frac{U_{iH}}{U_i - E_p} \right]^{\frac{1}{2}},$$

gdzie:  $Z_{ef}$  - ładunek efektywny rdzenia atomu,  
 $U_{iH}$  - pierwszy potencjał jonizacji atomu wodoru,  
 $U_i$  - pierwszy potencjał jonizacji atomu rozważanego pierwiastka,  
 $E_p$  - potencjał jonizacji tegoż atomu z poziomu energetycznego  $p$ , dla którego określana jest efektywna liczba kwantowa.

Zbiór poziomów energetycznych w atomach alkalicznych traktowany był jako zbiór multipletów, a więc poziom energetyczny określany był przez główną ( $n$ ) i poboczną ( $l$ ) liczby kwantowe elektronu "świecącego", natomiast wypadkowe siły oscylatorów dla przejść między multipletami były określone przy pomocy reguły sum Ornsteina, Burgera, Dorgelo [9], która jest słuszną dla sprzężenia Russela-Saundersa, a model sprzężenia orbitalnego i spinowego momentu pędu jest słuszny dla rozważanych atomów.

Uwzględniane były jedynie przejścia radiacyjne zgodne z kwantomechanicznymi regułami wyboru

$$\Delta l = \pm 1 \quad \text{oraz} \quad \Delta J = 0, \pm 1,$$

gdzie  $J$  jest liczbą kwantową całkowitego momentu pędu.

Przy przejściach typu zderzeniowego multiplet charakteryzowany był energią średnią ważoną, określoną z zależności



$$E_p = \frac{\sum_i (2J_i + 1) E_i}{2(2L_p + 1)},$$

gdzie: sumowanie w liczniku przebiega po wszystkich składowych multiplietu o energiach  $E_i$ ,

$L_p$  jest liczbą kwantową określającą orbitalny moment pędu atomu.

Prawdopodobieństwa zderzeniowych przejść deekscytacyjnych określone były poprzez zasadę szczegółowej równowagi [10] z wartości prawdopodobieństw zderzeniowych przejść ekscytacyjnych określonych z ogólnej zależności [11]

$$K_{pq} = \int_0^{\infty} v Q(v) f(v) dv, \quad (9)$$

gdzie:  $v$  jest prędkością elektronów,

$Q(v)$  przekrojem czynnym dla danego procesu,

$f(v)$  jest funkcją rozkładu prędkości elektronów swobodnych, założoną przez autora jako maxwellowska, co jest dość dobrze zgodne z rzeczywistością w przypadku kiedy stan plazmy nie odbiega znacznie od stanu równowagi a rozważany okres czasu jest dłuższy niż czas maxwellizacji zbioru elektronów swobodnych.

Silna nierównowaga powodowałaby duże liczbowo zmiany ilości elektronów (podczas procesu relaksacji), co dawałoby niejednakowe "opróżnianie" poszczególnych przedziałów energetycznych elektronów swobodnych, a więc znaczną degenerację rozkładu Maxwella.

Przekroje czynne dla zderzeniowych procesów ekscytacyjnych (równ.(9)) wyznaczone były w oparciu o formalizm klasycznej teorii zderzeń binarnych Gryzińskiego [12], której wyniki są dobrze zgodne z eksperymentem dla całego zakresu energii elektronów swobodnych. Przy rozważaniu prawdopodobieństw procesów zderzeniowych uwzględniono wszystkie przejścia między istniejącymi poziomami (nie stosowano reguł wyboru), co jest zgodne z danymi obserwowanymi w eksperymentach na ten temat.

## 3. DYSKUSJA

W pracy nie uwzględniono oddziaływań atom-atom oraz atom-jon, gdyż dla rozważanego zakresu temperatur elektronów i gęstości plazmy autor, a także większość badaczy, np. [13], [14], jest zgodna w opinii co do znikomo małej efektywności tych procesów, co wynika (równanie (9)) głównie z małej ruchliwości cząstek ciężkich w porównaniu z ruchliwością elektronów oraz z o wiele mniejszego przekroju czynnego dla tych procesów niż dla oddziaływań atom-elektron.

Uwzględniony w niniejszej pracy zakres temperatur elektronów pozwala na zaniechanie (przy określaniu radiacyjnych efektywnych prawdopodobieństw przejść deekscytacyjnych) procesu indukowanej emisji (procesu emisji kwantu promieniowania elektromagnetycznego przez atom przechodzący na niższy poziom energetyczny, która to emisja, spowodowana jest promieniowaniem o częstotliwości identycznej z częstotliwością promieniowania emitowanego). Wynika to z faktu, iż warunkiem dopuszczającym możliwość zaniechania procesu indukowanej emisji w porównaniu z emisją spontaniczną jest spełnienie nierówności  $h\nu \gg kT_e$ . Warunek powyższy został przez autora przeanalizowany i jest on spełniony dla rozważanego w pracy zakresu temperatur elektronów dla kilkunastu najniższych poziomów energetycznych.

Uzasadnione jest także stosowanie w niniejszych rozważaniach klasycznej teorii zderzeń binarnych dla określania zderzeniowych przekrojów czynnych, gdyż kryterium stosowania metod fizyki klasycznej ( $\lambda_B^e \ll r_T$ , gdzie  $\lambda_B^e$  jest długością fali de Broglie'a dla elektronów) dla rozważanego zakresu energii jest bardzo dobrze spełnione.

Reasumując można stwierdzić (biorąc pod uwagę powyższą dyskusję oraz rysunki 1-5) na podstawie rezultatów pracy, że dla rozważanych atomów, przy małych gęstościach elektronów ( $10^8 \div 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ) w rozważanych temperaturach dla pierwszych dwunastu + czternastu poziomów energetycznych atomów uwzględnić można jedynie przejścia radiacyjne, natomiast przy dużych gęstościach elektronów ( $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) przejścia radiacyjne są istotne co najwyżej do czwartego lub szóstego poziomu energie-

tycznego, a dla poziomów wyższych nie odgrywają praktycznie roli w porównaniu z przejściami zderzeniowymi. Efektywne prawdopodobieństwa przejść zderzeniowych rosną szybko wraz z temperaturą, jednak ich udział w całkowitym przejściu efektywnym ( $D_q$ ) dla danego poziomu (przy  $\delta_c < 0,08$ ) jest dla wszystkich rozważanych temperatur wyraźnie zauważalny dopiero przy gęstościach elektronów powyżej  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , a zależność od temperatury, chociaż wyraźna, nie zagraża kryterium granicznemu  $\delta_c < 0,08$ .

Określenie w przypadku plazmy optycznie cienkiej stref poziomów energetycznych atomów metali alkalicznych (oraz dla porównania poziomów atomu wodoru) jest istotne zarówno dla rozważań jakościowych, jak i ilościowych w kinetyce plazmy. Znajomość zakresu warunków fizycznych plazmy optycznie cienkiej (temperatury elektronów swobodnych i ich gęstości) oraz udziału poszczególnych rodzajów przejść w atomie w prawdopodobieństwie przejść efektywnych, pozwala na znaczne uproszczenie w analizie matematyczno-fizycznej procesów wzbudzeń oraz stwarza możliwość szybkiej oceny jakościowej oraz ilościowej typu procesu plazmowego z punktu widzenia kinetyki plazmy.

#### BIBLIOGRAFIA

- [1] Thomson J.J.: Phil.Mag. 23, 449, 1912.
- [2] Griem M.: Plasma spectroscopy, McGraw Hill, 1963.
- [3] Green L.G., Rusk P.P., Chandler C.D.: Apl.Journ. Suppl. 3, 1957.
- [4] Norcross D.W., Stone P.M.: Quant.J.Spectr.Rad.Trans. 6, 277, 1966.
- [5] Wiese M.L., Smith M.W., Glennon B.M.: Atomic Transition Probabilities, NSRDS, NBS-4-1966.
- [6] Bates D.R., Damgaard A.: Phil. Trans. Roy. Soc. A242, 1949.
- [7] Lewinson J.B., Nikitin A.A.: Rukowodstvo po teoreticheskomu wyczisleniu intensiwnostiej linij w atomnych spektrach, Izdat. Len.Uniw. 1962.
- [8] Bethe H.A., Salpeter E.E.: Quantum Mechanics of One- and-Two Electron Atoms, Academic Press, 1957.

- [9] B a t e s D.R.: Atomic and Molecular Processes, Academic Press, 1965.
- [10] D e G r o o t S.R., M a z u r P.: Non Equilibrium Thermodynamics, North Holland, 1962.
- [11] H o c h s t i m A.R.: Kinetic Processes in Gases and Plasmas, Academic Press, 1969.
- [12] G r y z i ń s k i M.: Phys.Rev. 138, 336, 1965.
- [13] B a t e s D.R., K i n g s t o n A.E., M c W h i r t e r R.W.: Proc.Roy.Soc. A267, 155, 1962.
- [14] S u c k e w e r S.: Nukleonika, 9, 893, 1969.

**УЧАСТИЕ РАДИАЦИОННЫХ И СТОЛКНОВЕННЫХ ПРОЦЕССОВ  
В ОПРЕДЕЛЕНИИ ДЕТЕРМИНАЦИИ ПОПУЛЯЦИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ  
УРОВНЕЙ АТОМОВ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ПЛАЗМАХ ОПТИЧЕСКОТОНКИХ**

**К р а т к о е   с о д е р ж а н и е**

В работе определено три зоны энергетических уровней в атомах водорода, лития, натрия или цезия. В первой зоне существенные лишь вероятности радиационных переходов, во второй только вероятности столкновенных переходов, зато в третьей оба типа вероятностей сравнимаемые с собой. Сделано подробный анализ заданий метода. Вычисления сделано для всех выше указанных химических элементов, для температурных величин воздействующих с атомом максвеллёвских электронов  $T_e = 1000-8000$  К и электронной плотности  $n_e = 10^8-10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

**CONTRIBUTION OF RADIATION AND COLLISION PROCESSES TO THE DETERMINATION OF ENERGY LEVEL POPULATIONS OF ATOMS IN LOW-TEMPERATURE OPTICALLY THIN PLASMAS**

**S u m m a r y**

The zones of energy levels have been described in this paper, as concerns atoms of hydrogen, lithium, sodium, potassium and cesium; essential within the first group are solely probabilities of radiation transitions, within the second group, these are probabilities of collision transitions, while within the third group, both types of probabilities are comparable.

A detailed analysis of targets of this method has been performed herein. Calculations have been performed for all the above mentioned elements within the acting temperatures, under consideration given to the atom of Maxwellian electrons  $T_e = 1000 \div 8000$  K, and to the electron density of  $n_e = 10^8 \div 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ .

Rękopis dostarczono w lipcu 1974 r.