

P.269

B.Atamaniuk, K.Żuchowski

WPLYW FLUKTUACJI ŁADUNKU PYŁU  
NA FALE AKUSTYCZNE  
W PLAZMIE PYŁOWEJ

2/2002



WARSZAWA 2002

<http://rcin.org.pl>

ISSN 0208-5658

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 27 grudnia 2001 r.

Praca recenzowana



57255



**Na prawach rękopisu**

---

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN  
Nakład 100 egz. Ark. wyd. 0,75 Ark. druk. 1,0  
Oddano do drukarni w lutym 2002 r.

---

**ATOS** - Poligrafia-Reklama, W-wa, ul. Jana Kazimierza 35/37

<http://rcin.org.pl>

## WPLYW FLUKTUACJI ŁADUNKU PYŁU NA FALE AKUSTYCZNE W PLAZMIE PYŁOWEJ

### STRESZCZENIE

W pracy przedstawiono ogólną metodę wyprowadzenia związków dyspersyjnych w plazmie wieloskładnikowej użyteczną dla fal akustycznych (o niskiej częstotliwości). Metoda ta jest szczególnie prosta w przybliżeniu dla długich fal i stosuje się także do plazmy pyłowej. Obecność fluktuacji ładunku elektrycznego ziaren pyłu w plazmie pyłowej nie pozwala na bezpośrednie użycie powyższej metody, ponieważ w użytym tu modelu płynowym plazmy pyłowej pojawia się np. niejednorodność w równaniu ciągłości dla elektronów. Dalszą część pracy poświęcono uzyskaniu relacji dyspersyjnej dla fal akustycznych w plazmie pyłowej z małymi fluktuacjami ładunku elektrycznego ziaren pyłu opierając się na modelu płynowym, przy założeniu, że temperatura elektronów jest dużo większa niż temperatura jonów. Jednak zakłada się, że temperatura elektronów nie jest na tyle wysoka by powodować dalszą jonizację jonów. Ponadto przyjmuje się istnienie stabilnego stanu jednorodnego w powyższej plazmie pyłowej. W tym stanie jednorodnym ładunki elektryczne ziaren pyłu są określone i jednakowe. Zakładamy istnienie niewielkich fluktuacji gęstości elektronów wokół stanu jednorodnego, a co za tym idzie wystąpią małe fluktuacje ładunku elektrycznego ziaren pyłu, ponieważ zaniedbujemy fluktuacje gęstości jonów dodatnich. Wobec tego w rozpatrywanym modelu plazmy pyłowej z fluktuacjami równania ciągłości dla jonów dodatnich i pyłu są jednorodne. Powyższe założenia wraz z przyjęciem zasady globalnej neutralności ładunku elektrycznego pozwala wyznaczyć strukturę (źródła) czynnika niejednorodnego w równaniu ciągłości dla elektronów. Uzupełnienie równań ciągłości dla elektronów, jonów dodatnich i pyłu odpowiednio równaniami ruchu dla wyżej wymienionych składników plazmy pyłowej wraz z dołączonym równaniem Poissona tworzy zamknięty układ równań płynowych dla plazmy pyłowej z przyjętym modelem fluktuacji ładunku ziaren pyłu i gęstości elektronów. Linearyzacja wspomnianego wyżej układu równań wokół stanu jednorodnego i następnie wykonanie transformacji Fouriera względem czasu i zmiennej przestrzennej pozwala wyznaczyć relacje dyspersyjną. Postać relacji dyspersyjnej, gdy prędkość fazowa fali jest dużo mniejsza od prędkości termicznej dla elektronów, zaś jest dużo większa od prędkości termicznej dla jonów dodatnich i temperatura elektronów jest dużo większa niż temperatura jonów, w granicy długofalowej jest analogiczna jak dla fal typu DIAW (DUST ION ACOUSTIC WAVE) występujących w plazmie pyłowej bez fluktuacji, z wyjątkiem tego, że w naszym przypadku występuje współczynnik odpowiedzialny za tłumienie fali. Ten fenomenologiczny współczynnik zależy od parametrów stanu równowagi wokół którego występują fluktuacje, głównie od temperatury elektronowej.



## 1. WSTĘP

Obecność pyłu jest wspólną cechą wszechświata i pył reprezentuje większość postaci materii występującej we wszechświecie. Gazowa składowa materii jest często zjonizowana /przynajmniej częściowo/ i pył koegzystuje z plazmą i formuje plazmę pyłową, gdy gęstość ziaren pyłu ma dostatecznie dużą wielkość. Plazma pyłowa została rozpoznana w dolnych obszarach jonosfery Ziemi, w atmosferach /magnetosferach/ planet, w strefach asteroidów i mgławic oraz ogonach komet. Plazma zawierająca ziarna pyłu jest nie tylko interesująca z punktu widzenia badań przestrzeni kosmicznej [1], ale także z punktu widzenia badań laboratoryjnych [2]. W tym ostatnim przypadku plazma pyłowa występuje między innymi przy produkcji urządzeń mikroelektronicznych.

Ziarna pyłu są zazwyczaj naładowane elektrycznie ujemnie. Czasem mogą być jednak naładowane dodatnio, gdyż na ich ładunek wpływa kilka niezależnych czynników np. absorpcja naładowanych cząstek, fotojonizacja. Ziarna pyłu, których rozmiary i masy mogą być dosyć zróżnicowane, są konglomeratami elektronów, jonów i cząstek neutralnych. Liczba ładunkowa ziaren pyłu  $Z_d$  przybiera wartości w przedziale  $10^4 - 10^6$ , zaś masy ziaren  $m_d$  mogą być rzędu  $10^6$  masy protonu lub nawet większe. Ponadto ziarna pyłu mogą zmieniać swoje parametry, zazwyczaj liczbę ładunkową  $Z_d$ , w czasie. Polega to na ogół na absorpcji lub oddawaniu elektronów przez ziarna pyłu.

Dynamika ziarna pyłu zależy od stosunku jego ładunku do masy:  $eZ_d/m_d$ , gdzie  $e$  jest bezwzględną wartością ładunku elementarnego. Dla ziaren pyłu ten stosunek jest dużo mniejszy niż dla plazmy z ujemnymi jonami. Drugą istotną różnicą pomiędzy plazmą pyłową a plazmą z ujemnymi jonami jest możliwość fluktuacji w czasie liczby ładunkowej ziaren pyłu. Z tego względu prace teoretyczne dotyczące ujemnych jonów nie mogą być bezpośrednio wykorzystane nawet dla takiej plazmy pyłowej, w której zakłada się, że wszystkie ziarna pyłu są jednakowe i nie ulegają zmianom w czasie.

Przy tak upraszczających założeniach, że wszystkie ziarna pyłu mają jednakowe masy i ładunki elektryczne nie zmieniające się w czasie wyprowadzone zostały związki dyspersyjne dla fal akustycznych o niskich częstościach: fal pyłowo-jonowo-

akustycznych (DIAW) i pyłowo-akustycznych (DAW) na gruncie zarówno modelu płynowego [3], [4] jak i kinetycznego [5].

Występowanie niewielkich fluktuacji ładunku elektrycznego ziaren pyłu w czasie nie prowadzi do modyfikacji związków dyspersyjnych dla fal akustycznych w plazmie pyłowej, ale powoduje tłumienie tych fal. Natomiast w przypadku jednoczesnego występowania dryfu cząstek plazmy pyłowej i fluktuacji ładunku ziaren pyłu, mogą wystąpić niestabilności fal akustycznych w plazmie pyłowej.

W pracy zajmujemy się przypadkiem plazmy pyłowej, bez obecności stałego pola magnetycznego, gdy temperatura elektronów jest dużo wyższa od temperatury jonów. Zakłada się, że w stanie równowagi, gdy nie występują fluktuacje ładunku elektrycznego ziaren pyłu elektryczne prądy ładujące (charging current) równoważą się. Odstępstwo od stanu równowagi jest spowodowane przez elektronowy prąd ładujący o małej amplitudzie. Przy zaniedbaniu dryfu cząstek rozpatrywanej plazmy pyłowej otrzymuje się tłumienie fal akustycznych spowodowane przez fluktuacje ładunku elektrycznego na ziarnach pyłu.

## 2. ZWIĄZKI DISPERSYJNE W PLAZMIE WIEŁOSKŁADNIKOWEJ

Ponieważ rozważamy przypadek bez zewnętrznego stałego pola magnetycznego, więc zagadnienie jest istotnie jednowymiarowe przestrzennie i samouzgodnione pole elektryczne  $E(t, x)$  reprezentowane jest za pomocą potencjału elektrycznego  $\phi(t, x)$

$$E(t, x) = -\partial_x \phi(t, x)$$

W tym przybliżeniu plazma wieloskładnikowa jest opisana następującym układem równań składającym się odpowiednio z równania ciągłości i równania ruchu dla każdego ze składników plazmy oraz z równania Poissona [3]:

$$(2.1) \quad \begin{aligned} \partial_t n_j + \partial_x (n_j u_j) &= 0 \\ (\partial_t + u_j \partial_x) u_j &= -\frac{Z_j q_j}{m_j} \partial_x \phi - \frac{\gamma_j k_B T_j}{n_j m_j} \partial_x n_j \\ \partial_x^2 \phi &= -\frac{1}{\epsilon_0} \sum_j Z_j q_j n_j, \end{aligned}$$



gdzie:  $n_j, u_j, m_j, T_j, q_j, Z_j, \gamma_j$  oznaczają odpowiednio liczbę gęstości cząstek, prędkość płynową, masę cząstek, temperaturę płynu, ładunek elementarny uwzględniający znak, liczbę ładunkową i współczynnik politropy dla  $j$ -tego składnika plazmy. Natomiast  $k_B$  i  $\varepsilon_0$  oznaczają odpowiednio stałą Boltzmanna i przenikalność dielektryczną próżni. Na ogół w plazmie pyłowej występują trzy składniki:  $j = e$ -elektrony,  $j = i$ -dodatnie jony oraz  $j = d$ -pył. Czasem wygodnie jest wydzielić osobno gorące elektrony a nawet gorące jony. Może się również zdarzyć, że w ogóle nie występują elektrony wskutek ich osiadania na ziarnach pyłu. Przyjmujemy następujące oznaczenia:  $q_e = -e$ ,  $q_i = e$  oraz  $q_d = -e$ , gdzie  $e$  oznacza moduł ładunku elementarnego.

Badając układ równań (2.1) można rozważać również pewne szczególne przypadki ważne w praktyce. W szczególności często traktuje się pył jako zimny, co wynika z dużej masy ziaren w stosunku do masy jonów. Wówczas płyn pyłowy opisywany jest przemianą izobaryczną  $\gamma_d = 0$ . Można również pomijać bezwładność lżejszych składników plazmy wobec cięższych składników np. elektronów względem jonów i pyłu lub elektronów i jonów względem pyłu. Na przykład, gdy pominiemy bezwładność elektronów, to dla składnika elektronowego  $j = e$  w układzie równań (2.1) nie wystąpi równanie ciągłości dla elektronów a w równaniu ruchu dla elektronów lewa strona równania będzie równa zero. Wówczas z tego uproszczonego równania ruchu dla elektronów można wyrazić elektronową liczbę gęstości  $n_e$  poprzez potencjał elektryczny  $\phi$ . W przypadku elektronów izotermicznych, gdy  $\gamma_e = 1$  prowadzi to do rozkładu Boltzmanna dla elektronowej liczby gęstości  $n_e$ .

Układ równań (2.1) dla zmiennych niezależnych  $[n_j, u_j, \phi]$  (gdy mamy  $n$  płynów  $j \in \{1, \dots, n\}$ ) po zlinearyzowaniu wokół stanu jednorodnego  $[n_{j0}, 0, \phi]$ , który zakłada brak strumieni dla poszczególnych płynów i przeprowadzeniu transformacji Fouriera względem czasu  $t$  i zmiennej przestrzennej  $x$  jest jednorodny. Warunkiem istnienia niezerowego rozwiązania tego układu jest znikanie odpowiedniego wyznacznika, co powoduje przyrównanie do zera odpowiedniej wielkości  $\varepsilon(\omega, k)$ :  $\varepsilon(\omega, k) = 0$ . Wielkość  $\varepsilon(\omega, k)$  jest w tym przypadku przenikalnością dielektryczną rozpatrywanej  $n$ -składnikowej ( $n$ -płynowej) plazmy w ujęciu jednowymiarowym. Występujące

powyżej  $\omega$  i  $k$  w konsekwencji przeprowadzenia transformacji Fouriera odpowiednio względem czasu  $t$  i zmiennej przestrzennej  $x$  można traktować jako częstość fali  $\omega$  i wektor falowy  $k$  występującego zaburzenia (fali). Wzmiankowaną wyżej przenikalność dielektryczną  $\varepsilon(\omega, k)$ , przy ograniczeniu się do izotermicznej dla każdego składnika, trójskładnikowej plazmy pyłowej ( $\gamma_j = 0: j \in \{e, i, d\}$ ), gdzie składniki (płyny) to odpowiednio elektrony, jony oraz ziarna pyłu:  $j \in \{e, i, d\}$ , można przedstawić w postaci:

$$(2.2) \quad \varepsilon(\omega, k) = 1 + \chi_e(\omega, k) + \chi_i(\omega, k) + \chi_d(\omega, k).$$

Występujące we wzorze (2.2) podatności dielektryczne  $\chi_j$  dla  $j$ -tego składnika plazmy mają w ogólności postać:

$$(2.3) \quad \chi_j(\omega, k) = -\frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2 - 3k^2 c_j^2},$$

gdzie  $\omega_{pj}$  oznacza częstość plazmową dla  $j$ -tego składnika plazmy, zaś  $c_j$ :

$$(2.4) \quad c_j = (k_B T_j / m_j)^{1/2}$$

jest prędkością termiczną dla  $j$ -tego składnika plazmy, gdzie  $T_j$  - jest temperaturą  $j$ -tego składnika plazmy a  $m_j$  - masą cząstek  $j$ -tego składnika plazmy.

Przenikalność dielektryczną plazmy można oczywiście otrzymać w sposób bardziej rygorystyczny i ogólniejszy na gruncie teorii kinetycznej [4]. Jednak dla naszych konkretnych celów naszkicowana wyżej przybliżona metoda jest wystarczająca.

Relacja dyspersyjna dla plazmy wieloskładnikowej w przypadku jednowymiarowym ma postać:

$$(2.5) \quad \varepsilon(\omega, k) = 0,$$

gdzie  $\varepsilon(\omega, k)$  można wyznaczyć przy pomocy wzorów (2.2)-(2.4). Jednak w ogólnym przypadku jest to dosyć zawikłana zależność funkcyjna pomiędzy częstością  $\omega$  fali (zaburzenia wokół położenia równowagi) a wektorem falowym  $k$ . W konkretnych przypadkach można tą zależność funkcyjną uprościć porównując częstość fazową fali  $\omega/k$  z prędkością termiczną  $c_j$  dla danego  $j$ -tego składnika plazmy. Jeżeli częstość fazowa fali  $\omega/k$  jest dużo mniejsza od prędkości termicznej  $c_j$  dla

rozpatrywanego składnika to podatność dielektryczną  $\chi_j$  dla tego składnika przyjmujemy w postaci:

$$(2.6) \quad \chi_j(\omega, k) \approx \frac{1}{k^2 \lambda_{Dj}^2},$$

gdzie  $\lambda_{Dj}$  – jest długością Debyea dla  $j$  – tego składnika plazmy. Natomiast w przypadku, gdy częstość fazowa fali  $\omega/k$  jest dużo większa niż prędkość termiczna  $c_j$  dla  $j$  – tego składnika plazmy to podatność dielektryczną  $\chi_j$  przyjmujemy dla niego w postaci:

$$(2.7) \quad \chi_j(\omega, k) \approx -\frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2},$$

gdzie  $\omega_{pj}$  – częstość plazmowa dla  $j$  – tego składnika plazmy.

Rozważania czynione powyżej dotyczą oczywiście nie tylko plazmy pyłowej, ale dowolnej plazmy wieloskładnikowej w obszarze niskich częstości.

W szczególności można rozpatrywać przypadek  $n$  – składnikowej plazmy ( $j \in N = \{1, \dots, n\}$ ) w obszarze niskoczęstotliwościowym (akustycznym) w granicy długofalowej ( dla małych  $k$  ), gdy prędkość fazowa fali  $C_s = \omega/k$  jest dużo mniejsza od prędkości termicznych  $c_j$   $m$  – lekkich składników plazmy (o największej energii termicznej). Oznacza to, że w tym przypadku  $j \in M = \{1, \dots, m\}$  i składniki zostały ponumerowane według malejącej energii termicznej. Zakładamy, że dla pozostałych  $n - m$  składników plazmy ich prędkości termiczne  $c_j$  są dużo mniejsze od prędkości fazowej fali  $C_s$ . W tym przypadku  $j \in N / M = \{m + 1, \dots, n\}$  i najcięższe składniki plazmy o najmniejszej energii termicznej mają największe numery. W omawianym wyżej przypadku wzór na prędkość niskoczęstotliwościowej (akustycznej) fali ma postać:

$$(2.8) \quad C_s = \omega_p \lambda_D,$$

gdzie globalna długość Debyea  $\lambda_D$  i globalna częstość plazmowa  $\omega_p$  są wyrażone przez długości Debyea  $\lambda_{Dj}$  i częstości plazmowe  $\omega_{pj}$  odpowiednich składników plazmy w zależności od ich energii termicznej:



$$(2.9) \quad \frac{1}{\lambda_{D}^2} = \sum_{j \in M} \frac{1}{\lambda_{Dj}^2},$$

$$(2.10) \quad \omega_p^2 = \sum_{j \in N \setminus M} \omega_{pj}^2.$$

### **3. FLUKTUACJE ŁADUNKU ELEKTRYCZNEGO W PLAZMIE PYŁOWEJ**

Zagadnienie fluktuacji ładunku elektrycznego na ziarnach pyłu w plazmie pyłowej omówione zostało w [7]. Rozpatrzmy je w przypadku, gdy temperatura elektronów  $T_e$  jest dużo wyższa niż temperatura jonów  $T_i$ . Zakładamy, że wszystkie ziarna pyłu mają jednakową masę. Będziemy posługiwać się modelem płynowym. Równania ciągłości dla pyłu o liczbie gęstości  $n_d$ , jonów o liczbie gęstości  $n_i$  i elektronów o liczbie gęstości  $n_e$  mają odpowiednio postać (rozpatrujemy przypadek jednowymiarowy, ponieważ wykluczamy obecność stałego pola magnetycznego w rozważanej plazmie pyłowej):

$$(3.1) \quad \partial n_d / \partial t + \partial(n_d u_d) / \partial x = 0,$$

$$(3.2) \quad \partial n_i / \partial t + \partial(n_i u_i) / \partial x = 0,$$

$$(3.3) \quad \partial n_e / \partial t + \partial(n_e u_e) / \partial x = S_e,$$

gdzie  $u_d, u_i$  oraz  $u_e$  oznaczają odpowiednio prędkość płynową pyłu, jonów i elektronów, zaś  $S_e$  oznacza „źródło” (sink/source) elektronów, które może mieć także wartość ujemną. Równanie ciągłości dla pyłu (3.1) nie zawiera członu źródłowego po prawej stronie, co interpretujemy jako brak wymiany masy pomiędzy ziarnami pyłu a jonami. Jednak wpływ przyłączania lub utraty elektronów przez ziarna pyłu na ich masę można zaniedbać. Równanie ciągłości dla jonów (3.2.) także nie zawiera członu źródłowego ponieważ zakładamy, że jony nie wymieniają masy z pyłem i elektronami. Natomiast równanie ciągłości dla elektronów (3.3) zawiera człon źródłowy, który dopuszcza osiadanie elektronów na ziarnach pyłu bądź utratę elektronów przez ziarna, co zależy lokalnie (w czasie) od znaku źródła. Można napisać ogólną zasadę zachowania ładunku w plazmie pyłowej:

$$(3.4) \quad \partial(n_d q_d - n_e e + n_i e) / \partial t + \partial(n_d q_d u_d - n_e e u_e + n_i e u_i) / \partial x = 0,$$

gdzie  $q_d$  jest ładunkiem ziarna pyłu. W powyższym równaniu uwzględniono fakt, że jony są tylko jednokrotnie zjonizowane. Po uwzględnieniu równań ciągłości (3.1)-(3.3) równanie (3.4) przybiera postać:

$$(3.5) \quad n_d (\partial / \partial t + u_d \partial / \partial x) q_d = e S_e.$$

Z drugiej strony fluktuacje ładunku ziarna pyłu prowadzą do zależności:

$$(3.6) \quad dq_d / dt = (\partial / \partial t + \partial / \partial x) q_d = I_i + I_e = \delta I_e,$$

ponieważ jonowy prąd ładujący (ziarna pyłu)  $I_{i0}$  daje wkład jedynie do stanu równowagi, gdzie prądy ładujące jonowy i elektronowy się równoważą:

$$I_{i0} + I_{e0} = 0,$$

zaś na poziomie fluktuacji rozważany jest tylko prąd ładujący elektronów  $\delta I_e$ :

$$I_e = I_{e0} + \delta I_e$$

ponieważ założyliśmy, że temperatura elektronów jest dużo większa niż temperatura jonów. Jednak nie na tyle wysoka by powodować dalszą jonizację jonów dodatnich lub ewentualnych neutralnych atomów. Z powyższych rozważań wynika zależność :

$$dq_d / dt = \delta I_e(n_e, q_d).$$

Uwzględniając (3.5) można napisać:

$$(3.7) \quad e S_e \cong n_d \partial I_e / \partial n_e + n_d \partial I_e / \partial q_d,$$

Wobec tego źródło  $S_e$  występujące w równaniu ciągłości dla elektronów można przedstawić w postaci:

$$(3.8) \quad S_e = -v_e \delta n_e - \mu_e \delta q_d.$$

#### 4. TLUMIENIE FAL PYŁOWO-AKUSTYCZNYCH

Do podanych wyżej równań ciągłości dla pyłu, jonów i elektronów dodajemy odpowiednio równania ruchu dla tych samych składników plazmy pyłowej, które nie zawierają explicite współczynników uwzględniających fluktuacje gęstości elektronów bądź zmianę wielkości ładunku ziarna pyłu:

$$(4.1) \quad \left( \frac{\partial}{\partial t} + u_d \frac{\partial}{\partial x} \right) u_d = - \frac{q_d}{m_d} \frac{\partial \phi}{\partial x},$$

$$(4.2) \quad \left( \frac{\partial}{\partial t} + u_i \frac{\partial}{\partial x} \right) u_i + \frac{c_{si}^2}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x} = - \frac{e}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial x},$$

$$(4.3) \quad \left( \frac{\partial}{\partial t} + u_e \frac{\partial}{\partial x} \right) u_e + \frac{c_{se}^2}{m_e} \frac{\partial n_e}{\partial x} = \frac{e}{m_e} \frac{\partial \phi}{\partial x},$$

gdzie oznaczenia są analogiczne jak w drugiej części pracy: np.

$c_{si} = (k_B T_i / m_i)^{1/2}$  – oznacza prędkość termiczną dodatnich jonów, zaś

$c_{se} = (k_B T_e / m_e)^{1/2}$  – prędkość termiczną elektronów,  $u_d$  – prędkość płynowa pyłu itd.

Ponadto uzupełniamy równania ciągłości: (3.1)-(3.3) i równania ruchu: (4.1)-(4.3) dla pyłu, jonów dodatnich i elektronów równaniem Poissona

$$(4.4) \quad \epsilon_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = e n_e - e n_i - q_d n_d.$$



Linearyzacja równań (3.1)-(3.3) oraz (4.1)-(4.4) wokół położenia równowagi (stanu jednorodnego plazmy pyłowej) przy uwzględnieniu postaci źródła (czynnika niejednorodnego)  $S_e$  (3.8) w równaniu ciągłości dla elektronów (3.1) i założeniu globalnej neutralności plazmy w położeniu równowagi oraz warunku, że prędkość fazowa zaburzenia  $\omega/k$  (po linearyzacji wspomniane wyżej równania zostały poddane transformacji Fouriera względem czasu  $t$  i zmiennej przestrzennej  $x$ ), gdzie  $\omega$  - częstość fali, zaś  $k$  - wektor falowy, jest dużo mniejsza od prędkości termicznej elektronów, zaś jest dużo większa od prędkości termicznej jonów i prowadzi do relacji dyspersyjnej analogicznej jak dla fal typu DIAW (DUST ION ACOUSTIC WAVE-PYŁOWO JONOWO AKUSTYCZNYCH), która ponadto uwzględnia tłumienie fali w związku z fluktuacjami gęstości elektronów (lub fluktuacjami ładunku na ziarnach pyłu). W przybliżeniu długofalowym (dla małych  $k$ ) związek dyspersyjny dla wspomnianej wyżej fali typu DIAW z tłumieniem ma postać

$$(4.5) \quad \omega = \pm k \lambda_{De} \omega_{pi} - i v_e \lambda_{De}^2 / 2 (\lambda_{De}^2 + \lambda_{Di}^2) \approx \pm k \lambda_{De} \omega_{pi} - i v_e / 2,$$

gdzie  $\omega_{pi} = (N_i e^2 / \epsilon_0 m_i)^{1/2}$  - jonowa częstość plazmowa,  $\lambda_{De} = (k_B T_e \epsilon_0 / N_e e^2)^{1/2}$  - elektronowa długość Debyea,  $\lambda_{Di} = (k_B T_i \epsilon_0 / N_i e^2)^{1/2}$  - jonowa długość Debyea,  $N_i$  - równowagowa gęstość liczbowa jonów,  $N_e$  - równowagowa gęstość liczbowa elektronów,  $T_i$  - temperatura jonów,  $\epsilon_0$  - przenikalność elektryczna próżni. Przy tych założeniach tłumienie fali typu (DIAW) w niewielkim stopniu zależy od gęstości pyłu. W skutek założenia, że temperatura elektronów jest dużo większa od temperatury jonów:  $T_e \gg T_i$  oraz warunku:  $\omega/k \ll (T_e/m_e)^{1/2} = c_{se}$  tylko współczynnik  $v_e$  odpowiedzialny za fluktuacje gęstości elektronów określa tłumienie fal. Wartość tego współczynnika zależy od parametrów plazmy w stanie równowagi, to znaczy od gęstości elektronów, jonów i pyłu a także od temperatury elektronowej i jonowej, które to mają znaczny wpływ na poziom fluktuacji gęstości elektronów.

## LITERATURA

- [1] C. K. Geertz, *Dusty plasmas in the solar system*, Reviews of Geophysics, **27**,2/May (271-292) 1989.
- [2] R. L. Merlino, A. Barkan, C.Thompson, N. D'angelo, *Laboratory studies of waves and instabilities in dusty plasmas*, Phys. Plasmas **5**, 1607, 1998.
- [3] R. A.TREUMANN and W. BAUMJOHANN, *Advanced space plasma physics*, Imperial College Press, London 1997.
- [4] N. A. KRALL and A. W. TRIVELPIECE, *Fizyka plazmy*, PWN, Warszawa 1979.
- [5] P. K. Shukla, V.P. Silin, *Dust ion-acoustic wave*, Phys.Scr.,**45**, 508, 1992.
- [6] P. K. Shukla, *Low- frequency modes in dusty plasmas*, Phys.Scr.,**45**, 504, 1992.
- [7] A. J. Turski, B. Atamaniuk ,K. Żuchowski, *Dusty plasma solitons in Vlasov plasmas*, Arch. Mech.,**51**,167, 1999.
- [8] F. Verheest , *Waves in Dusty Space Plasmas*, Kluwer, Dordrecht 2000.