

3.32 — elektrodynamika ośrodków  
zjonizowanych



Krzysztof Żuchowski

**SŁABE FALE UDERZENIOWE  
JONOWO-AKUSTYCZNE  
I WARSTWY PODWÓJNE  
W PŁAZMIE BEZZDERZENIOWEJ**

29/1991



P.269

**WARSZAWA 1991**

ISSN 0208-5658

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 15 listopada 1991r



56782



N a p r a w a c h   r ę k o p i s u

---

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 100 egz. Ark.wyd.1,0 Ark.druk.1,25

Oddano do drukarni w styczniu 1992 r.

Nr zamówienia 17/92

---

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa,  
ul.Śniadeckich 8

<http://rcin.org.pl>

Zuchowski Krzysztof

Zakład Mechaniki Cieczy i Gazów

## SLABE FALE UDERZENIOWE JONOWO - AKUSTYCZNE

### I WARSTWY PODWÓJNE W PLAZMIE BEZZDERZENIOWEJ

#### Streszczenie:

W pracy przedstawiono zarys teorii fal uderzeniowych w plazmie ze szczególnym uwzględnieniem fal w plazmie bezzderzeniowej. Poza tym przedstawiono teorię fal jonowo-akustycznych w oparciu o model dwupłynowy z uwzględnieniem modyfikacji wynikających z teorii kinetycznej. Celem pracy było dokonanie porównania słabych fal uderzeniowych i warstw podwójnych w plazmie bezzderzeniowej z uwagi na brak jednoznacznych definicji i cech odróżniających te struktury od początku występowania ich w literaturze aż do chwili obecnej. Ograniczono się do porównania struktur typu jonowo-akustycznego o niewielkim skoku potencjału elektrycznego. Nie uwzględniono też stałego pola magnetycznego. Identyfikacja tych struktur jest ważna z punktu widzenia przestrzeni kosmicznej, gdzie występuje duża różnorodność podobnych zjawisk, które różnią się nieznacznie: fale uderzeniowe, warstwy podwójne, fale solitonowe i anomalna rezystywność. Trudności z wykonywaniem bezpośrednich pomiarów w kosmosie wymagają korzystania z dodatkowych wniosków.

Zasadnicze różnice pomiędzy falami uderzeniowymi a warstwami podwójnymi odbijają się na płaszczyźnie fazowej ruchu jonów. Fale uderzeniowe są w ruchu i występuje w nich ruch jonów z naddźwiękową prędkością, natomiast spotyka się tylko małą część schwytych jonów. Warstwy podwójne mają dużą część schwytych jonów, które są statyczne, więc występuje tu mały przepływ masy.

Różnice między tymi strukturami występują też w ruchu swobodnych jonów tak że z warstwą podwójną wiąże się obecność prądu elektrycznego, którego brak może wystąpić w fali uderzeniowej.

### Wstęp

Już na początku lat sześćdziesiątych wzrastało zainteresowanie nieliniowymi falami jonowo-akustycznymi oraz analogicznymi falami uderzeniowymi w plazmie bezzderzeniowej. Podsumowanie tych osiągnięć można znaleźć w opracowaniach [1], [2], [3] i w pewnym zarysie w [4]. Badania te były inspirowane przez prace dotyczące przestrzeni kosmicznej oraz kontrolowanej syntezy termojądrowej. Z falami uderzeniowymi w plazmie bezzderzeniowej wiązano pewne nadzieje na wytłumaczenie znacznego przyspieszenia cząstek naładowanych. Cząstki takie obserwowano na granicy magnetosfery Ziemi w "obszarach zorzowych". Wiatr słoneczny, wiejąc od Słońca, dociera do magnetosfery Ziemi, ulega wówczas przemianie z zimnego strumienia w gorącą plazmę, zachodzi to na długości  $\lambda$ , znacznie mniejszej od średniej drogi swobodnej cząstek. Powstaje wówczas warstwa przejściowa, którą nazywają "czołową falą uderzeniową" /bow shock/. Można więc ją uważać za "bezzderzeniową falę uderzeniową".

Później, pod koniec lat sześćdziesiątych rola fal uderzeniowych bezzderzeniowych w tłumaczeniu zjawisk przestrzeni kosmicznej zmalała nieco na korzyść elektrycznych warstw podwójnych, które także mogą powodować przyspieszenie cząstek naładowanych do znacznych prędkości. W literaturze czasem używa się tych pojęć wymiennie /warstwy podwójne  $\leftrightarrow$  fale uderzeniowe/ [5], choć istnieją sugestie, że są to jednak różne struktury. W pracy przedstawiono przesłanki, odróżniające te dwie struktury. Ma to znaczenie w związku z identyfikacją tych struktur w przestrzeni kosmicznej, co nie zawsze jest łatwe ze względu na małą ilość cech odróżniających te struktury. Poza tym łącznie z tymi strukturami występują też fale solitonowe, które mają z nimi pewne wspólne cechy.

## FALE UDERZENIOWE

Niejednorodność powstała w rezultacie raptownego wytworzenia dużej gęstości energii w ośrodku ciągłym, rozprzestrzenia się w otaczającej przestrzeni. Przedni front tej niejednorodności jest "falą uderzeniową". Fala uderzeniowa powoduje na ogół nagrzewanie, zgęszczanie i przyspieszanie cząstek ośrodka w którym się rozchodzi. Silna fala uderzeniowa jest zdolna nawet zjonizować gaz w którym się rozchodzi. Plazma powstała przy tym może oddziaływać z polami elektromagnetycznymi. Fala uderzeniowa rozchodząca się w już istniejącej plazmie nagrzewa i ściska ją przy przechodzeniu i prowadzi do gwałtownej ale długotrwałej /w pewnej skali czasu/ zmiany stanu ośrodka.

Można powiedzieć, że fala uderzeniowa, w układzie poruszającym się razem z falą, zarówno w ośrodku zjonizowanym jak obojętnym, łączy dwa różne stany ośrodka. Ważny jest stosunek rozmiaru warstwy przejściowej /profilu fali uderzeniowej/ do długości drogi swobodnej cząstek ośrodka. W gazodynamice rozmiary warstwy przejściowej są na ogół dużo większe od średniej drogi swobodnej. Pomijając w równaniu Naviera-Stokesa efekty dyssypatywne otrzymuje się wraz z dołączonymi równaniami zamykającym układ niedysypatywny /równanie Naviera-Stokesa przechodzi w równanie Eulera/, który przy uproszczonych warunkach początkowych i granicznych posiada nieciągłe rozwiązania dla fal uderzeniowych. Na podstawie praw zachowania masy, pędu i energii można otrzymać z niedysypatywnego układu równań tzw. związek Hugono-Rankine'a wiążące wielkości przed i po skoku, tzn. po obu stronach warstwy przejściowej.

Na podstawie równań Naviera-Stokesa i towarzyszących można otrzymać układ równań dla obszaru przejściowego, czyli opisującego strukturę fali uderzeniowej.

$$\begin{aligned}
 1/1. \quad & du_1/dx = f_1(u_1, u_2, \dots, u_m) \\
 & du_2/dx = f_2(u_1, u_2, \dots, u_m) \\
 & \vdots \\
 & du_m/dx = f_m(u_1, u_2, \dots, u_m),
 \end{aligned}$$

gdzie  $x$  zmienia się wzdłuż profilu fali uderzeniowej, prostopadle do czoła, zmienne równoległe do czoła i czas zostały wyeliminowane. Natomiast  $u_1, u_2, \dots, u_m$  opisują parametry ośrodka, których zmianę wzdłuż profilu fali przedstawia równanie 1/1.

Osobliwe punkty lub stacjonarne rozwiązania, są określone związkami

$$2/2 \quad f_1(u_1, \dots, u_m) = f_2 = \dots = f_m = 0,$$

które są właśnie związkami Hugono-Rankine'a. Wiązą one parametry układu przed i po skoku, redukując do zera obszar przejściowy, przedstawiający profil fali uderzeniowej.

Równania Naviera-Stokesa są niewystarczające w celu opisanie strumienia na froncie fali uderzeniowej, gdy szerokość frontu /strefy przejściowej/ zmniejsza się na tyle, że staje się porównywalna z długością drogi swobodnej cząstek. W celu opisanie struktury frontu fali uderzeniowej, wówczas należy posługiwać się równaniem Boltzmana w przypadku gazodynamiki lub innym równaniem kinetycznym.

Falę uderzeniową rozchodzącą się w ośrodku charakteryzuje prędkość jej rozchodzenia się, a w zasadzie stosunek tej prędkości  $U$  do prędkości dźwięku w tym ośrodku  $a$ , czyli liczba Macha:  $M = U/a$ .

Przy dużych liczbach  $M$  równanie Naviera-Stokesa jest nieprzydatne dla wyznaczania profilu fali uderzeniowej  $/M > 5/$ .

W związku z tym można rozróżnić trzy sposoby opisu teoretycznego fal uderzeniowych:

1. niedysypatywna teoria /skokowa, równania Hugono-Rankine'a/
2. dyssypatywna teoria /równania Naviera-Stokesa lub równania struktury frontu fali uderzeniowej/
3. kinetyczna teoria

Te trzy sposoby opisanja fal uderzeniowych można także zastosować w plazmie. W punkcie pierwszym mogą jednak wystąpić różnice w zależności czy stosujemy model jednopłynowy czy dwupłynowy. W przypadku modelu jednopłynowego posługujemy się magneto hydrodynamicznym równaniem Naviera-Stokesa i odpowiednie fale noszą nazwę magneto hydrodynamicznych fal uderzeniowych. Jeżeli temperatura elektronów i temperatura jonów są różne, to należy stosować model dwupłynowy.

W przypadku plazmy sytuacja jest znacznie bardziej skomplikowana niż w gazie obojętnym z powodu dużo większej liczby parametrów, np. obecności stałego pola magnetycznego. W wielu przypadkach koniecznym jest stosowanie teorii dwupłynowej z powodu różnic w temperaturze elektronów i jonów. Z powodu wielu oddziaływań występujących w plazmie nie jest możliwe jednolite podejście do tych zagadnień. Fale uderzeniowe magneto hydrodynamiczne i inne fale uderzeniowe w plazmie muszą spełniać dodatkowe warunki ewolucyjności [6], obok rozsądnego z punktu widzenia fizyki warunku wzrostu entropii, który powinien wystąpić także dla gazów obojętnych  $s_2 - s_1 > 0$ . Fale uderzeniowe nie spełniające warunku ewolucyjności ulegają rozpadowi. Przy dużych liczbach Macha potrzebne jest równanie kinetyczne uwzględniające zderzenia cząstek, czyli równanie Lenarda-Balescu [7]. W tym przypadku szerokość profilu fali uderzeniowej może być porównywalna ze średnią drogą swobodną.

W plazmie mogą także istnieć fale uderzeniowe, których szerokość frontu /obszar przejściowy/ jest mniejszy od długości drogi swobodnej. Są to bezzderzeniowe fale uderzeniowe. Nas szczególnie interesują jonowo-akustyczne fale uderzeniowe, które mają związek z nieliniowymi falami jonowo-akustycznymi i falami solitonowymi jonowo-akustycznymi.

## NIELINIOWE FALE JONOWO - AKUSTYCZNE

Fale jonowo-akustyczne stanowią bazę dla bezzderzeniowych fal uderzeniowych typu jonowo-akustycznego /inaczej dźwięku jonowego/. Dźwięk jonowy jako lokalne odchylenie od neutralności elektrycznej plazmy porusza się jako zaburzenie falowe z taką prędkością, że odpowiadająca jej liczba Macha  $M$  jest nieco mniejsza od jedności. Jony są z założenia zimne i niedryfujące w stosunku do elektronów  $T_i \ll T_e$ . Inercja elektronów jest zaniedbana  $m_e \rightarrow 0$ . Dla elektronów przyjmuje się izotermiczne równanie stanu  $P_e = n_e k_B T_e / T_e = \text{const}$ . W tym przypadku model dwupłynowy redukuje się do równania ruchu i ciągłości dla jonów, zaś elektrony wchodzą do układu zamykając go poprzez równanie Poissona  $n_e = n_0 \exp(e\phi' / k_B T_e)$ ,  $n_0$  - jednorodne tło gęstości elektronowej,  $\phi'$  - potencjał pola elektrostatycznego, któremu nie towarzyszy pole magnetyczne/.

W postaci bezwymiarowej przyjmują one postać:

$$\partial^2 \phi / \partial x^2 = \exp \phi - n$$

/2/

$$\partial n / \partial t + \partial(nv) / \partial x = 0$$

$$\partial v / \partial t + v \partial v / \partial x = -\partial \phi / \partial x$$

gdzie:  $x \equiv x' / \lambda_{De}$ ,  $t \equiv t' \omega_{pi}$ ,  $\phi = e \phi' / k_B T_e$

$$n \equiv n_i / n_0, \quad V \equiv V_i / (k_B T_e / m_i)^{1/2} = V_i / c_0,$$

$\omega_{pi}$  - częstość plazmowa jonów,  $\lambda_{De}$  - długość Debye'a dla elektronów  
 $c_0$  - prędkość dźwięku jonowego.

Linearyzacja równań /2/ dookoła stanu równowagi:  $n = 1$ ,  $V = 0$ ,  $\phi = 0$  reprodukuje związek dyspersyjny dla fal jonowo-akustycznych.

W zmiennych bezwymiarowych relacja dyspersyjna jest postaci:

$$\omega^2 = [1 + (1/\chi^2)]^{-1}$$

/3/



dla zaburzeń ze zmianą  $x$  i  $t$  daną przez  $\exp[\iota(\hat{k}x - \hat{\omega}t)]$ .

Wyrażenie  $\delta^2\phi/\delta x^2$  - separacja ładunku, przy założeniu neutralności ładunku mamy  $n = \exp\phi$ . Układ /2/ przybiera wtedy postać:

$$\begin{aligned} & \delta v/\delta t + v\delta v/\delta x = -(1/n)\delta n/\delta x \\ /4/ & \delta n/\delta t + \delta(nv)/\delta x = 0. \end{aligned}$$

Układ /4/ jest układem idealnej dynamiki gazów przy przemianie adiabatycznej z  $\gamma = 1$ . Taki model prowadzi do nieograniczonego wzrostu zaburzenia początkowego, aż do pojawienia się nieciągłości. Jednak gdy przestrzenne gradienty stają się duże, wtedy nie jest już możliwe pominięcie członu  $\delta^2\phi/\delta x^2$  w równaniach /2/. To jest dyspersyjny efekt odchylenia od neutralności ładunku, który ogranicza w układ krótkofalowych składowych do wzrostu zaburzenia.

#### BEZZDERZENIOWE FALE UDERZENIOWE

#### JONOWO AKUSTYCZNE

Jeżeli w pewnym układzie odniesienia, poruszającym się z prędkością  $M$ , ma zostać osiągnięty stan stacjonarny układu opisanego równaniem /2/, to wszystkie wielkości muszą zależeć wyłącznie od  $\xi = x - Mt$ , /  $M$  - liczba Macha,  $M = U_0/c_0$  /. Odpowiednie warunki brzegowe dla powstania solitonu /izolowanego impulsu o skończonej amplitudzie/ mają postać:

$$\begin{aligned} /5/ & \left. \begin{aligned} \phi &\rightarrow 0, & v &\rightarrow 0, & n &\rightarrow 1 \\ \phi' &\rightarrow 0, & v' &\rightarrow 0, & n' &\rightarrow 0 \end{aligned} \right\} \longrightarrow |\xi| = |x - Mt| \rightarrow \infty, \end{aligned}$$

gdzie  $\phi'$ ,  $v'$ ,  $n'$  oznacza różniczkowanie odpowiednio  $\phi$ ,  $v$ ,  $n$  względem  $\xi = x - Mt$

Całkowanie układu /2/ przy warunkach /5/ daje:

$$/6/ \quad 1/2(\phi')^2 = [(\exp\phi) + M(M^2 - 2\phi)^{1/2} - (M^2 + 1)]$$

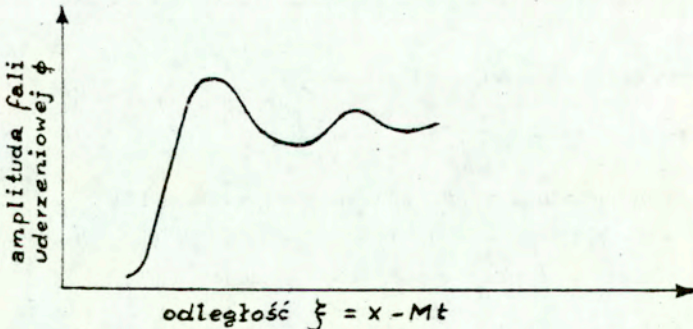
Ogólnie każdy układ dwupłynowy plazmy, bądź układ równań Własowa dla składników plazmy, daje się przy pomocy równania Poissona sprowadzić do postaci:

$$/7/ \quad d^2\phi/d\xi^2 = -dV(\phi)/d\phi.$$

Mamy tu na myśli przypadek elektrostatyczny, gdy nie występuje zmienne pole magnetyczne. Poprzez analogię do mechaniki klasycznej, można równanie /7/ traktować jak opisujące ruch cząstki o współrzędnej  $\phi$  w polu potencjalnym  $V(\phi)$ ,  $\xi$  - spełnia rolę czasu.  $V(\phi)$  nosi nazwę potencjału Sagdiejewa. Równanie /6/ jest scałkowanym równaniem /7/ dla układu /2/, gdzie z uwagi na warunki /5/ wybrano tak stałą całkowania  $E = 0$ , by istniało rozwiązanie solitonowe. Prawa strona równania /6/ równa jest  $-V(\phi)$ . Fala solitonowa istnieje, gdy liczba Macha spełnia warunek:

$$/8/ \quad 1 < M < 1,6.$$

Gdy  $1 > M$  mamy do czynienia z nieliniową falą jonowo-akustyczną. Fala solitonowa łączy dwa jednakowe stany ośrodka plazmowego, mamy symetrię rozwiązania. W przypadku  $M > 1,6$  odbicie bardzo wysokoenergetycznych jonów od bariery potencjału  $\phi$  prowadzi do załamania symetrii rozwiązania.



Rys. 1 Szkic bezzderzeniowej fali uderzeniowej

Rozwiązanie ma wówczas kształt przedstawiony na Rys. 1 /przypomina to drgania tłumione w jamie potencjalnej/. Tego typu zmiana parametrów plazmy na długości  $\lambda_{De}$  /przy czym średnia droga swobodna  $\lambda_{\omega} \gg \lambda_{De}$  / nazywana jest bezzderzeniową falą uderzeniową.

W zwykłych falach uderzeniowych obserwuje się jednoznaczną zależność temperatury, ciśnienia i wzrostu entropii od dyssypacji w wyniku zderzeń, zaś w falach bezzderzeniowych takiej dyssypacji nie ma. Ściśle mówiąc, nie może być plazmy bez zderzeń.

Pod "bezzderzeniowymi" falami uderzeniowymi zwykle rozumie się albo: 1/ obszary przejściowe, o bardzo silnej zmianie parametrów, szerokość których jest znacznie mniejsza od długości drogi swobodnej związanej ze zderzeniami lub 2/ matematyczne rozwiązanie równania Własowa, wiążące dwa różne stany plazmy.

Dane określenie "bezzderzeniowości" jest w jakimś sensie dowolne. W rzeczywistości szerokość fali uderzeniowej mniejszą od długości drogi swobodnej mogą mieć także fale uderzeniowe, gdzie nie pomija się zderzeń [2]. W równaniu Własowa oddziaływanie między cząstkami nie znika zupełnie, gdyż ma ono miejsce za pośrednictwem samouzgodnionego pola elektrycznego, zaś nazywane jest bezzderzeniowe, gdyż nie występuje tu człon "zderzeniowy".

Istnieje kilka możliwych rodzajów rozwiązań równania Własowa, ściśle związanych z obecnością fal uderzeniowych. Założymy, że możemy wybrać układ współrzędnych poruszających się z falą i w tym układzie wszystkie parametry są stacjonarne. Możliwe są wtedy rozwiązania oscylacyjne periodyczne i solitonowe, oraz skokowe z oscylacjami przed i za frontem fali. W realnej plazmie rozwój turbulencji lub procesy zderzeniowe mogą prowadzić do gaśnięcia tych oscylacji i ustalenia się stanu jednorodnego. Należy też stwierdzić, że istnieją takie fale uderzeniowe, które nie są stacjonarne w jakimkolwiek układzie współrzędnych. To odnosi się do przypadku przestrzennych i czasowych oscylacji.

Wyniki dotyczące nieliniowych fal jonowo-akustycznych oparte na teorii dwupłynowej zostały przedstawione w sposób bardziej pogłębiony w oparciu o kinetyczne równania Własowa [9], [8]. Jednak stało się to łatwiejsze właśnie w związku z pogłębionym podejściem do modelu dwupłynowego i otrzymaniem wyrażeniem na falę solitonową. Tu sprawą zasadniczą stała się naddźwiękowa prędkość solitonu ściskającego /compressive solitary wave/ opisanego modelem dwupłynowym przedstawionym powyżej. Ponieważ soliton jest naddźwiękowy, jego liczba Macha jest nieco większa od jedności.

$$/9/ \quad 0 < \delta M \equiv M - 1 \ll 1$$

co odpowiada solitonowi małej amplitudy  $\phi < 1$ . Uwzględnienie tego faktu w /6/ daje zależność

$$/10/ \quad (\phi')^2 = (2/3) \phi^2 (3\delta M - \phi),$$

która po scałkowaniu wyraża zależność dla rozważanej fali solitonowej małej amplitudy:

$$/11/ \quad \phi = 3\delta M \operatorname{sech}^2 \left[ \left( \frac{1}{2} \delta M \right)^{1/2} (x - Mt) \right]$$

Wprowadzając oznaczenie  $\epsilon \equiv \delta M$  można /11/ przedstawić w postaci

$$/12/ \quad (1/\sqrt{\tau}) \left[ \epsilon^{1/2} (x-t) - \epsilon^{3/2} t \right].$$

Wyrażenie /12/ dało asumpt do transformacji zmiennych zależnych

$$/13/ \quad y = \epsilon^{1/2} (x-t), \quad \tau = \epsilon^{3/2} t$$

oraz zmiennych niezależnych:

$$/14/ \quad \eta = 1 + \epsilon \eta^{(1)} + \epsilon^2 \eta^{(2)} + \dots$$

$$\phi = \epsilon \phi^{(1)} + \epsilon^2 \phi^{(2)} + \dots$$

$$V = \epsilon V^{(1)} + \epsilon^2 V^{(2)} + \dots$$

Ta transformacja prowadzi dla równania dwupłynowego do równania Kortewega- de Vriesa na potencjał  $\phi$  w najniższym rzędzie względem  $\epsilon$

$$/15/ \quad \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial \tau} + \phi^{(1)} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial y} + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 \phi^{(1)}}{\partial y^3} = 0.$$

Aby otrzymać bezzderzeniową falę uderzeniową należy rozważyć graniczną wartość amplitudy solitonu, przy przewyższeniu której następuje odbicie jonów od garbu potencjału

$$/16/ \quad e \phi_{gr} \approx m_i M^2 / 2.$$

W tym przypadku potencjał Sagdiejewa powinien być co najwyżej równy zero  $V(\phi_{gr}) = 0$ , co daje wartość graniczną dla liczby Macha  $M_{gr} \approx 1,6$ .

Dla liczb Macha nieco większych od tej wartości granicznej obserwuje się przewagę nieliniowości nad dyspersją, zaczynają powstawać struktury jak na Rys. 1. Jest to bezzderzeniowa fala z oscylacjami, która łączy różne stany plazmy. Oscylacje można by usunąć w modelu dwupłynowym wprowadzając do równań zderzenia, co prowadziło by do równania Kortewega - de Vriesa z dysypacją.

Na podstawie poprawki kinetycznej można obniżyć próg krytycznej liczby Macha  $M_{gr}$ , gdy fala solitonowa przechodzi w falę uderzeniową. Jest to wynikiem rozkładu prędkości jonów, tak że dla pewnej grupy jonów będących w rezonansie z falą efekt odbicia jest już możliwy przy mniejszej amplitudzie.

Wtedy w równaniu Sagdiejewa należy wprowadzić poprawkę

$$n_i \rightarrow n_i - n_0 f(\phi_{gr}) M / (M^2 - 2\phi_{gr})^{1/2} + 2n_0 f(\phi).$$

Z dodatkowych składników pierwszy odpowiada odjęciu odbitych jonów od całkowitej liczby jonów, wielkość  $n_0 f(\phi)$  jest całkowitą gęstością odbitych jonów w punkcie o potencjale  $\phi$ . Współczynnik 2 odpowiada dwóm grupom cząstek biegnących na-przeciwno. Tym rozważaniom należy przypisać obniżenie progu liczby Macha  $M_{gr} \approx 1,3$ , który spotyka się w literaturze [10], [11].

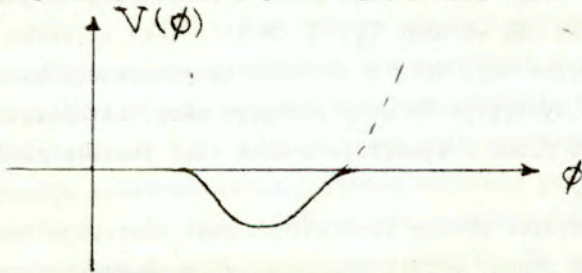
Modyfikacje rozważań opartych na równaniach kinetycznych w oparciu o wiele rodzajów jonów, przy badaniu fal nieliniowych jonowo-akustycznych i solitonowych można znaleźć w [12], [13].

#### WARSTWY PODWOJNE I FALE UDERZENIOWE

Elektrostatyczne warstwy podwójne były obszernie omawiane w [14], [15], [16], [17]. Tu przedstawimy je z punktu widzenia ich różnic i podobieństw do bezuderzeniowych fal uderzeniowych. Rozpatrzmy tylko stacjonarne warstwy podwójne o monotonicznej zmianie potencjału elektrostatycznego. W obszarze warstwy potencjał elektryczny ulega silnej zmianie, lecz poza jej granicami jest stały. Tak więc warstwa podwójna łączy obszary o różnych potencjałach elektrostatycznych. Warstwa podwójna jest globalnie elektrycznie obojętna, choć w samej warstwie występuje rozdział ładunków. W pobliżu potencjału niższego występuje nadmiar ładunku ujemnego, zaś w pobliżu potencjału wyższego nadmiar ładunku dodatniego. Taka definicja warstwy podwójnej ma swoje konsekwencje. Nie można bowiem warstwy podwójnej wyjaśnić na gruncie modelu dwupłynowego dla cząstek swobodnych, które w wypadku elektronów przepływają od strony potencjału niższego do wyższego, zaś w przypadku jonów odwrotnie. W celu zapewnienia globalnej neutralności warstwy należy wprowadzić od strony potencjału niższego odbite /schwymane/ jony, zaś od strony potencjału wyższego odbite /schwymane/ elektrony. W silnych warstwach podwójnych /  $\Phi = |e| \varphi / k_B T_e > 1$  / typu strumieniowego, prędkości cząstek swobodnych są ograniczone z dołu. Warunki te noszą nazwę warunków Bohma-Blocka. Poza tym stosunek strumieni cząstek swobodnych jest równy  $(m_i / m_e)^{1/2}$ . Jest to warunek Langmuira, który wraz z warunkami Bohma-Blocka zapewnia stabilność silnej warstwy podwójnej. Tak więc przez silną warstwę podwójną prze-

przywa prąd elektryczny o natężeniu większym od pewnej wielkości progowej. Silna warstwa prądowa łączy ośrodki plazmowe o jednokowych gęstościach.

Teoretyczne podejście do warstw podwójnych powinno być oparte na układzie równań Własowa dla elektronów i jonów i równaniu Poissona. Z równania Własowa wyznacza się koncentrację cząstek w funkcji potencjału  $\phi$ , które to podstawia się następnie do równania Poissona. Otrzymuje się wtedy równanie analogiczne do /7/. Potencjał Sagdiejewa  $V(\phi)$  dla warstwy podwójnej ma kształt ujemnej jamy, której kontur nie przecina osi  $\phi$ , lecz jest do niej styczny, Rys. 2. W przypadku nieliniowych fal jonowo-akustycznych i fali solitonowej kontur jamy potencjału Sagdiejewa przecina z jednej strony oś  $\phi$ , linia przerywana na Rys. 2, poza tym ma taki przebieg jak dla W P.



Rys. 2 Potencjał Sagdiejewa dla W P

W przypadku słabej warstwy podwójnej, jonowo-akustycznej, ośrodki plazmowe po obu stronach warstwy mają różne gęstości. Od strony potencjału niższego gęstość jest niższa. Z tego względu słaba warstwa podwójna jonowo-akustyczna ma więcej cech wspólnych z bezderzeniową falą uderzeniową typu jonowo-akustycznego niż silna warstwa podwójna typu strumieniowego. Występują jednak także pomiędzy nimi różnice.

W obu przypadkach jony są zazwyczaj o wiele zimniejsze niż

elektrony:  $T_i \ll T_e$ . Różnice pomiędzy słabą warstwą podwójną i bezzderzeniową falą uderzeniową uwidaczniają się w jonowej przestrzeni fazowej. Zimne jony są w przypadku warstw podwójnych odbite od progu potencjału.

Natomiast w fali uderzeniowej jony, które są w spoczynku w układzie laboratoryjnym nie są schwytane przez próg potencjału. Ich energia kinetyczna w układzie związanym z falą uderzeniową ma postać  $m_i M^2 a^2 / 2$ , gdzie  $M$  - liczba Macha związana z falą uderzeniową, zaś  $a$  jest prędkością jonowo-akustyczną. Ta energia jest zawsze większa niż  $e\phi_{pr} / \phi_{pr}$  - nieunormowany skok potencjału w fali uderzeniowej/ ponieważ w fali uderzeniowej musi być spełniony warunek:

$$M > \sqrt{2} \phi_{pr}, \quad \phi_{pr} \equiv e\phi_{pr} / k_B T_e.$$

Ta sytuacja nie ulega zmianie dla jonów o skończonej temperaturze, gdyż spełnia ona warunek  $T_e / T_i \gg 1$ .

Warstwy podwójne mają dużą część schwytanych jonów, które są statyczne, więc występuje tu mały przepływ masy, natomiast fale uderzeniowe są w ruchu i występuje w nich ruch jonów z naddźwiękową prędkością.

Zasadnicza różnica między tymi strukturami występuje też w ruchu swobodnych jonów: w fali uderzeniowej swobodne jony poruszają się, w układzie związanym z falą, od potencjału mniejszego do większego, zaś w warstwie podwójnej swobodne jony poruszają się od potencjału większego do mniejszego.

Warunek Bohma [18] wymaga, by prędkość dryfu jonów od strony wyższego potencjału były większa od prędkości jonowo-akustycznej

. Na to konsekwencje dla bezzderzeniowej fali uderzeniowej, przy założeniu, że schwytane elektrony podlegają równaniu Boltzmana. Ponieważ równanie Poissona nie zależy od znaku prędkości, więc jony od strony wyższego potencjału fali uderzeniowej /w układzie z nią związanym/ muszą mieć prędkość przynajmniej



równą a. Zasada zachowania energii w układzie fali pozwala napisać nierówność

$$/17/ \quad \frac{1}{2} m_i (Ma)^2 - e\phi_{pr} \geq \frac{1}{2} m_i v_i^2$$

Ponieważ w fali uderzeniowej  $v_i \geq a$  nierówność /17/ można przepisać w postaci

$$/18/ \quad M^2 \geq 1 + 2e\phi_{pr}/k_B T_e$$

Tak więc warunek Bohma daje ograniczenia na liczbę Macha dla bezuderzeniowej fali uderzeniowej.

Uwzględniając, że fala jest słaba można napisać:

$$/19/ \quad M \geq 1 + e\phi_{pr}/k_B T_e.$$

Z poprzednich rozważań wynika, że  $M \sim 1,6$ .

Jednak wartość liczby Macha zależy od tego, czy fala uderzeniowa wykazuje oscylacje od strony wyższej wartości potencjału.

Obserwacje warstw podwójnych w przestrzeni kosmicznej [11] wykazały, że ich pole elektryczne jest znacznie mniejsze niż w bezuderzeniowej fali uderzeniowej i nie przekracza 15 mV/m. Polaryzacja elektrostatyczna jest w warstwie podwójnej raczej równoległa do pola magnetycznego niż prostopadła. Czas trwania warstwy podwójnej występuje w granicach 2 - 20 ns i jest znacznie krótszy niż dla fali uderzeniowej, dla której waha się w przedziale 0,1 - 10 s. Dominującym kierunkiem polaryzacji w warstwie podwójnej jest kierunek ku magnetosferze. Zlokalizowane równoległe pole elektryczne, kierunek polaryzacji i skok potencjału identyfikuje taką strukturę jako warstwę podwójną.

## LITERATURA

- [ 1 ] R. SAGDIEJEF, Woprosy teorii plazmy, red M.Leontowicz, Atomizdat 1964, str 20
- [ 2 ] C. CHU, R.GROSS, Advances in Plasma Physics, ed by A. Simon, W. Thompson, Wiley, 1969
- [ 3 ] D. TIDMAN, N.KRALL, Shock Waves in Collisionless Plasmas Wiley, 1971
- [ 4 ] A. ACHIEZER, Elektrodinamika plazmy, Nauka 1974
- [ 5 ] O. MONTGOMERY, G. JOYCE, J. Plasma Phys. 3, 1/1969/
- [ 6 ] J. ANDERSON, Magnetohydrodynamic shock waves MIT PRESS, 1963
- [ 7 ] R. DAVIDSON, Methods in nonlinear plasma theory Academic Press, 1972
- [ 8 ] E. DIT, R. SUDAN, Phys. Fluids 12, 2388, 1969
- [ 9 ] M. TAJIRI, K. NISHIHARA, J. Phys. Soc.Jpn. 54, 572, 1985
- [10] D. FORSLUND, C.SHON, Phys.Rev. Lett. 25, 1699, 1970
- [11] H. IKEZI, T. KAMIMURA, M. KAKO, Phys. Fluids 16,2304,1973
- [12] A. TURSKI, Prace IPPT Nr 11/1982
- [13] A. Turski Prace IPPT Nr 9/1983
- [14] A. TURSKI Prace IPPT Nr 7/1985
- [15] H. SCHAMEL, Z. Naturforsch. Teil A 38, 1170 /1983/
- [16] A. GUREWICZ, B. MIEJERSON, I. ROGACZEWSKI, Fizika plazmy 11, 1213 /1985/
- [17] K. ZUCHOWSKI, Prace IPPT Nr 49 /1988
- [18] N. HERSHKOWITZ, G. RAYNE, C. CHAN, Plasma Physics 23, 903, 1981