Seria: Mechanika z. 54 Nr kol. 438

Andrzej Chojecki
Instytut Technologii i Mechanizacji
Odlewnictwa AGH Kraków

ANALIZA PRZYDATNOŚCI RÓWNANIA STOKESA DO OPISU PROCESU WYPŁYWANIA WTRĄCEŃ NIEMETALICZNYCH Z CIEKŁEJ STALI

Streszczenie. W pracy przeprowadzono analizę warunków jednoznaczności oraz wykazano przydatność równania Stokesa i Rybczyńskiego - Adamarda do opisu procesu wypływania wtrąceń niemetalicznych z ciekłej stali. Omówiono również procesy koagulacji w ośrodku zawiesiny stałej.

Szybkość eliminacji wtrąceń niemetalicznych z ciekłej stali określona jest następującymi czynnikami:

- szybkością przemieszczania się wtrąceń w kąpieli metalowej,
- parametrami ruchu metalu wywołanego konwekcją lub prądami wirowymi,
- warunkami koagulacji lub koalescencji w wyniku zderzeń cząstek,
- warunkami asymilacji na powierzchniach granicznych.

Określenie prędkości ruchu cząstek względem kąpieli stanowi podstawę dla każdej próby oceny procesu ich eliminacji z ciekłego metalu. Jeżeli cząstki w cieczy poruszają się niezależnie od siebie, wówczas można ich ruch ogólnie opisać równaniem:

$$\bar{V} = \bar{V}_c - \bar{V}_p \qquad (1)$$

gdzie:

$\bar{V}$ - wektor prędkości względnej wtrącenia,
$\bar{V}_c$ - wektor prędkości bezwzględnej cieczy,
$\bar{V}_p$ - wektor prędkości bezwzględnej wtrącenia.

Przyjmując układ współrzędnych związany z cząstką (wtrąceniem) równania ruchu mają postać

$$c\,\frac{d\bar{V}}{dt} = \text{grad } p + \mu\Delta\bar{V} - C\,.\,\gamma_p - 2c\bar{\Omega}_p \times \bar{V}, \qquad (2)$$

$$\text{div } \bar{V} = 0, \qquad (3)$$

gdzie:

- C – gęstość metalu,
- grad p – gradient ciśnienia metalostatycznego,
- μ – lepkość dynamiczna metalu,
- γ_p – przyspieszenie liniowe,
- $\bar{\Omega}_p$ – prędkość kątowa obrotu wtrącenia.

Rozwiązanie tych równań umożliwia określenie wartości siły działającej na wtrącenie ze strony cieczy. Jest to jednak możliwe jedynie dla szczególnych przypadków, określonych przez konkretne warunki jednoznaczności. Jedną z postaci rozwiązania jest zależność Stokesa, określająca wartość sił powierzchniowych, działających na cząstkę przy wypływaniu:

$$F = 6\pi\mu V_o R \tag{4}$$

gdzie:

- F – powierzchniowa siła oporu przepływu,
- V_o – miara pionowej składowej wektora $\bar{V}$,
- R – promień wtrącenia.

Porównanie tej siły z siłą wyporu metalostatycznego pozwala określić prędkość cząstki:

$$V_o = 2/9\ gR^2(C - C_w)/\mu \tag{5}$$

gdzie:

- g – przyspieszenie,
- C_w – gęstość wtrącenia.

Zależność (5) jest klasyczną postacią równania Stokesa. Aby ustalić, w jakiej mierze można się nią posługiwać dla określenia procesu wypływania wtrąceń niemetalicznych z ciekłej stali, poddajmy analizie warunki jednoznaczności, przy których zostało ono wprowadzone; są one następujące:

- powierzchnia wtrącenia opisana jest równaniem,
- stężenie wtrąceń $n(R) \to 0$ (brak wzajemnego oddziaływania),
- $R/D, l \to 0$, gdzie D i l stanowią charakterystyczne parametry obszaru zajętego przez fazę ciekłą,
- $\partial V/\partial t = 0$, a zatem ruch cząstek jest jednostajny (pomija się wstępny etap, kiedy cząstki są przyspieszane),
- $C\gamma_p = 0$, $2c\Omega\ p \times V = 0$, a zatem siły bezwładności można pominąć,
- dla $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \leq R$ wszystkie składowe prędkości są równe zeru (oznacza to brak poślizgu tak w objętości jak i na powierzchni wtrąceń),
- dla $r/R \to \infty$ $u, v = 0$, $w = V_o$, czyli prędkość cząstek względem odległych elementów cieczy jest stała, równoległa do osi z.

W jakie mierze te warunki są w przypadku wypływania wtrąceń spełnione i o ile istniejące różnice zmieniają wartości uzyskiwane z równania (5).

Kulistość wtrąceń

Jeżeli kształt wtrąceń odbiega od kulistego, opór wypływania zależy od położenia cząstki, z tym że już przy wartości Re = 0,05 położenie jej przestaje być dowolne [1-2]. Wtrącenia ustawiają się w takim położeniu, dla którego opór przepływu jest największy. Wektor prędkości tworzy kąt z wektorem oporu ośrodka. Kąt ten zależy od kształtu cząstki i rośnie ze wzrostem liczby Re. Dla określenia wpływu kształtu na wielkość oporu przyjmuje się [2] tak zwany dynamiczny współczynnik kształtu $\varkappa$, określony jako:

$$\varkappa = F/F_{Re} \tag{6}$$

gdzie:

Re jest liczbą Reynoldsa.

F_{Re} jest oporem ośrodka przy wypływaniu kulistego wtrącenia o takiej samej objętości. Wartość $\varkappa$ można wyliczyć teoretycznie. Według [2] prędkości cząstek o silnie wydłużonym kształcie mogą nawet o połowę być mniejsze niż kulistych o takiej samej objętości. Dla innych kształtów wielkości określono doświadczalnie, nie odbiegając od wyznaczonych dla elipsoidy obrotowej o takim samym stosunku osi. Ciekawe dane uzyskane dla skupisk złożonych z kilku wtrąceń kulistych. Dla dwóch cząstek $\varkappa = 1,16$ dla trzech - 1,31 a czterech 1,70 [3]. Określając współczynniki kształtu przy wypływaniu bardzo małych wtrąceń (Re$\to$0) celowe jest przyjęcie do obliczeń wartości statystycznej. Jest ona wyższa od średniej ze względu na wymienione wyżej uprzywilejowane ich ustawienie w położeniu większego oporu. Przy większych wtrąceniach, dla których Re jest wyższe, uporządkowanie położenia jest tak wyraźne, że najbardziej uzasadnione jest przyjęcie $\varkappa$ dla położenia, przy którym opór cząstki jest większy.

Niewielkie stężenie wtrąceń

Jeżeli stężenie cząstek nie zmierza do zera, lecz osiąga znaczną wartość, to w ich pobliżu następuje wzrost szybkości deformacji cieczy, wyrażający się pozornym wzrostem lepkości. Wzrost ten wyraża się zależnością:

$$\mu' = \mu\,(1 + ac) \tag{7}$$

gdzie:

μ' - jest lepkością dynamiczną wtrącenia, znaną jako równanie Einsteina [1].

Wartość parametru "a" zależy od kształtu cząstki i zmienia się w zakresie od 2 do 2,5. Jeżeli nawet objętościowe stężenie wtrąceń wyniesie 0,01, co jest wielkością znacznie zawyżoną, to przy $a = a_{max} = 2,5$ pozorny wzrost lepkości (a zatem i zmniejszenie prędkości) wyniesie 2,5%.

Ograniczoność cieczy

Ograniczoność przestrzeni zajmowanej przez ciecz powoduje zakłócenia w przemieszczaniu się cząstek, w pobliżu ścian ograniczających układ. Powoduje to wzrost siły oporu ośrodka do wartości [4]:

$$F' = F(1 + bR/x) \qquad (8)$$

gdzie:

x - jest odległością od ścianki,

b - współczynnikiem zależności od kształtu i położenia ścianki;

jego maksymalna wartość nie przekracza 2,1. Zakłócenia te odnoszą się zatem jedynie do bardzo małych obszarów. Dla typowej wielkości wtrąceń o średnicach - 5 - 50μm 10% różnicę w wartości siły oporu obserwuje się w warstwie o grubości 100-500μm. Biorąc pod uwagę przemieszczanie się cząstek w wyniku dyfuzji można stwierdzić, że cząstki te i tak będą osadzać się na ściankach, o ile tylko zaistnieją korzystne warunki energetyczne. Ma to z reguły miejsce w przypadku wtrąceń niemetalicznych.

Nieskończenie mała bezwładność czastek

Założenie to wynika z pominięcia w równaniu Stokesa sił określonych bezwładności: $c \, \partial p$ i $2 \, C \bar{\Omega} \, p \times \bar{V}$. Miarą popełnionego przy tym założeniu błędu jest stosunek cdV/dt do grad p, osiągający maksymalną wartość $\frac{1 \, c \, V}{3\mu}$ [1].

Wprowadzając liczbę Reynoldsa mamy:

$$\frac{c \, dV/dt}{\mathrm{grad} \, p} \approx \frac{Re}{6}.$$

Równanie Stokesa jest zatem spełnione dla Re = 0. Dane doświadczalne potwierdzają również jego doskonałą zgodność dla Re < 0,1. Siły bezwładności stosunkowo w niewielkim stopniu wpływają na prędkość cieczy w pobliżu czołowej części wtrącenia, natomiast w znacznej mierze w części tylnej, dążąc do oderwania strumienia cieczy od wtrącenia. Stąd przy większych wartościach Re konieczne staje się wprowadzenie poprawki Oseena [5]:

$$F' = F(1 + 3/16 \, Re), \qquad (9)$$

lub bardziej dokładnej Goldmitha [6]

$$F' = F(1 + 3/16\ Re - 19/1280\ Re^2) \tag{10}$$

Wobec niewielkich promieni wtrąceń niemetalicznych, a stąd małych liczb Reynoldsa, wartości oporu nie odbiegają od określonego równaniem Stokesa, mieszcząc się w granicach błędu pomiaru.

Jednostajny ruch wtrąceń

Do momentu osiągnięcia przez wtrącenie prędkości określonej równowagą siły wyporu i sił lepkości cząstki są przyspieszane praktycznie od stanu spoczynku. Skutkiem tego faktyczna prędkość będzie mniejsza od określonej równaniem Stokesa. Fortier [1] poddał analizie przypadek rozpędzania cząstki w czasie wypływania ze spokojnej kąpieli, określając prędkość osiąganą po czasie t jako:

$$V = \frac{C}{A}\left[1 + \frac{2\,AB}{\alpha-\beta}\, e^{\alpha t}\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} - {}^{1/2}\int_0^t \frac{e^{-\alpha t}}{\sqrt{t}}\, dt\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{2\,AB}{\alpha-\beta}\, e^{\beta t}\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\beta}} - \int_0^t \frac{e^{-\beta t}}{2\sqrt{t}}\, dt\right)\right], \tag{11}$$

gdzie:

$$A = \frac{9\mu}{(2c + c_w)R^2}, \quad B = \frac{9\sqrt{C\nu}}{\sqrt{\pi}(c + 2\,c_w)R}, \quad C = \frac{2g(c_w - c)}{c + 2\,c_w},$$

$$\alpha = \frac{9\,c^2}{2(c + 2c_w)^2 R^2}\left(7 - 4\frac{c_w}{c} + 3\sqrt{5 - 8\frac{c_w}{c}}\right),$$

$$\beta = \frac{9\,c^2\nu}{2(c + 2\,c_w)^2 R^2}\left(7 - 4\frac{c_w}{c} - 3\sqrt{5 - 8\frac{c_w}{c}}\right),$$

ν - lepkość kinematyczna.

Postać rozwiązania zależy od wielkości wyrażenia $5 - 8\frac{c_w}{c}$. W przypadku stali ciekłej jest ona większa od 0 dla $c_w < 4,7$. Ma to miejsce w przypadku większości wtrąceń. Wyjątek stanowią: czysty tlenek MnO, tlenki chromu, lantanowców i niektóre spinele chromowe, stosunkowo rzadko występujące jako pierwotne produkty odtleniania.

Rozpatrzymy wypływanie wtrąceń Al_2O_3 o gęstości 4.10^3 kg/m^3 ze stali o lepkości $\mu = 7.10^{-7}$ m^2/s. Dla $R = 10^{-5}$ m mamy:

$$\alpha = 15.10^4, \quad \beta = 11{,}4.10^4/s.$$

Wprowadzając w równaniu (11) nową granicę całkowania $\alpha t = u^2$ i $\beta t = V^2$ mamy:

$$V = \frac{C}{A}\left\{1 + \frac{2\,AB}{\alpha-\beta}\left[\frac{1}{\sqrt{\alpha}}\,e^{\alpha t}\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} - \int_0^{\sqrt{\alpha t}} e^{-u^2}\,du\right) - \frac{1}{\sqrt{\beta}}\,e^{\beta t}.\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} - \int_0^{\sqrt{\beta t}} e^{-v^2}\,dv\right)\right]\right\} \quad (12)$$

$$V = \frac{C}{A}\left\{1 + \frac{AB}{\alpha-\beta}\left[\frac{\sqrt{\pi}}{\alpha}\,e^{\alpha t}\left(1 - \operatorname{erf}\sqrt{\alpha t}\right) - \frac{\sqrt{\pi}}{\beta}\,e^{\beta t}\left(1 - \operatorname{erf}\sqrt{\beta t}\right)\right]\right\}. \quad (13)$$

Wielkości αt i βt rosną w tym przypadku bardzo prędko i osiągają wartości 1 po ułamkach milisekund. Dlatego funkcje $e^{(\alpha,\beta)t}$ $(1-\operatorname{erf}\sqrt{(\alpha,\beta)t}$ można zastąpić przez $1/\sqrt{\pi\alpha\beta}$. Wówczas, po podstawieniu A,B,C i uporządkowaniu otrzymamy:

$$V = \frac{2\,(c - c_w)g}{9\mu}\,R^2\left(1 - \frac{9\,\mu\;9\,\sqrt{\nu}\,c}{(c + 2\,c_w)^2\,R\sqrt{\pi}\,\alpha\beta\,\sqrt{t}}\right),$$

$$V = V_0\left(1 - \frac{3.3.10^{-6}}{\sqrt{t}}\right).$$

Zatem już po 10^{-4} s prędkość wtrącenia nie odbiega od określonej równaniem Stokesa. Rozwiązanie dla wtrąceń o gęstości powyżej 4,7 g/cm^3 jest bardziej złożone, a uzyskiwany wynik jakościowo nie odbiega od przytoczonego.

Brak poślizgu w objętości i na powierzchni wtrącenia

Warunek ten wynika z podstawowych założeń dynamiki strumienia. Poślizg w obrębie samego wtrącenia możliwy jest jedynie dla wtrąceń ciekłych i omówiony będzie przy wypływaniu tych wtrąceń, na granicy natomiast może on wystąpić w przypadku dobrej zwilżalności powierzchni. Zmniejsza on ogólny opór cząstki o wyrażenie $R + 2\mu/kR + 3\mu$ [4]; k jest współczynnikiem tarcia na powierzchni granicznej. Przy $kR \to 0$ opór maleje do 2/3 a szybkość wypływania może wzrosnąć o 50% w stosunku do określonej równaniem Stokesa. Dla cząstek o małym promieniu, wpółczynnik oporu został określony przez Tołstoja [7] jako $k = \mu/\varepsilon$,

gdzie:

$$\varepsilon = s\left[\exp\frac{\alpha_A(W_k - W_a)}{k\,T} - 1\right], \quad (15)$$

s, A i α są stałymi, charakteryzującymi układ, wyznaczanymi doświadczalnie, W_k i W_a - odpowiednio pracą kohezji i adhezji. Siłę oporu możemy zatem określić równaniem:

$$\bar{F} = F\,.\,\frac{R + 2\varepsilon}{R + 3\varepsilon}\,. \quad (16)$$

Dla $\delta \gg R$ można się spodziewać wzrostu prędkości w stosunku do określonej równaniem (8) o 50%, jednak dla przypadku całkowitego braku hamowania wtrąceń jest to nieprawdopodobne, gdyż ich praca kohezji jest na ogół dość znaczna. Efekt poślizgu będzie zatem niewątpliwie znacznie mniejszy niż 50% zwiększenie szybkości. Powinien on uwidaczniać się przede wszystkim dla łatwo zwilżalnych krzemianów żelaza, które w rzeczywistości wcale nie wypływają prędzej niż trudno zwilżalne, np. krzemionka, a zwłaszcza tlenek glinu. Zagadnienie przyspieszania ruchu wtrąceń przez poślizg jest o tyle interesujące, że wiąże szybkość wypływania z właściwościami powierzchni międzyfazowej, a istnienie takich zależności było wielokrotnie sugerowane. Szczegółową analizę tego problemu przedstawiono w pracach [8,9]. W obu publikacjach wykazano, że ze względu na bardzo mały zasięg sił powierzchniowych, ograniczony do kilku promieni atomowych, wpływ ich ogranicza się do wtrąceń o promieniu 10^{-8} m, a więc w praktyce do zarodków wtrąceń. Dla typowych wtrąceń tlenkowych istnienie wyraźnego poślizgu a tym bardziej zwiększenie skutkiem tego prędkości wypływania jest nieprawdopodobne.

Stała prędkość cząstek względem oddalonych elementów cieczy

Zakłócenia cieczy są minimalne już przy $x/R = 6$ [1], gdzie: x jest odległością od środka cząstki.

Wypływanie ciekłych wtrąceń

Stan ciekły wtrącenia powoduje zmianę warunków granicznych na powierzchni. Następuje przemieszczenie się warstw cieczy wewnątrz wtrącenia, przez co szybkość wypływania wzrasta. Jest to wynikiem mniejszego gradientu prędkości w stali a przez to mniejszego rozproszenia energii.

Rybczyński i Adamard [10] wyliczyli bezwzględną prędkość v_o na powierzchni ciekłej cząstki jako:

$$v_o = \frac{\mu}{2} \frac{V_o}{\mu + \mu'} \tag{17}$$

gdzie: μ' jest lepkością wtrącenia. Oczywiście dla $\mu' \gg \mu$ $v_o \rightarrow 0$ tak jak w przypadku stałych wtrąceń. Dla $\mu' \ll \mu$ mamy $v_{o\,max} = V_o/2$. Uwzględniając (17) rozwiązanie równania (2) i (3) stanowi tak zwany wzór Rybczyńskiego - Adamarda:

$$F = 2\pi \mu R V_o \frac{3\mu + \mu'}{\mu + \mu'}. \tag{18}$$

W rzeczywistości lepkość ciekłych wtrąceń niemetalicznych jest znacznie większa niż ciekłej stali i nawet dla cząstek o bardzo wysokiej płynności przekracza 0,5 poise, sięgając do kilku a nawet kilkunastu poise. W takim przypadku równanie (18) staje się identyczne z równaniem Stokesa.

Z większą prędkością mogą praktycznie wypływać jedynie pęcherze gazowe. Ponieważ zagadnienie przyspieszenia wypływania wiąże się z zagadnieniem poślizgu w obrębie granicy faz, celowe staje się zwrócenie uwagi, że równanie Rybczyńskiego sprawdza się w ogóle bardzo rzadko, a dla małych kropel jedynie wówczas, gdy ciecz jest starannie oczyszczona od składników powierzchniowo aktywnych [10]. W przeciwnym razie ulegają one adsorpcji na powierzchni granicznej, przy czym adsorpcja ta jest nierównomierna ze względu na ruch wtrącenia. Na czołowej powierzchni ilość atomów aktywnych powierzchniowo będzie znacznie mniejsza od równowagowej, w tylnej części kropli większa, gdyż ruch wtrącenia będzie je przesuwał do tyłu. Powstanie wtedy gradient napięcia powierzchniowego, będący funkcją położenia elementu kropli. Jeśli położenie to określimy kątem liczonym od powierzchni równikowej kropli, wówczas napięcie powierzchniowe σ wyniesie [10]

$$\sigma_{(\Theta)} = \sigma_{\pi/2} + \int_{\pi/2}^{0} \frac{\partial\sigma}{\partial\Gamma} \cdot \frac{\partial\Gamma}{\partial\Theta} \cdot d\Theta, \tag{19}$$

gdzie Γ jest koncentracją składnika aktywnego powierzchniowo. W wyniku działania napięcia powierzchniowego powstaje siła styczna do powierzchni, usiłująca zapobiec ruchowi cieczy:

$$F_p = \frac{1}{R} \frac{\partial\sigma}{\partial\Gamma} \frac{\partial\Gamma}{\partial\Theta} \tag{20}$$

Uwzględnianie jej prowadzi do zmodyfikowanego równania Rybczyńskiego [10]:

$$F = 2\pi\mu R V_0 \frac{2\mu + 3\mu' + 3\gamma}{\mu + \mu' + \gamma}, \tag{21}$$

w którym uwzględniono działanie składników powierzchniowo aktywnych. Wielkość tego współczynnika zależna jest od czynnika decydującego o osadzeniu składnika na powierzchni kropli a więc dyfuzji poprzez metal, procesu adsorpcji - desorpcji na granicy lub dyfuzji powierzchniowej. W każdym przypadku jego wielkość maleje ze wzrostem promienia cząstki. Dlatego dla $R \to 0, \gamma \to \infty$ równanie przechodzi w równanie Stokesa. Lewicz [10] wykazał jednoznacznie, że dla cząstek kolloidów, którymi są wtrącenia niemetaliczne, obecność składników powierzchniowo aktywnych całkowicie ekiminuje wpływ poślizgu w obrębie kropli. Podobne zjawiska wystąpią także w przypadku cząstek stałych. W tym przypadku także nie należy spodziewać się poślizgu w obrębie warstwy granicznej, a więc zastrzeżenia dotyczące spowodowanych tym czynnikiem odchyłek od równania Stokesa wydają się nieuzasadnione. Ciekła stal w praktyce nigdy nie jest wolna od składników powierzchniowo aktywnych. Takimi składnikami jest szereg stosowanych odtleniaczy a przede wszystkim tlen. Wobec dużo większej lepkości wtrąceń niż stali dodatkowe działanie tego czynnika praktycznie wyklucza możliwość przyspieszonego wypływania ciekłych cząstek w stosunku do wtrąceń stałych.

Wnioski

Przeprowadzona analiza warunków jednoznaczności, dla których wyprowadzono równania Stokesa oraz Rybczyńskiego - Adamarda pozwala stwierdzić, że są one spełnione dla przypadku wypływania wtrąceń niemetalicznych z ciekłej stali. Niezależnie od stanu skupienia wtrącenia będą wypływać z prędkością określoną równaniem Stokesa, w którym jednak należy uwzględnić poprawkę, o ile kształt cząstek odbiega od kulistego.
Tym jedynie można tłumaczyć różnicę wypływania cząstek stałych i ciekłych, jak również korzyść wynikającą z wprowadzenia odtleniacza, dającego stałe produkty odtleniania (np. Al), przed dającym ciekłe wtrącenia (np. MnSi). Procesy koagulacji w ośrodku zawiesiny stałej dają w efekcie duże wtrącenia, lecz o nieregularnych kształtach, a zatem o wysokim współczynniku dynamicznym (np. dla przypominających dendryty Al_2O_3) skupisk wtrąceń. Ciekłe wtrącenia zawsze pozostają kuliste, nawet jeżeli w procesie wypływania w wyniku zderzeń, wchłoną stałe cząstki o złożonych kształtach.

LITERATURA

1. Fortrait A.: Mêcanique des suspension. Masson et Cte Ed, Paris 1967.
2. Fuks N.A.: Miechanika aerozolej. Izd. AN SSSR, 1955.
3. Davies C.N.: Proc. Inst. Mech. Engrs. IB 185, 1952.
4. Iyengar R.K., Philbrook W.O.: Motion of droplete ts and inclusion in liquid steel (w zbiorze Kinetics of Metall. Processes in Steelmaking) Verlag Stahleisen MBH Düsseldorf.
5. Oseen C.W.: Neue Methoden und Ergebnisse in der Hydrodynamic. Leipzig 1927, wg [1,2].
6. Goldmith H.L., Mason S.J.: J. Colloid Sci 17, 5, 1962, 448.
7. Tołstoj D.: Dokł. AN SSSR 85, 1952, 1089.
8. Kozakewitch P., Olette P.: Rev. Metall. 10, 1970, 10.
9. Kilmow V., Iszimow P.: IzWUZ Cz. Mietałł. 10, 1970, 10.
10. Lewich V.: Physicochemical Hydrodynamics, Prentice - Hall, New York 1962.

АНАЛИЗ ПРИГОДНОСТИ УРАВНЕНИЯ СТОКСА ДЛЯ ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССА ВЫТЕКАНИЯ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ВКЛЮЧЕНИЙ ИЗ ЖИДКОЙ СТАЛИ

Р е з ю м е

В работе даётся анализ условий однозначности и показана пригодность уравнения Стокса и Рыбчинского-Адамарда для описания процесса вытекания неметаллических включений из жидкой стали.
Описываются также процессы коагуляции в среде твердой сунспензии.

AN ANALYSIS OF THE USABILITY OF STOKES EQUATION FOR THE DESCRIPTION OF THE PROCESS OF OUTFLOWING OF NON-METALLIC INCLUSIONS FROM THE LIQUID STEEL

S u m m a r y

An analysis of univocal conditions has been presented in the elaboration and the usability of Stokes equation and Rybczyński-Adamard's equation for the description of the process of outflowing of non-metallic inclusions from the liquid steel has been shown. The processes of coagulation in the suspended solid medium have also been discussed.