становится сравнимым с ее величиной.

Из приведенной работы следует, что для повышения точности из-
мерения давления в устройствах для синтеза сверхтвердых материалов
при использовании в качестве репера давления PbSe, необходимо
учитывать влияние исходной температуры деталей устройства на давле-
ние фазового перехода.

Литература

I. Верещагин Л.Ф.,Семерчан А.А.,Кузин Н.Н.,Садков Ю.А. -ДАН СССР, 1970, 191, 3.
2. Семерчан А.А.,Кузин Н.Н.,Дроздова Л.Н.,Верещагин Л.Ф.-ДАН СССР, 1963, 152, 5.
3. Прихна А.И.,Боримский А.И.-Синтетические алмазы, 1974, вып.3.
4. Бутузов В.П.,Гоникберг М.Г.,Смирнов С.П. -ДАН СССР, 1953, 89, 651.
5. Руманс К. Структурные исследования некоторых окислов и других халькогенидов при нормальных и высоких давлениях, М.,"Мир", 1969.
6. Мосс Т.,Баррел Г.,Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника, М.,"Мир", 1976.

СФЕРОИДИЗАЦИЯ ЧАСТИЦ ТУГОПЛАВКИХ МАТЕРИАЛОВ В ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ*)

В.И.Гороховский, Е.В.Столяров, А.Л.Ветров

Термическая плазма применяется в металлургии для получения сферических порошков тугоплавких материалов. Особое внимание при этом уделяется разработке методов, позволяющих сфероидизовать частицы диаметром свыше 150 мкм. В ряде случаев / I / такие порош- ки должны иметь определенную степень сферичности, заданный радиус проплавления, высокую абразивную способность и прочность зерен порошков, а также характеризоваться отсутствием внутренних и внешних дефектов.

При исследовании сфероидизации крупных фракций (диаметром свыше 150 мкм) порошков тугоплавких материалов в плазме электроду- гового плазмотрона в качестве генератора низкотемпературной плазм

*) Научный руководитель работы канд.техн.наук В.П.Бондаренко.

был использован электродуговой плазмотрон (рис.I) с водоохлажда- емой межэлектродной вставкой 3 из высокотемпературной керамики.

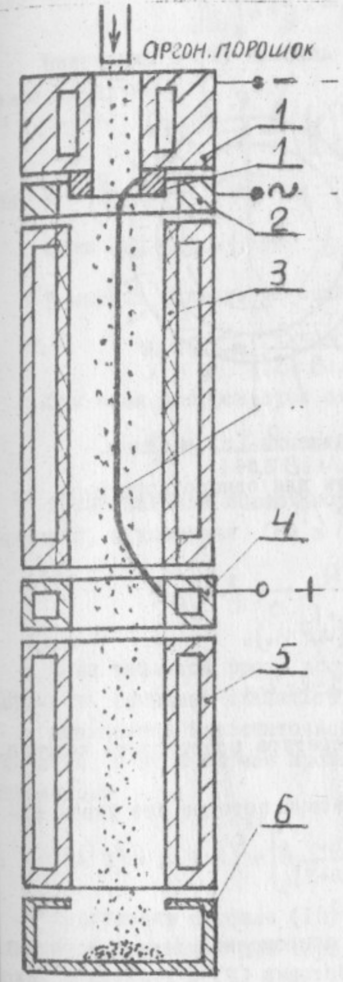

Рис.I. Схема экспериментальной установки.

Поджиг плазмотрона осуществлялся пу- тем закорачивания межэлектродного промежутка факелом вспомогательной дуги, зажигаемой осциллятором между полым водоохлаждаемым катодом I и диафрагмой 2. Длина дуги ℓ_g =120мм. Закалочное устройство 5 представля- ло полый водоохлаждаемый цилиндр из нержавеющей стали, расположенный соосно каналу плазмотрона после мед- ного водоохлаждаемого анода 4. Обра- батываемый материал, подаваемый из бункера-дозатора вместе с потоком плазмообразующего газа, последова- тельно проходит полый катод, диафра- гму, межэлектродную вставку, анод, закалочное устройство и собирается в поддоне 6.

Для оценки влияния различных факторов на процесс сфероидизации был проведен теоретический анализ теплового взаимодействия между час - тицей порошка и плазмой. Прежде все- го необходимо определить время нагре- ва и оплавления частицы в плазме. Это наиболее просто решается с помощью интегрального метода решения уравне- ния нестационарной теплопроводности, развитого в работе / 3 / и применен- ного к задачам теплового взаимодейст- вия плазмы с твердым телом в работе / 4 /. Уравнение теплопроводности формально интегрируется в областях теплового взаимодействия с учетом граничных условий. Полученные при этом интегралы находятся путем аппроксимации температурных про- филей в рассматриваемых областях полиномами, удовлетворяющими соот- ветствующим граничным условиям.

На рис.2,а показана схема прогрева сферической частицы до начала ее плавления.

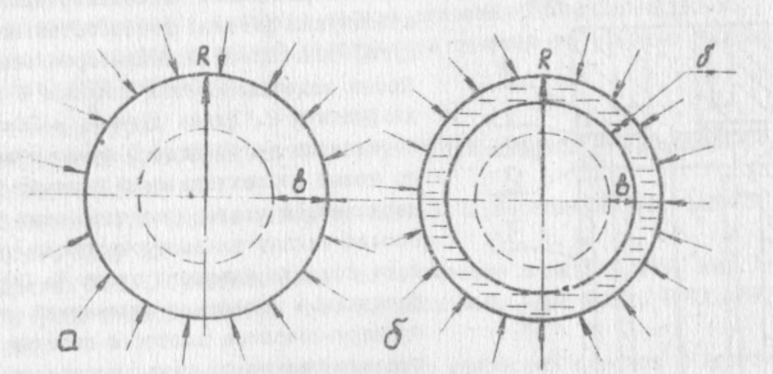

Рис.2. Схема нагрева (а) и оплавления (б) частицы.

Запишем уравнение теплопроводности для однородного шара с граничными условиями третьего рода / 2 /:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a_r \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}; \tag{I}$$

$$\left.\frac{\partial u}{\partial y}\right|_{y=0} + \frac{u(0,t)}{R} = -\frac{Bi\,Nu}{2R}(u_r - u_0), \tag{2}$$

где R – радиус частицы; r – радиус, $y = R - r$,

$u = (R-y)T$, $u_r = RT_r$, $u_0 = RT_0$

T_r – температура плазмы, T_0 – температура поверхности частицы, $Bi = \frac{\lambda_r}{\lambda_T}$ число Био.

Теплообмен сферического тела с газовым потоком без учета излучения определяется уравнением / 2 /:

$$Nu = 2 + 0.6\, Pr^{1/3} Re^{1/2}. \tag{3}$$

До начала плавления профиль $u(y)$ аппроксимируется квадратным полиномом, удовлетворяющим граничному условию (2) и граничным условиям $T = 0$, $\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=b} = 0$ при $y = b$

$$u(y) = \frac{Bi\,Nu\,u_r (y-b)^2}{2\left[2 - (1-0{,}5\,Bi\,Nu)\frac{b}{R}\right] bR}. \tag{4}$$

Проинтегрируем уравнение теплопроводности в пределах от $0 \leqslant y \leqslant b$:

$$\frac{d}{dt}\int_0^b u\,dy = -a_r \left.\frac{\partial u}{\partial y}\right|_{y=0}. \tag{5}$$

Подставив в (5) профиль $u(y)$ (4) и решая полученное уравнение, получим

$$\frac{6a_r t}{\tilde{R}^2} = \frac{1}{2}\left(\frac{b}{\tilde{R}}\right)^2 - 2\frac{b}{\tilde{R}} - 4\ln\left(1 - \frac{b}{2\tilde{R}}\right), \tag{6}$$

где $\tilde{R} = \frac{R}{1-0{,}5\,Bi\,Nu}$, причем $0{,}5\,Bi\,Nu \neq 1$.

Если $0{,}5\,Bi\,Nu = 1$, то $b = \sqrt{6a_r t}$.

В момент оплавления поверхности

$$u_n = RT_n = \frac{Bi\,Nu\,b_n}{(2 - Bi\,Nu)(2 - b_n/\tilde{R})\tilde{R}}\,u_r. \tag{7}$$

При этом прогревается слой толщиной

$$b_n = \frac{2R}{1 + 0{,}5\,Bi\,Nu(T_r/T_n - 1)}. \tag{8}$$

Время нагрева поверхности частицы до температуры плавления получаем, подставляя (8) в (6). Для случая $b \ll \tilde{R}$

$$t_n = \frac{2}{3}\,\frac{R^2}{a_r\left[1 + 0{,}5\,Bi\,Nu\left(\frac{T_r}{T_n} - 1\right)\right]^2}. \tag{9}$$

Если тепловой фронт достигает центра частицы раньше, чем поверхность начинает плавиться, квадратичная аппроксимация профиля становится недостаточной для удовлетворения всем граничным условиям. В этом случае профиль $u(y)$ аппроксимируется кубическим полиномом:

$$u(y) = A(y-R)^3 + \left[A\frac{1+0{,}5\,Bi\,Nu}{(2+0{,}5\,Bi\,Nu)R} - \frac{Bi\,Nu\,u_r}{2(2+0{,}5\,Bi\,Nu)R^3}\right](y-R)^3. \tag{I0}$$

Подставляя профиль (I0) в интегральное уравнение, получаем следующее уравнение для определения коэффициента :

$$\frac{dA}{dt} + \frac{12a_r}{R^2}\left(\frac{1-0{,}5\,Bi\,Nu}{5+0{,}5\,Bi\,Nu}\right)A = -\frac{18a_r}{R^2}\,\frac{Bi\,Nu}{5+0{,}5\,Bi\,Nu}\,u_r. \tag{II}$$

Решая уравнение (II) с начальным условием

$$A(0) = \frac{Bi\,Nu}{2(1+0{,}5\,Bi\,Nu)R^2}\,u_r,$$

получаем

$$A(t)=\frac{Bi\,Nu\,U_г}{R^2}\left[\frac{1}{2(1+0{,}5\,Bi\,Nu)}-\frac{18\,a_т t}{(5+0{,}5\,Bi\,Nu)\,R^2}\right]\times$$

$$\times\exp\left\{-\left[\frac{12(1-0{,}5\,Bi\,Nu)}{5+0{,}5\,Bi\,Nu}\right]\frac{a_т t}{R^2}\right\}. \qquad (I2)$$

Подставляя выражение $A(t)$ из (I2) в уравнение (I0), получим зависимость распределения температуры от времени, начиная с моме та достижения тепловым фронтом центра частицы.

Аналогично решается задача о проплавлении сферической час цы (рис.2,б). Для оценки скорости проплавления в начале процес когда температура поверхности близка к $T_п$, можно считать тепл вой поток в частицу постоянным. Ограничимся также случаем $b_н/R$.

Уравнение теплопроводности интегрируется в области $\delta < y \leq \delta$ профиль $u(y)$ аппроксимируется полиномом

$$u=u_п\frac{(y-\delta-b)^2}{b^2}, \qquad (I3)$$

где $u_п=T_п(R-\delta)$

В результате получается уравнение

$$\frac{1}{3}\frac{db}{dt}+\left[1-\frac{b}{3(R-\delta)}\right]\frac{d\delta}{dt}=\frac{2a_т}{b}. \qquad (I4)$$

В зоне $0 \leq y \leq b$ профиль $u(y)$ аппроксимируется формулой

$$u-u_п=(u_0-u_п)\left(1-\frac{y^2}{\delta^2}\right)-\delta\left(\frac{qR}{\lambda_ж}+\frac{u_0}{R}\right)\frac{y}{\delta}\left(1-\frac{y}{\delta}\right). \qquad (I5)$$

После подстановки профиля (I5) в интегральное уравнение (получаем

$$\left[\frac{2}{3}(u_0-u_{оп})\left(1-\frac{\delta}{2R}\right)-\frac{1}{3}\frac{qR\delta}{\lambda_ж}\right]\frac{d\delta}{dt}+\frac{2}{3}\delta\left(1-\frac{\delta}{4R}\right)\frac{du_0}{dt}=2a_ж\left[\frac{qR}{\lambda_ж}-\left(1-\frac{\delta}{R}\right)\frac{u_0-u_{оп}}{\delta}\right] \qquad (I6)$$

где $u_{оп}=T_п R$.

Уравнением, замыкающим эту систему, будет условие сопряже тепловых потоков на границе раздела $y=\delta$, где следует учит скрытую теплоту плавления $r_п$.

$$\left(1-\frac{\delta}{R}\right)r_п\rho_т\frac{d\delta}{dt}=\lambda_ж\left[\frac{2}{\delta}\frac{u_0-u_{оп}}{R}\left(1-\frac{\delta}{2R}\right)-\frac{q}{\lambda_ж}\right]-\lambda_т\frac{2u_{оп}}{Rb}\left(1-\frac{b}{2R}-\frac{\delta}{R}\right). \qquad (I7)$$

Из системы уравнений (I4), (I6), (I7), учитывая, что при $t=0$ $\delta=0$, $u_0=u_{оп}$, $b=b_н$, где $u_{оп}=RT_п$, $b_н$, определяется из (8) при $t=t_н$ (9), получаем

$$\frac{dT_0}{dt}\approx\frac{q^2}{\lambda_ж r_п\rho_т};\quad \frac{d\delta}{dt}=\frac{q}{r_п\rho_т}; \qquad (I8)$$

$$\frac{db}{dt}=\frac{3a_т}{R}\left[1+0{,}5\,Bi\,Nu\left(\frac{T_г}{T_п}-1\right)\right]-\frac{1+1{,}5\,Bi\,Nu\left(\frac{T_г}{T_п}-1\right)}{1+0{,}5\,Bi\,Nu\left(\frac{T_г}{T_п}-1\right)}\frac{q}{r_п\rho_т}.$$

Пользуясь оценкой (I8), можно определить глубину проплавления частицы при данном тепловом взаимодействии между плазмой и частицей:

$$\delta_{пред}=\frac{\lambda_г Nu\,T_г-T_п}{2r_п\rho_т R}(t_т-t_н), \qquad (I9)$$

где $t_т$ – время нахождения частицы в высокотемпературной зоне.

Задаваясь исходной несферичностью порошка $\delta_0=0{,}5(d_{max}-d_{min})$, где d_{max}, d_{min} – соответственно максимальный и минимальный размеры исходного зерна, из уравнения

$$\delta_0=\delta_{пред}, \qquad (20)$$

где $\delta_{пред}$ определяется по формуле (I9), можно подобрать параметры теплового взаимодействия, обеспечивающие сфероидизацию частиц порошка. Наоборот, задаваясь параметрами теплового взаимодействия, можно из уравнений (I9), (20) оценить предельно допустимую исходную несферичность частиц. Таким образом, уравнение (20) можно рассматривать как критерий сфероидизации крупных фракций порошков тугоплавких материалов в термической плазме.

Расчет величин $\delta_{пред}$, $t_н$ по полученным формулам для частицы окиси циркония диаметром 300 мкм при $Nu=10$, температуре аргоновой плазмы $T_г=10^4$ К и $t_т=0{,}5\cdot10^{-2}$ сек, дал $\delta_{пред}=30$ мкм, $t_н=0{,}2\cdot10^{-2}$сек.

Для исследования сфероидизации частиц в плазме дугового разряда в качестве исходного материала использовалась крупка из окиси циркония, стабилизированная окисью иттрия (рис.3).

С целью определения влияния размера исходного материала плазменной обработке подвергались 4 партии частиц порошка с размерами исходного зерна: I) $d \leq 0{,}1$ мм; 2) $0{,}28 \leq d \leq 0{,}32$мм; 3) $0{,}32 \leq d < 0{,}4$мм;

4) $0,4 \leq d \leq 1,00$ мм. Мощность плазмотрона составляла 25 квт, плазмообразующим и транспортирующим газом служил аргон. Стабильна работа плазмотрона с керамической межэлектродной вставкой при ма лых расходах газа ($G \approx 0,01$ г/сек) позволила увеличить время пребывания частицы в зоне высоких температур вплоть до времени, сравнимого со временем свободного падения частиц порошка (для частиц с размерами $d \geq 0,2$ мм).

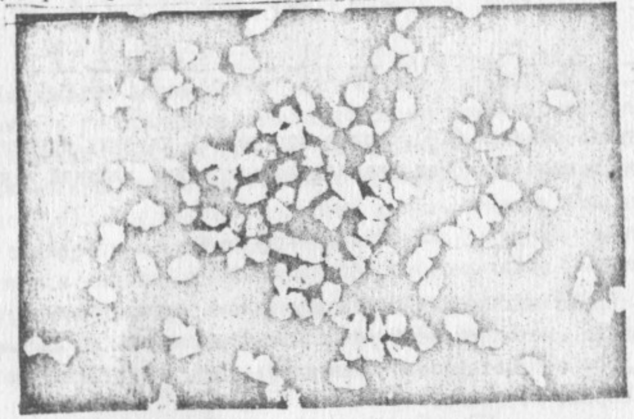

Рис.3. Частицы окиси циркония до обработки в плазме.

Частицы порошка после плазменной обработки представлены рис.4 а, б.

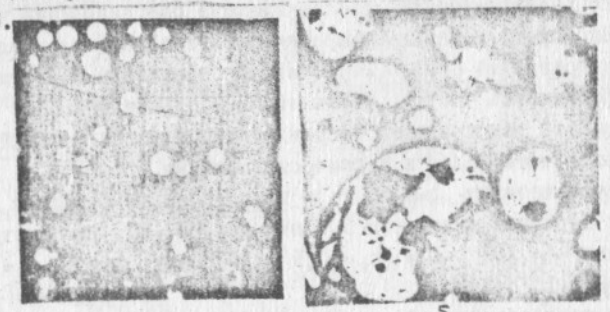

Рис.4. Частицы окиси циркония после плазменной обработки: а) партия №2; б) партия №4.

Ситовой анализ обработанного материала (партии №2-4) показ что уменьшение размера частиц составило от 30 до 50% соответств но для максимального и минимального размера частиц в каждой пар Степень сферичности, достигнутая в результате плазменной обрабо

резко уменьшается с ростом диаметра исходного зерна. Так, частицы партии №1 полностью сфероидизовались, частицы партии №2 (рис.4,а) также близки к сферам. Частицы партий №3 и 4 (рис.4, б) овализовались, но отношение максимального размера к минимальному значительно отличалось от частиц партии №1.

Для исследования микроструктуры были сделаны шлифы отдельных частиц, прошедших плазменную обработку. На рис.5 показан шлиф частицы размером 300 мкм после плазменной обработки. Толщина проплавленного слоя составляла 35 мкм. Достигнутое удовлетворительное согласие расчетных данных с экспериментальными результатами указывает на приемлемость сделанных допущений, несмотря на содержащиеся в теории существенные источники погрешностей (например, неточность в определении теплофизических свойств порошка, хотя эти параметры могут существенно зависеть от температуры, допущение об однородности распределения температуры, скорости газа и массы материала по сечению цилиндрического канала).

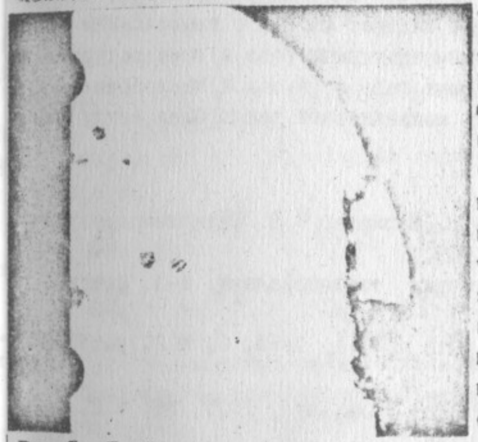

Рис.5. Шлиф частицы размером 300 мкм, прошедший плазменную обработку.

Исследование микроструктуры сфероидизированных частиц показало почти полное заплавление мелких пор внутри проплавленного слоя. Вместе с тем поверхность частиц оказалась покрытой сеткой микротрещин, что, по-видимому, связано с высокой скоростью охлаждения частиц в закалочном устройстве.

На основе полученных результатов можно сделать вывод, что основными факторами, влияющими на степень сфероидизации, изменение гранулометрического состава порошка и структуру сфероидизированных частиц, являются отклонения от сферичности частиц исходного порошка, интенсивность теплового взаимодействия между частицей и плазмой, время нахождения частицы в высокотемпературной зоне и скорость охлаждения частиц в закалочном устройстве.

Нагрев частицы в канале плазмотрона следует производить до температуры плавления порошка, так как в противном случае возникают трудности, связанные с залипанием канала плазмотрона. Дальнейший нагрев нужно производить в факеле плазмотрона за выходным соплом-анодом. Вместе с тем, как показано выше, время нагрева крупных фракций частиц тугоплавких материалов оказывается одного порядка с временем проплавления. Такое время удержания частиц в зоне горения электрической дуги может быть обеспечено только применением плазмотронов с межэлектродными вставками при вводе частиц непосредственно в канал плазмотрона.

На основе оценок (9), (I9) можно сделать вывод о том, что дл[я] увеличения глубины проплавления следует наряду с увеличением врем[е]ни нахождения частиц в высокотемпературной зоне и температуры пла[з]мы использовать плазмообразующие газа с высокой теплопроводностью, а также интенсифицировать конвективный теплообмен между плаз[]мой и обрабатываемой частицей.

Литература

I. Краснов А.Н.,Зильберберг В.Г.,Шаривкер С.D. Низкотемпературная плазма в металлургии, М.,I969.

2. Кутателадзе С.С., Основы теории теплопередачи. М-Л, Машгиз, I957.

3. Goodman T.R. Trans. of the ASME, I958, 8, № 2, p.335-34[]

4. Урюков Б.А. Изв.СО АН СССР, сер.техн.наук, I975, №8, в.2.

О СИЛОВЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЯХ В ПЛАЗМЕ НИЗКОЙ ПРОВОДИМОСТИ

В.И.Гороховский

В связи со значительным интересом к проблеме использования сильноточных электрических разрядов в плотных средах для техноло[]гической обработки материалов в настоящей работе предпринято тео[]ретическое рассмотрение устойчивости электрических разрядов в пл[аз]ме низкой проводимости.

В работе / I / была рассмотрена устойчивость цилиндрическог[о] шнура плазмы низкой проводимости в вакууме. В настоящей работе р[ас]сматривается случай, когда средой, окружающей шнур плазмы,являет[ся] жидкость конечной плотности, ограниченная непроводящим кожухом.Т[ак] как в / I /, предполагается, что по плазменному шнуру течет про[]дольный ток с плотностью $\vec{j}_0 = (0,\ 0,\ j_0)$, а проводимость

плазменного шнура постоянна по его сечению. Кроме того, пренебрегается температурными неоднородностями, вязкостью и сжимаемостью как внутри, так и снаружи плазменного цилиндра. В этих предположениях система уравнений магнитной гидродинамики (для возмущений) записывается в виде

$$\begin{aligned} &div\,\vec{v}=0,\quad \rho\frac{d\vec{v}^{\,i}}{dt} = -\nabla p^i + [\vec{j}\times\vec{B}^i],\\ &rot\,\vec{B}^i = \mu\vec{j},\quad \Delta\vec{B}=0, \qquad\qquad (I)\\ &rot\,\vec{B}^e_e = 0,\quad \rho\frac{d\vec{v}^{\,e}}{dt} = \nabla p^e, \end{aligned}$$

где индексы i и e относятся соответственно к величинам внутри и вне проводящей зоны.

Выражения для равновесных значений гидродинамических величин имеют вид

$$\begin{aligned} &p_0^i = \mu j_0^2\left(\frac{r_0^2}{4} - \frac{r^2}{4}\right) + p_0,\quad \vec{B}_0^i = \left(0, \frac{\mu j_0 r}{2}, B_0\right),\\ &\vec{B}_0^e = \left(0, \frac{\mu j_0 r_0^2}{2r}, B_0\right),\quad p_0^e = p_0, \qquad\qquad (2) \end{aligned}$$

где r_0 - равновесный радиус плазменного цилиндра.

Предполагая зависимость возмущенных величин от координат и времени в виде $f(r)exp(\omega t + im\varphi + ikz)$, рассмотрим вначале неустойчивости с $m \geq I$.

Решая МГД - систему (I), получим:

$$\begin{aligned} &j_\varphi = c_1\frac{im}{r}I_m(kr),\quad j_z = c_1 ik I_m(kr),\quad j_r = c_1 k I'(kr),\\ &B^i_\varphi = c_2\frac{m}{kr}I_m(kr) + c_1\mu i r I'_m(kr),\quad B^i_z = c_2 I_m(kr),\\ &p^i = c_3 I_m(kr) - c_1 i\mu j_0 r I'_m(kr),\\ &v^i_r = c_1\frac{i\mu j_0}{\omega\rho}\left[I''_m(kr)kr + I_m(kr)\left(\frac{m\tilde{B}_0}{r} - \frac{kr}{2}\right)\right] - \qquad (3)\\ &\qquad - c_2\frac{m j_0}{\omega\rho kr}I_m(kr) - c_3\frac{k}{\omega\rho}I'_m(kr),\\ &B^e_z = c_6 K_m(kr),\quad p^e = c_4 I_m(kr) + c_5 K_m(kr), \end{aligned}$$

где $\tilde{B}_0 = \frac{B_0}{\mu j_0}$; $I_m(x), K_m(x)$ - модифицированные функции Бесселя. В приведенных решениях уже учтена ограниченность всех функций при $r = 0$. Условие равенства нулю нормальной компоненты скорости жидкости на границе с непроводящим кожухом (при $r = R$) дает