

Федеральное агентство научных организаций

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ МЕХАНИКИ
ИМ. С.А. ХРИСТИАНОВИЧА СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
(ИТПМ СО РАН)

УДК 621.793:533.9.669.056.9:535.233.52

№ госрегистрации 01201057898

Инв. № 18/17

УТВЕРЖДАЮ

Директор ИТПМ СО РАН

чл.-корр. РАН

А.Н. Шиплюк

«29» декабря 2016 г.



ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОЛУЧЕНИЯ ПЕРСПЕКТИВНЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ
И МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКИХ ПОРОШКОВ, ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ
ПОКРЫТИЙ И ГЕТЕРОГЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЯ
В ИННОВАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ
(заключительный)

Номер проекта в ИСГЗ ФАНО 0323-2014-0017

Приоритетное направление III.23. Механика деформирования и разрушения материалов, сред, изделий, конструкций, сооружений и триботехнических систем при механических нагрузках, воздействии физических полей и химически активных сред

Программа ФНИ СО РАН III.23.4. Механика гетерогенных, композитных сред и технологии на их основе





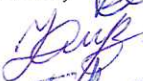


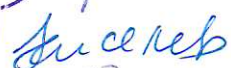





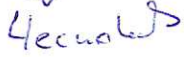


Протокол Ученого совета ИТПМ СО РАН
№ 12 от 01.12.2016

Руководитель проекта
д.т.н.

О.П. Солоненко

Новосибирск 2016

Список исполнителей

1. Солоненко Олег Павлович – зав. лаб. № 2, д.т.н., профессор – руководитель проекта, ответственный исполнитель блока 1 “Полюе микросферические керамические и металлокерамические порошки и плазменные покрытия”; 
2. Косарев Владимир Федорович – зав. лаб. № 6, д.ф.-м.н. – ответственный исполнитель проекта блока 2 “Холодное газодинамическое напыление (ХГН)”; 
3. Баев Владимир Константинович – г.н.с., д.т.н., профессор – ответственный исполнитель проекта блока 3 “Поведение хорошо проницаемых пористых материалов в инновационных энергопреобразующих устройствах”; 
4. Клинков Сергей Владимирович – в.н.с., д.ф.-м.н., чл.-корр РАН; 
5. Киселев Сергей Петрович – в.н.с., д.ф.-м.н., профессор; 
6. Меламед Борис Михайлович – с.н.с., к.т.н.; 
7. Зайковский Виктор Нестерович – с.н.с., к.т.н.; 
8. Киселев Владимир Петрович – н.с., к.ф.-м.н.; 
9. Смирнов Андрей Владимирович – с.н.с., к.ф.-м.н.; 
10. Бажайкин Александр Николаевич – с.н.с., к.т.н.; 
11. Головин Алексей Александрович – н.с., к.т.н.; 
12. Гуляев Игорь Павлович – н.с., к.ф.-м.н.; 
13. Бледнов Виталий Александрович – м.н.с., к.т.н.; 
14. Чесноков Антон Евгеньевич – м.н.с., к.т.н.; 
15. Ряшин Николай Сергеевич – м.н.с.; 
16. Шикалов Владислав Сергеевич – старший лаборант с высшим образованием. 

Реферат

Итоговый отчет: 3 части, 230 стр., 184 рис., 13 табл.

Дата начала и окончания НИР: 2013-2016 гг.

Ключевые слова и словосочетания: керамика, металлокерамика, агломерированная частица, порошок, покрытие, подложка, газотермическое, плазменное, холодное газодинамическое, напыление, структура, сверхзвуковое сопло, пористость, ячеисто-пористый материал, СВС - материал, проницаемость, энергопреобразование, горение, излучение

Цели Проекта: разработка инженерно-физических основ синтеза перспективных керамических и металлокерамических порошков, гетерогенных СВС–материалов, нанесения керамических и металлокерамических покрытий газотермическим, а также металлических и металлокерамических – методом ХГН, и их применения в инновационных технологиях.

Краткая характеристика важнейших результатов: проект состоит из трех блоков. В течение 2013-2016 гг. в рамках **блока 1** "Полые микросферические керамические и металлокерамические порошки и плазменные покрытия" *впервые*: 1) развиты и апробированы инженерно-физические основы, позволяющие в критериальном виде формулировать требования к режиму плазменной обработки пористых агломерированных порошков для получения полых микросфер требуемого размера и толщины оболочки; 2) на примере детонационно-газового напыления порошков $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ экспериментально подтверждено существенное преимущество полых порошков для нанесения покрытий (уменьшение пористости на порядок, кратное повышение коэффициента использования порошка) по сравнению с обычно используемыми плотными порошками; 3) развиты инженерно-физические основы, разработан программный код и выполнены вычислительные эксперименты по формированию керметных покрытий из широко используемого в технологии порошка WC-12%Co и оценке их пористости и шероховатости для заданной пористости и объемной доле карбидных включений; 4) синтезированы как плотные, так пористые СВС порошки TiC-n%об.NiCr ($n=30, 40, 50$) фракции 20-90 мкм, выполнено сравнение их микроструктуры и свойств с коммерческим порошком Cr_3C_2 -21%об.NiCr (Praxair, США) аналогичной фракции, широко используемого при газотермическом напылении; Показано, что износостойкость детонационных покрытий из синтезированного в свободном режиме горения порошка TiC-30%об.NiCr, измеренная по стандарту ASTM G65, на 25% превосходит износостойкость детонационных покрытий, полученных, при прочих равных условиях, из указанного коммерческого порошка Cr_3C_2 -21%об.NiCr. В рамках **блока 2** "Холодное газодинамическое напыление (ХГН)" *впервые*: 1) предложен способ нанесения ХГН покрытий на внутреннюю поверхность труб радиальным сверхзвуковым соплом, экспериментально и численно показана перспективность такого способа нанесения покрытий на внутреннюю поверхность труб малого

диаметра ($45 \text{ мм} \leq d_{in} \leq 100 \text{ мм}$); 2) экспериментально исследована зависимость коэффициента напыления и формы профиля одиночной дорожки от скорости перемещения сопла; 3) с использованием преобразование Фурье построена и опробована модель, позволяющая находить оптимальные шаги сканирования, при которых волнистость покрытия минимальна; 4) экспериментально изучено образование покрытия при ХГН за маской с поперечным размером 0,3 – 1 мм, разработана инженерно-физическая модель формирования покрытия за маской с учетом распределения частиц по углу движения в струе и проведены расчеты, результаты которых согласуются с результатами экспериментов; 5) методом молекулярной динамики: решена задача о соударении медных наночастиц с преградой с учетом окисной пленки и найдены критерии ее закрепления на преграде; исследован и выяснен механизм синтеза интерметаллида Ti – Al из бинарной системы монокристаллов Ti и Al; показана возможность синтеза интерметаллида Ti – Al в алюминиевом ХГН покрытии на титане. В рамках **блока 3** "Поведение хорошо проницаемых пористых материалов в инновационных энергопреобразующих устройствах" за отчетный период: разработана и обоснована **концепция** энергопреобразующих устройств, основанных на: 1) стабилизации пламени на встречных струях и проницаемых преградах; термическом воздействии на элементы конструкции; 2) организации горения и газификации различных видов топлив в проницаемых элементах и контрнаправленных потоках; 3) струйном приводе проницаемых роторов; 4) использовании постоянных магнитов в машинах с проницаемыми роторами.

Содержание

| Наименование разделов | стр. |
|--|------|
| Введение | 7 |
| Блок 1 - Полые микросферические керамические и металлокерамические порошки и плазменные покрытия | 9 |
| 1.1. Полые микросферические порошки для газотермического напыления | 9 |
| 1.1.1. Критериальные условия формирования полых микросфер при плазменной обработке агломерированных частиц | 9 |
| 1.1.2. Эффект термического расширения полых частиц ZrO_2 в плазменной струе | 18 |
| 1.1.3. Соударение полых капель с твердой основой | 29 |
| 1.1.4. Плазменный синтез микросферического полого порошка $\alpha-Al_2O_3$ и его применение для детонационного напыления высокоплотных покрытий | 40 |
| 1.2. Синтез металлокерамических порошков TiC-NiCr и их применение для газотермического нанесения трибологических покрытий | 44 |
| 1.2.1. Разработка теоретических основ формирования металлокерамических сплэтов в зависимости от КФП, пористости частиц и объемного содержания ультрадисперсных карбидных включений | 45 |
| 1.2.2. Вычислительная технология для моделирования формирования металлокерамических покрытий методом Монте-Карло | 53 |

| | |
|---|-----|
| 1.2.3. Компьютерная оптимизация обработки металлокерамических покрытий импульсными потоками энергии | 63 |
| 1.2.4. СВ-синтез металлокерамических порошков TiC-NiCr и их применение для газотермического нанесения износостойких покрытий | 67 |
| 1.2.4.1. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез композиционных порошков TiC-NiCr с многомасштабной внутренней структурой | 67 |
| 1.2.4.2. Детонационное напыление металлокерамических порошков TiC - NiCr | 72 |
| 1.2.5. Расчетно-экспериментальное исследование по оптимизации газодинамического насадка к плазматрону для защиты истекающей струи | 74 |
| 1.3. In-situ карботермическое восстановление металлических порошков в плазменных струях | 82 |
| 1.3.1. Эффективная теплопроводность и теплоемкость пористых гетерогенных компактов | 83 |
| 1.3.2. In-situ неравновесное карботермическое восстановление магния при обработке агломерированных частиц "оксид магния - углерод" в плазменной струе | 86 |
| 1.4. Список использованных источников к Блоку 1 | 92 |
| Блок 2 - Холодное газодинамическое напыление (ХГН) функциональных покрытий из металлических и металлокерамических порошков | 98 |
| 2.1. Исследование процесса нанесения ХГН покрытий на внутреннюю поверхность труб с использованием сверхзвукового радиального сопла | 98 |
| 2.1.1. Проектирование и изготовление экспериментального сверхзвукового радиального сопла | 98 |
| 2.1.2. Исследование газодинамики радиальной сверхзвуковой струи и её натекания на преграду | 100 |
| 2.1.3. Экспериментальное исследование процесса напыления сверхзвуковым радиальным соплом | 102 |
| 2.1.4. Установление оптимальной конструкции радиального сопла, параметров напыления и размеров напыляемых частиц | 105 |
| 2.2. Исследование зависимости профиля дорожки напыления от геометрических параметров сопла | 107 |
| 2.2.1. Наладка оборудования и отработка методики измерения распределения частиц по концентрации и скоростям на срезе сопел Лавала | 107 |
| 2.2.2. Измерение распределения частиц по скоростям и концентрации в сверхзвуковом потоке и исследование зависимости профиля дорожки напыления от геометрических параметров сопла | 108 |
| 2.2.3. Исследование зависимости профиля покрытия от скорости перемещения сопла | 110 |
| 2.2.4. Моделирование формирования профиля покрытия ХГН с учетом расхода порошка, геометрии сопла и условий сканирования на плоских и цилиндрических подложках, экспериментальная проверка | 114 |

| | |
|---|-----|
| результатов моделирования | |
| 2.3. Экспериментальное исследование особенностей процесса холодного газодинамического напыления через маску | 117 |
| 2.3.1. Проектирование и изготовление экспериментального стенда | 117 |
| 2.3.2. Исследование газодинамики натекания сверхзвуковой струи на маску | 118 |
| 2.3.3. Исследование процесса напыления через маску | 119 |
| 2.3.4. Оптимизация процесса напыления через маску с целью получения рисунка с высоким пространственным разрешением | 122 |
| 2.4. Математическое моделирование физико-механических процессов при ХГН | 124 |
| 2.4.1. Численное моделирование течения газа и ускорения микрочастиц в радиальном сопле в методе ХГН | 124 |
| 2.4.2. Численное моделирование газодинамической структуры течения и ускорения микрочастиц в радиальном сопле в методе ХГН | 124 |
| 2.4.3. Исследование картины течения газа и микрочастиц в сверхзвуковом радиальном сопле при сильной закрутке потока | 126 |
| 2.4.4. Численное моделирование в рамках упругопластической модели соударения с преградой микрочастицы, предварительно разогнанной в радиальном сопле. Выработка практических рекомендаций по выбору оптимальных условий для нанесения покрытий с использованием радиального сопла | 127 |
| 2.5. Математическое моделирование методом молекулярной динамики физико- механических процессов при ХГН | 131 |
| 2.5.1. Соударение нано частицы с преградой и образование связи между частицей и преградой для различных пар частица – преграда: Cu-Al, Fe-Al | 131 |
| 2.5.2. Исследование механизма СВС в условиях динамического нагружения контактной поверхности, которое реализуется при соударении частицы с преградой типа Ti-Al при ХГН | 132 |
| 2.5.3. Исследование механизма СВС в условиях динамического нагружения контактной поверхности, которое реализуется при соударении частицы с преградой типа Ti-Al при ХГН | 134 |
| 2.5.4. Исследование атомной структуры покрытия, полученного СВС в методе ХГН для пар частица – покрытие Ni-Al, Ti-Al и выработка практических рекомендаций по улучшению качества покрытий | 135 |
| Блок 3 - Поведение хорошопроницаемых пористых материалов в инновационных энергопреобразующих устройствах | 139 |
| Глава 3.1. Стабилизация пламени на встречных струях и проницаемых преградах и его термическое воздействие на элементы конструкции | 139 |
| 1. Термическое воздействие пламени на элементы конструкции тепловой установки с регенератором периодического действия | 139 |
| 2. Картина течения и пределы стабилизации пламени. | 143 |
| Заключение по главе 3.1 | 163 |

| | |
|---|-----|
| Глава 3. II. Об организации горения и газификации жидких и твердых топлив в конструкциях с проницаемыми элементами. | 164 |
| Заключение по главе 3.II | 168 |
| Глава 3.III. Об организации горения и газификации в установке с контрнаправленными потоками | 168 |
| Заключение по главе 3.III | 178 |
| Глава 3.IV. Силовое воздействие газовых или жидких струй на роторы из проницаемых материалов. | 179 |
| Заключение по главе 3. IV | 183 |
| Глава 3.V. Использование постоянных магнитов в машинах с проницаемыми роторами. | 184 |
| Заключение по главе 3.V | 202 |
| Заключение по Блоку 3 | 203 |
| Список использованных источников к Блоку 3 | 204 |
| к главе 3.I | 204 |
| к главе 3.II | 204 |
| к главе 3.III | 204 |
| к главе 3.IV | 205 |
| к главе 3.V | 205 |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ | 206 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ | 209 |
| Полный список публикаций по Проекту III.20.4.2. за 2013 – 2016 гг. | 209 |
| Наукометрические показатели Проекта III.20.4.2 за 2013-2016 гг. | 223 |
| Важнейшие результаты по отдельным этапам Проекта и по Проекту в целом | 224 |

Введение

Создание новых нано- и субмикроструктурированных материалов и, в первую очередь, покрытий, обладающих заданными физико-механическими свойствами и обеспечивающих высокий уровень стойкости и ресурс деталей машин, механизмов и инструмента различного назначения, эксплуатируемых в экстремальных условиях, относится к приоритетным направлениям развития науки и техники РФ.

В этой связи, в течение 2013-2016 гг. исследования и разработки в рамках блока 1 "Полые микросферические керамические и металлокерамические порошки и плазменные покрытия" и блока 2 "Холодное газодинамическое напыление (ХГН)" настоящего Проекта были направлены на создание инженерно-физических основ синтеза перспективных керамических и металлокерамических порошков, гетерогенных СВС-материалов, нанесения керамических и металлокерамических покрытий газотермическим напылением, а также металлических и металлокерамических – методом ХГН, с целью создания научного задела и обоснования новых инновационных отечественных технологий.

К важнейшим результатам, обладающим беспрецедентной новизной и представляющим практический интерес, полученным за отчетный период, следует отнести следующие. В **рамках блока 1**: (1) - развиты и практически апробированы инженерно-физические основы, позволяющие в критериальном виде формулировать требования к режиму плазменной обработки пористых агломерированных порошков для получения полых микросфер требуемого размера и толщины оболочки; (2) - на примере детонационно-газового напыления порошков α - Al_2O_3 экспериментально доказано существенное преимущество полых порошков для нанесения высокоплотных покрытий (уменьшение пористости на порядок величины, кратное повышение коэффициента использования порошка) по сравнению с обычно используемыми плотными порошками, получаемыми измельчением плавленного компакта; (3) - развиты инженерно-физические основы, реализованные в программном коде, и выполнены вычислительные эксперименты по формированию металлокерамических покрытий (WC-Co , TiC-NiCr , $\text{Cr}_3\text{C}_2\text{-NiCr}$ и др.) и их последующей обработки импульсными потоками энергии, позволяющие существенно снизить энерго- и трудозатраты при отработке и оптимизации конкретных технологий газотермического напыления износостойких абразивно- и коррозионностойких покрытий различного назначения; (4) - синтезированы как плотные, так пористые СВС порошки $\text{TiC-n}\% \text{об.NiCr}$ ($n=30, 40, 50$) фракции 20-90 мкм, выполнено сравнение их микроструктуры и свойств с коммерческим порошком $\text{Cr}_3\text{C}_2\text{-21}\% \text{об.NiCr}$ (Praxair, США) аналогичной фракции, широко используемого при газотермическом напылении; показано, что износостойкость детонационных покрытий из синтезированного в свободном режиме горения порошка $\text{TiC-30}\% \text{об.NiCr}$, измеренная по стандарту ASTM G65, на 25% превосходит износостойкость детонационных покрытий, полученных, при прочих равных условиях, из указанного коммерческого порошка $\text{Cr}_3\text{C}_2\text{-21}\% \text{об.NiCr}$. В **рамках блока 2** "Холодное газодинамическое напыление (ХГН)": (1) - предложен

способ нанесения ХГН покрытий на внутреннюю поверхность труб радиальным сверхзвуковым соплом, экспериментально и численно показана перспективность такого способа нанесения покрытий на внутреннюю поверхность труб малого диаметра ($45 \text{ мм} \leq d_{in} \leq 100 \text{ мм}$); (2) - экспериментально исследована зависимость коэффициента напыления и формы профиля одиночной дорожки от скорости перемещения сопла; (3) - с использованием преобразование Фурье построена и опробована модель, позволяющая находить оптимальные шаги сканирования, при которых волнистость покрытия минимальна; (4) - экспериментально изучено образование покрытия при ХГН за маской с поперечным размером 0,3 – 1 мм, разработана инженерно-физическая модель формирования покрытия за маской с учетом распределения частиц по углу движения в струе и проведены расчеты, результаты которых согласуются с результатами экспериментов; (5) - методом молекулярной динамики: решена задача о соударении медных наночастиц с преградой с учетом окисной пленки и найдены критерии ее закрепления на преграде; исследован и выяснен механизм синтеза интерметаллида Ti – Al из бинарной системы монокристаллов Ti и Al; показана возможность синтеза интерметаллида Ti – Al в алюминиевом ХГН покрытии на титане.

В предыдущий период группой энергопреобразующих устройств лаборатории № 2 ИТПМ СО РАН выполнен цикл работ по обоснованию возможности реализации нестационарных и неравновесных процессов энергопреобразования с использованием хорошопроницаемых пористых материалов, тем самым, реализовать термодинамически выгодные процессы.

Обобщающей концептуальной научно-технической идеей явилась идея многотопливной тепловой установки с высокотемпературными регенераторами периодического действия для получения чистой энергии. Пористые высокотемпературные материалы в такой установке используются в качестве корпусов газовых горелок, вторичных излучателей, элементов регенератора, а в системе очистки газов – ячеисто-пористые материалы (металлические или керамические). Был создан демонстрационный образец такой установки, позволивший получить существенную информацию о возможности использования керамических и металлокерамических материалов. Со всей очевидностью выявилось необходимость в исследовании поведения новых материалов в этих условиях, также как необходимость в совершенствовании газодинамических процессов, развитие исследований на область газификации твердых топлив и сжигания тяжелых жидких топлив.

Поэтому в отчетный период 2013-2016 гг. исследования и разработки в рамках **блока 3** "Поведение хорошопроницаемых пористых материалов в инновационных энергопреобразующих устройствах" были сосредоточены на упомянутых выше аспектах. Кроме того, при разработке концепций новых энергопреобразующих устройств с использованием технологии проницаемых роторов, в частности в целях реализации патента на многофункциональную МГД машину, возникла необходимость в выполнении цикла исследований по силовому воздействию постоянных магнитов на вращающиеся, в том числе и проницаемые, диски. Целью этих исследований было получение научной информации для реализации концептуальных соображений в действующих моделях таких машин.

Резюмируя в целом результаты, полученные в рамках **блока 3**, можно констатировать, что разработана и обоснована **концепция** инновационных энергопреобразующих устройств, основанных на: (1) - стабилизации пламени на встречных струях и проницаемых преградах, термическом воздействии на элементы конструкции; (2) - организации горения и газификации различных видов топлив в проницаемых элементах и контрнаправленных потоках; (3) - струйном приводе проницаемых роторов; (4) - использовании постоянных магнитов в машинах с проницаемыми роторами.

Блок 1 - Полые микросферические керамические и металлокерамические порошки и плазменные покрытия

1.1. Полые микросферические порошки для газотермического напыления

1.1.1. Критериальные условия формирования полых микросфер при плазменной обработке агломерированных частиц

В работе [1] показаны технологические возможности термической плазмы при обработке различных агломерированных порошков с целью получения полых микросфер металлов, сплавов и оксидных керамик. Несмотря на большой практический и научный интерес к таким порошкам [1-4] и др., до настоящего времени отсутствуют физические и теоретические основы, позволяющие априори оптимизировать режим плазменной обработки и достоверно прогнозировать диаметр и толщину оболочки получаемых полых микросфер.

В работах [5-8] в качестве исходных рассматриваются агломерированные частицы декамикронных размеров, получаемые с помощью распылительной сушки (рис. 1.1).

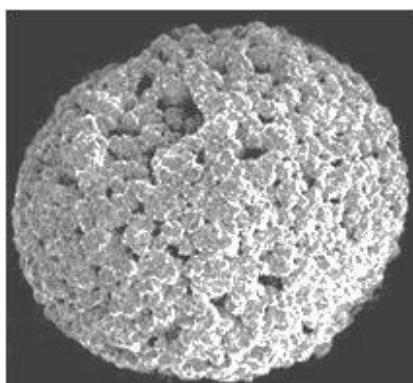


Рис. 1.1 Типичный вид агломерированной частицы, полученной распылительной сушкой.

Такие частицы образованы из большого количества случайно упакованных ультрадисперсных частиц (УДЧ), имеют округлую форму и характеризуются, как правило, открытой пористостью. Их обработка в плазменной струе может приводить к формированию, как полых микросфер-баллонов, так и микросфер с распределенными газовыми включениями (рис. 1.2).

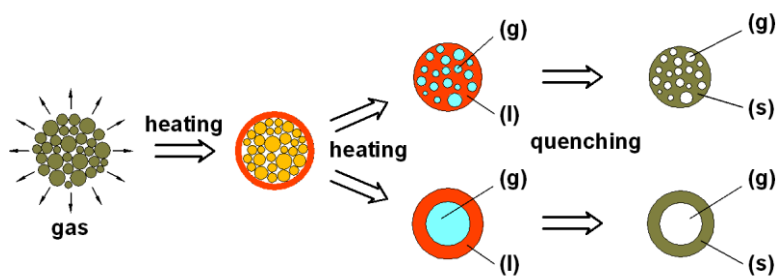


Рис. 1.2 Феноменологическая схема последовательных стадий плазменной обработки агломерированной частицы и формирования полых микросферы или микросферы с распределенными в ее объеме газовыми включениями.

Реализация того или иного сценария зависит от интенсивности межфазного переноса тепла и времени пребывания агломерата в плазменной струе. Как отмечалось в [1], независимо от метода получения агломерированных частиц (распылительная сушка, мехобработка в энергонапряженных планетарных мельницах, и т.п.) образование полых микросфер имеет много общего. Данный процесс включает следующие этапы: 1) нагрев агломерата до момента

достижения его поверхностью температуры плавления; одновременно, вследствие теплового расширения, происходит свободное истечение газа из пористого каркаса частицы в окружающую среду; 2) образование устойчивой поверхностной пленки расплава, капсулирующей оставшийся газ в пористом каркасе частицы; как будет показано далее, масса газа $m_{g_0}^{(c)}$, оставшегося в объеме частицы, во многом определяет диаметр и толщину оболочки полый микросферы; 3) дальнейший нагрев частицы и направленное от ее поверхности к центру плавление УДЧ, их слияние и вовлечение в растущий слой расплава, вследствие идеального смачивания и минимизации поверхности фронта плавления; одновременно происходит вытеснение газа внутрь твердого пористого каркаса движущимся фронтом или захват расплавом газовых включений; 4) завершение плавления агломерата, образование либо внутренней газовой полости и жидкой сферической оболочки, либо сферической капли с распределенными газовыми пузырьками, дальнейший нагрев капли-баллона вплоть до температуры кипения материала УДЧ; 5) ее последующая закалка, при которой полая капля может затвердевать как с внешней, так и с внутренней поверхности.

Целью работ [5-8] являлось получение приближенных теоретических решений, позволяющих в критериальном виде формулировать требования к плотности мощности теплового потока q от плазмы к агломерированной частице, с учетом эффективных характеристик ее материала, выполнение которых необходимо для формирования полый микросферы контролируемого диаметра и толщины оболочки. Такой подход, в отличие от компьютерного моделирования, требующего проведения многопараметрических расчетов [1], позволяет оперативно, с достаточной для инженерной практики точностью, проводить оптимизацию режимов плазменной обработки

Рассмотрим процесс нагрева и плавления сферического агломерата размером D_{p0} в несколько десятков микрон, образованного из твердых сферических УДЧ с характерным размером $d_p \ll D_{p0}$. Пусть P – его объемная пористость, которая считается открытой, а T_{p0} – начальная температура в момент ввода в поток плазмы, характеризуемый плотностью мощности q (W/m^2). Введем в рассмотрение эффективные свойства гетерогенного материала: $(\rho c)_p^{(s)} = (1 - P)(\rho c)_1^{(s)} + P(\rho c)_2$ – удельную объемную теплоемкость, где $(\rho c)_1^{(s)}$, $(\rho c)_2$ – объемные теплоемкости материала УДЧ и газа; ρ , c – плотность и теплоемкость; нижние индексы $i=1,2$ отвечают, соответственно, материалу УДЧ и газу, а верхние индексы “s” и “l” – значениям параметров для твердого и жидкого состояний материала. Теплопроводность пористого материала частицы определим согласно [9], т.е. $\lambda_p^{(s)} = \lambda_1^{(s)} / [1 + P(\lambda_1^{(s)} / \lambda_2 - 1)]$. Считаем, что эффективные теплофизические свойства $(\overline{\rho c})_p^{(s)}$, $\overline{\lambda}_p^{(s)}$ и др. пористого материала не зависят от температуры и получены осреднением в интервале температур $[T_{p0}; T_{1m}]$, T_{1m} – температура плавления УДЧ; $\overline{a}_p^{(s)} = \overline{\lambda}_p^{(s)} / (\overline{\rho c})_p^{(s)}$ – температуропроводность. В дальнейшем верхнюю черту будем опускать. Под $L_p(P) = (1 - P)L_{1m}$ понимается эффективная теплота плавления гетерогенного материала. Очевидно, при прочих равных условиях, конечный диаметр D_p и толщина оболочки Δ_p полый капли будет зависеть от массы газа $m_{g_0}^{(c)}$, оставшегося (капсулированного) в поровом объеме агломерата к моменту t_f образования поверхностной пленки расплава, а также от степени последующего перегрева полый капли, которая лимитируется температурой T_{1b} кипения материала УДЧ. С одной стороны, величина $m_{g_0}^{(c)} < m_{g, \max} = \pi \rho_g (T_{p0}) D_{p0}^3 P / 6$, т.е. ограничена сверху начальной массой газа, а, с другой – $m_{g_0}^{(c)} \geq m_{g, \min} = \pi \rho_g (T_{1m}) D_{p0}^3 P / 6$, что отвечает случаю, когда к моменту t_f агломерированная частица равномерно прогрета, и ее температура равна T_{1m} . Фактическая же масса газа определяется распределением температуры в агломерате в момент времени t_f , т.е.

$m_{g0}^{(c)} = 4 \pi P \int_0^{R_{p0}} \rho_g(T) r^2 dr$, $R_{p0} = D_{p0} / 2$. Следовательно, величина $m_{g0}^{(c)}$ зависит от толщины

теплового пограничного слоя в частице $\delta(t_f) = \sqrt{12 a_p^{(s)} t_f}$, которая в момент $t_a = R_{p0}^2 / 12 a_p^{(s)}$ равна R_{p0} , т.е. при $t = t_a$ тепловое возмущение достигнет центра частицы. Вводя в рассмотрение безразмерные переменные $\bar{r} = r / R_{p0}$, $Fo = a_p^{(s)} t / R_{p0}^2$, $\mathcal{G}(Fo, \bar{r}) = [T(Fo, \bar{r}) - T_{p0}] / [T_{1m} - T_{p0}]$, сформулируем краевую задачу, характеризующую нагрев твердой частицы-агломерата:

$$\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial Fo} = \frac{1}{\bar{r}^2} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \bar{r}^2 \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \bar{r}}; \mathcal{G}(0, \bar{r}) = 0, \bar{r} \in [0; 1]; \left. \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \bar{r}} \right|_{\bar{r}=0} = 0, \left. \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \bar{r}} \right|_{\bar{r}=1} = Ki_p^{(s)}, t > 0, \quad (1.1)$$

где $Ki_p^{(s)} = q R_{p0} / \lambda_p^{(s)} (T_{1m} - T_{p0})$ – критерий Кирпичева [10]. По аналогии с работой [11], приближенное решение задачи (1.1), характеризующее динамику температуры поверхности частицы на этапе ее нерегулярного нагрева ($Fo \leq Fo_a = 1/12$), имеет вид:

$$\mathcal{G}(Fo, 1) = Ki_p^{(s)} \cdot (Fo + 2 \sqrt{Fo/3}), \quad (1.2)$$

Воспользовавшись (1.2), найдем значение времени $Fo_f = (\sqrt{1 + 3/Ki_p^{(s)}} - 1)^2 / 3$, необходимого для нагрева поверхности частицы до температуры плавления, решая уравнение (1.2) при $\mathcal{G}(Fo_f, 1) = 1$. Потребуем выполнения условия $Fo_f / Fo_{\delta} = 1$, где $Fo_{\delta} = \bar{\delta}^2 / 12$ – момент времени, для которого безразмерная толщина теплового пограничного слоя в частице равна $\bar{\delta} = \delta / R_{p0}$, $0 < \bar{\delta} \leq 1$. В результате получим обобщенные условия

$$Fo_f(\bar{\delta}) = \bar{\delta}^2 (\sqrt{1 + 3/Ki_p^{(s)}} - 1)^2 / 36, \quad Ki_p^{(s)}(\bar{\delta}) = 3 / [(1 + \bar{\delta} / 2)^2 - 1]. \quad (1.3)$$

Разрешая второе уравнение, входящее в (1.3), относительно плотности мощности теплового потока q , получим следующее условие в размерном виде

$$q(\delta) = 3 \lambda_p^{(s)} (T_{1m} - T_{p0}) / [(1 + \delta / 2 R_{p0})^2 - 1] R_{p0}. \quad (1.4)$$

Ниже в качестве модельного материала УДЧ принят $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, теплофизические свойства которого достаточно хорошо изучены как для твердого, так и жидкого состояний. Воспользуемся следующими данными, характеризующими свойства оксида алюминия в жидком состоянии, рекомендованными в монографии [12]:

- плотность $\rho_1^{(l)}(T) = 3030 - 1.08 \cdot (T - 2327)$, kg/m^3 , $T \in [2327; 2900]$ К;
- теплопроводность $\lambda_1^{(l)}(T) = 2.05 \cdot [1 - 5.3 \cdot 10^{-4} (T - 2327)]$, $\text{W/(m}\cdot\text{K)}$, $T \in [2327; 2800]$ К;
- поверхностное натяжение $\sigma_1^{(l)}(T) = 0.66 - 1.95 \cdot 10^{-4} (T - 2327)$, N/m , $T \in [2327; 2800]$ К.

На рис. 1.3,а и 1.3,б представлены обобщенные зависимости критерия Кирпичева $Ki_p^{(s)}$ и относительной массы газа $\bar{m}_{g0}^{(c)} = m_{g0}^{(c)} / m_{g,\max}$, оставшегося в частице к моменту времени $Fo_f(\bar{\delta})$, от безразмерной толщины $\bar{\delta}$ теплового пограничного слоя. Как видно, параметр $\bar{m}_{g0}^{(c)}$, в зависимости от интенсивности нагрева частицы, претерпевает существенные изменения. Следует отметить, что он не зависит от величины открытой пористости агломерата.

На рис. 1.3,в и 1.3,г приведены, соответственно, плотности мощности теплового потока q и времена t_f , необходимые для обеспечения указанных выше условий нагрева частиц $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ размером $D_{p0} = 50, 100$ и $150 \mu\text{m}$ (пористость $P = 0.45$). Считаем, что в начальный момент времени поровый объем агломератов заполнен воздухом при температуре $T_{p0} = 300$ К. Температура плавления $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, в соответствии с [12], принята равной $T_{1m} = 2327$ К. Как видно, требования к плотности мощности теплового потока q для обеспечения необходимого режима нестационарного нагрева, при прочих равных условиях, возрастают с уменьшением начального размера D_{p0} агломерата.

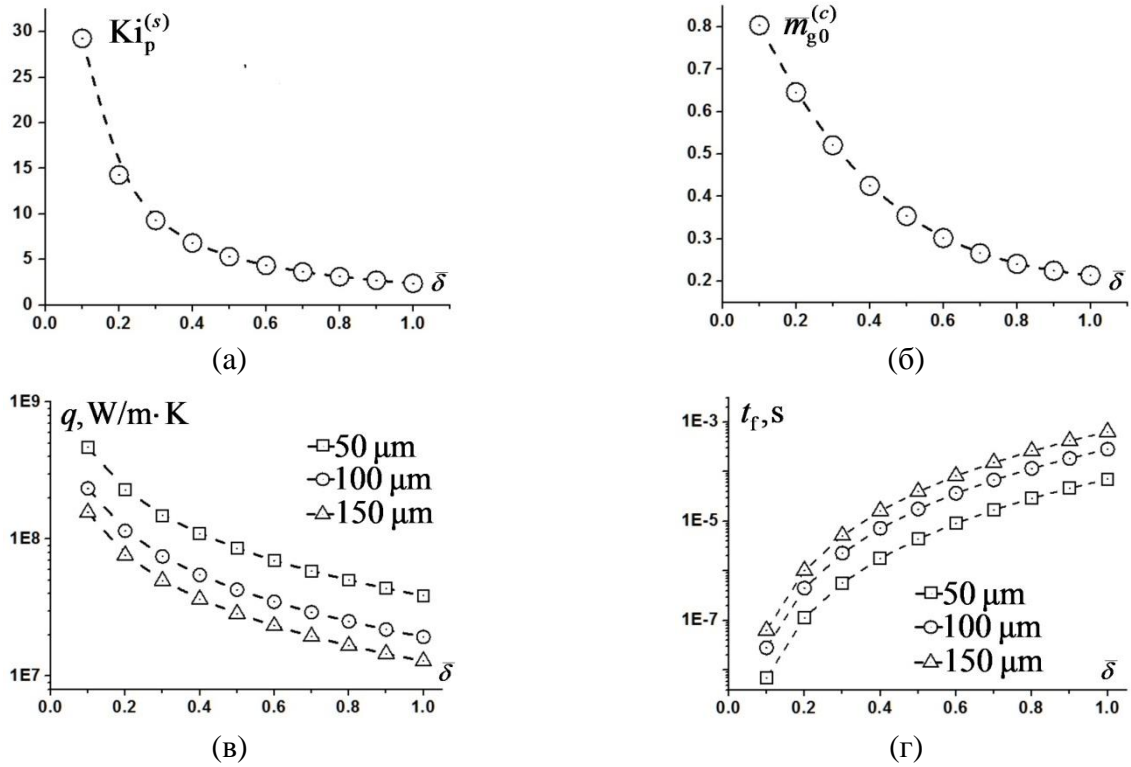


Рис. 1.3 Зависимость критерия Кирпичева - (а), относительной массы капсулированного газа - (б), плотности теплового потока от плазмы к частицам - (с), а также времени достижения поверхностью агломерированных частиц температуры плавления - (д), от относительной толщины теплового пограничного слоя при обработке агломератов α - Al_2O_3 размером $D_{p0}=50, 100$ и $150 \mu\text{m}$ (пористость $P=0.45$) в режиме нерегулярного нагрева.

Следует отметить, что условия (1.3) являются необходимыми, но, вообще говоря, не достаточными. Для получения полый микросферы, кроме того, необходимо обеспечить полное плавление агломерата, а, при необходимости, и его перегрев вплоть до температуры кипения T_{1b} . Интенсивность направленного плавления УДЧ, объемная доля которых в агломерированной частице равна $1-P$, определяется плотностью теплового потока от плазмы к частице, а полнота ее плавления, при прочих равных условиях, зависит от времени пребывания частицы в зоне активной термообработки. Определим время t_m , необходимое для полного плавления частицы при заданном значении q . Для полного плавления агломерата необходимо нагреть (градиентно или безградиентно) гетерогенный материал в объеме частицы до температуры плавления ультрадисперсных включений и обеспечить их полное плавление. Запишем уравнение интегрального баланса тепла

$$V_{p0} [(\rho c)_p^{(s)} (T_{1m} - T_{p0}) + (1 - P) \rho_1^{(s)} L_{1m}] + V_{p,m} (\rho c)_1^{(l)} \left[1 - \left(1 - \frac{A_{p,m}}{R_{p,m}} \right)^3 \right] \left[T_{1m} + \frac{A_{p,m} q}{2 \lambda_1^{(l)}} \right] = \int_0^{t_m} q(t) S_p(t) dt, \quad (1.5)$$

где в левой части уравнения (1.5) приведены, соответственно, количество тепла, необходимого на нагрев агломерата до температуры плавления, плавление УДЧ и перегрев оболочки полый капли к моменту завершения плавления частицы, а в правой части - количество тепла, которое должно быть получено частицей при ее нахождении в потоке плазмы.

Аппроксимируя интеграл в правой части (1.5), с учетом $q=\text{const}$, в виде

$$\int_0^{t_m} q(t) S_p(t) dt = 4\pi q \int_0^{t_m} R_p^2(t) dt \approx 2\pi q (R_{p0}^2 + R_{p,m}^2) t_m,$$

приводя затем полученное уравнение к безразмерному виду и разрешая его относительно времени Fo_m плавления частицы, будем иметь

$$Fo_m = \frac{2}{3(1 + \overline{R_{p,m}^2}) Ki_p^{(s)}} \cdot \left\{ 1 + Ste_p^{(s)} + \overline{R_{p,m}^3} \cdot \frac{(\rho c)^{(l)} [1 - (1 - \overline{\Delta_{p,m}})^3]}{(\rho c)_p^{(s)}} \cdot \frac{1 + Ki_p^{(l)}/2}{1 - T_{p0}/T_{1m}} \right\}, \quad (1.6)$$

где $Ste_p^{(s)} = \rho_1^{(s)} L_p(P) / (\rho c)_p^{(s)} (T_{1m} - T_{p0})$ – критерий фазового перехода Стефана-Кутателадзе; $Ki_p^{(l)} = q \Delta_{p,m} / \lambda_1^{(l)} T_{1m}$ – критерий Кирпичева, характеризующий степень перегрева жидкой оболочки полый капли в момент времени $Fo_m = a_p^{(s)} t_m / R_{p0}^2$; $\lambda_1^{(l)}$ – эффективная теплопроводность расплава. $V_{p0} = 4\pi R_{p0}^3 / 3$ – начальный объем агломерата; $V_{p,m} = 4\pi R_{p,m}^3 / 3$ – объем полый капли в момент времени t_m ; $\overline{R_{p,m}} = R_{p,m} / R_{p0}$; $\overline{\Delta_{p,m}} = \Delta_{p,m} / R_{p,m}$; $\Delta_{p,m}, R_{p,m}$ – толщина оболочки и радиус полый капли в момент времени t_m .

При выводе (1.5) предполагалось, что в процессе плавления агломерата распределение температуры в сечении расплавленного внешнего слоя квазистационарно. Следовательно, температура поверхности полый капли в момент t_m равна $T_{surf}^{(l)}(t_m) = T_{1m} + q \Delta_{p,m} / \lambda_1^{(l)}$. Поскольку температура поверхности не может быть выше температуры T_{1b} кипения материала частицы, получаем ограничение сверху на плотность теплового потока $q_{max} \leq \lambda_1^{(l)} (T_{1b} - T_{1m}) / \Delta_{p,m}$.

При направленном плавлении агломерата (от его поверхности к центру) текущая поверхность фронта плавления, вообще говоря, не сферична, а является кусочно как огибающей поверхностей полностью расплавленных УДЧ, так и разделяющей твердую и жидкую фазы внутри отдельных, не полностью расплавленных, УДЧ. Вследствие слияния соседних жидких УДЧ, случайно распределенных в слое, прилегающем к фронту плавления, и их поглощения фронтом объем пространства в слое (с начальной пористостью P), заполненного газом, уменьшается. Характерное время t_j полного слияния двух жидких УДЧ диаметром d_p соответствует времени закрытия поры того же диаметра $t_j = 2\mu_{1m} d_p / 3\sigma_{1m}$, где μ_{1m}, σ_{1m} – динамическая вязкость и поверхностное натяжение расплава при температуре плавления. Для оксида алюминия $\mu_{1m} = 0.0573$ Па·с, $\sigma_{1m} = 0.66$ Н/м. При $d_p = 10^{-6}$ и $5 \cdot 10^{-6}$ м будем иметь, соответственно, $t_j \approx 5,8 \cdot 10^{-8}$ и $2,9 \cdot 10^{-7}$ с, что, как минимум, на три-четыре порядка меньше характерного времени полного плавления агломерата и на один-два порядка меньше характерного времени прохождения фронта плавления через один слой УДЧ. Это приводит к вытеснению газа, имеющего температуру $T_g \approx T_{1m}$, по поровым сообщающимся микроканалам внутрь частицы. В зависимости от упаковки УДЧ в агломерате газ вытесняется как к центру частицы, так и в поперечном направлении, вследствие выравнивания давления в пористом каркасе перед фронтом плавления.

На рисунках 1.4,а и 1.4,б приведены расчетные значения диаметра $D_{p,m}$ полый капли, сформированной в результате плавления агломерата, и относительной толщины $\overline{\Delta_{p,m}} = \Delta_{p,m} / D_{p,m}$ ее оболочки в зависимости от безразмерной толщины $\overline{\delta}$ теплового пограничного слоя на стадии нерегулярного нагрева частицы. Как видно, масса газа, капсулированного в частице в момент $t = t_f$, существенно влияет на конечные характеристики полый микросферы. Так, при $\overline{\delta} = 0.1$ относительная доля капсулированного газа $\overline{m_{g0}^{(c)}}$ составляет величину ≈ 0.8 (рис. 1.3,б). В этом случае, при температуре плавления размеры полых капель, сформированных из агломерированных частиц, превосходят их начальные размеры ($D_{p0} = 50, 100$ и $150 \mu m$), соответственно, на 35, 45 и 49% (рис. 4,а). Видно, что с увеличением начального размера агломератов степень относительного увеличения размера полых капель

$\bar{D}_{p,m} = D_{p,m} / D_{p0}$, при прочих равных условиях, возрастает, а относительная толщина их оболочки $\bar{\Delta}_{p,m} = \Delta_{p,m} / D_{p,m}$ уменьшается: 5.4, 4.3 и 3.9%, соответственно, рис. 1.4,б. При $\bar{\delta} = 1$, относительная доля капсулированного газа составляет величину $\bar{m}_{g0}^{(c)} \approx 0.2$ (рис. 1.3,б), что, при прочих равных условиях, приводит к значительному уменьшению относительного размера сформированных полых капель ($\bar{D}_{p,m} \approx 1, 8$ и 11%, соответственно, рис. 1.4,а) и увеличению относительной толщины их оболочки ($\bar{\Delta}_{p,m} \approx 15, 12$ и 11%, соответственно, рис. 1.4,б).

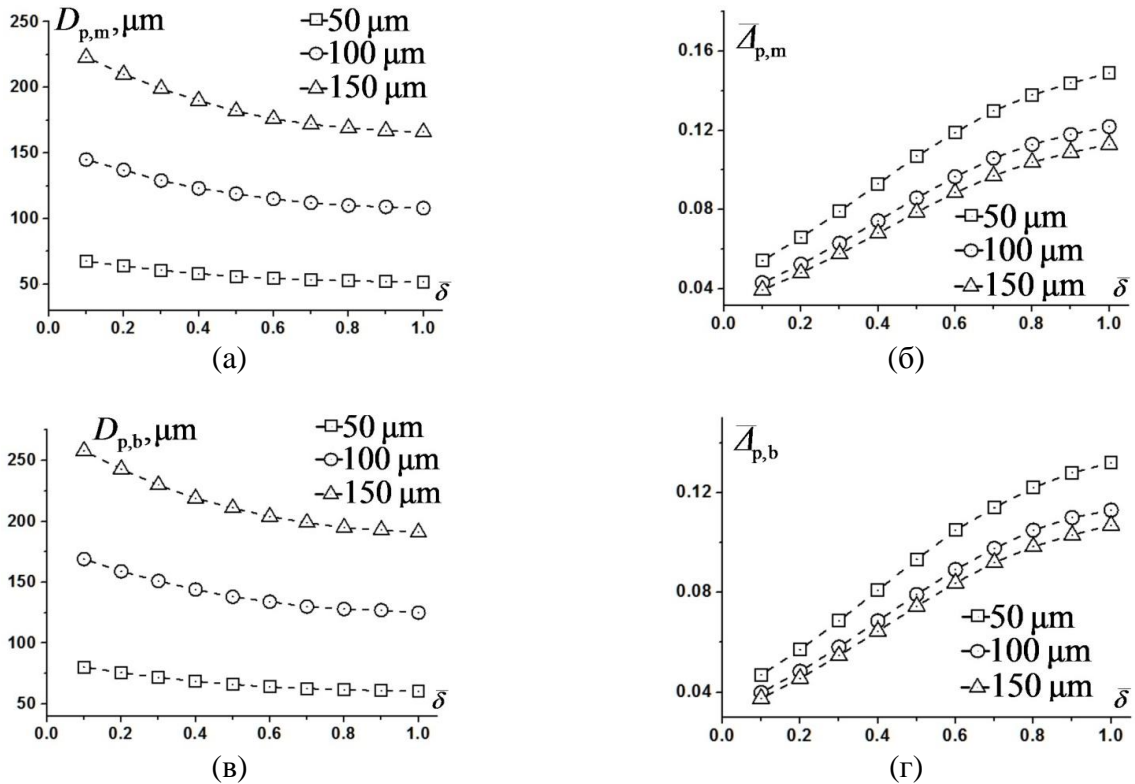


Рис. 1.4 Диаметр $D_{p,m}$ - (а), $D_{p,b}$ - (в), и относительная толщина оболочки $\bar{\Delta}_{p,m} = \Delta_{p,m} / D_{p,m}$ - (б), $\bar{\Delta}_{p,b} = \Delta_{p,b} / D_{p,b}$ - (г), полых микросфер $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, полученных при обработке агломератов размером $D_{p0}=50, 100$ и $150 \mu\text{m}$ (пористость $P=0.45$), нагретых до температуры плавления (T_{1m}) и кипения (T_{1b}) $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, соответственно.

Абсолютные значения диаметра $D_{p,m}$ и толщины оболочки $\Delta_{p,m}$ полый микросферической капли находятся из следующих уравнений (при $T_p=T_{1m}$), предложенных в [13],

$$P_{g\infty} + \frac{2\sigma_1^{(l)}(T_p)}{R_p} \cdot \left(1 + \frac{1}{1 - \Delta_p / R_p}\right) - \frac{3m_{g0}^{(c)}RT_g}{4\pi R_p^3 M_g(T_g)} (1 - \Delta_p / R_p)^{-3} = 0, \quad (1.7)$$

$$1 - \Delta_p / R_p = \sqrt[3]{1 - \frac{3m_{p0}}{4\pi\rho_1^{(l)}(T_p)R_p^3}}, \quad (1.8)$$

где R_p, Δ_p - искомый радиус полый капли и толщина ее оболочки; $m_{p0} = 4\pi\rho_{10}^{(s)}(1-P)R_{p0}^3/3$ - исходная масса УДЧ в агломерате, $P_{g\infty}$ - давление окружающей среды, R - универсальная газовая постоянная, $M_g(T_g)$ - относительная молекулярная масса газа при температуре оболочки, т.е. при $T_g = T_p$.

Допущение о том, что $T_g = T_p$, вполне обосновано, поскольку характерное время $t_{\Delta} \sim \Delta_p^2 / a_1^{(l)}$ выравнивания температуры в сечении оболочки при ее толщине $\Delta_p \sim 5 \mu\text{m}$ и температуропроводности жидких оксидов $a_{1m}^{(l)} \sim 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ равно $t_{\Delta} \sim 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ s}$, что, как минимум, на два порядка меньше характерного времени пребывания частицы в высокотемпературной области несущего потока плазмы. Таким образом, в первом приближении можно считать, что для полых частиц справедливо допущение о безградиентном характере нагрева их оболочки. В то же время, оценки постоянной времени нагрева газа, находящегося внутри полый капли, выполненные для воздуха, азота, аргона, гелия и водорода, позволяют в первом приближении использовать допущение о равенстве мгновенных температур газа внутри полый капли и ее оболочки при радиусе газовой полости $R_g \sim 50 \mu\text{m}$ и менее.

Найдем значение времени Δt_b , необходимого для нагрева полый капли от температуры плавления T_{1m} до температуры кипения T_{1b} материала УДЧ. Запишем приближенное уравнение интегрального баланса тепла частицы, пренебрегая, в виду относительной малости, вкладом тепла на нагрев газа внутри полый капли

$$m_{p0} \int_{T_{1m}}^{T_{1b}} c_1^{(l)}(T) dT = 4\pi q \int_{t_m}^{t_m + \Delta t_b} R_p^2(t) dt, \quad (1.9)$$

где q - как и выше, заданная плотность теплового потока.

Осредняя теплоемкость материала и площадь внешней поверхности полый капли в интервале температур $[T_{pm}; T_{pb}]$, получим приближенное уравнение относительно Δt_b

$$m_{p0} \bar{c}_1^{(l)}(T_{1b} - T_{1m}) = 2\pi [R_p^2(T_{1m}) + R_p^2(T_{1b})]^2 q \Delta t_b,$$

решая которое, будем иметь

$$\Delta t_b = \frac{m_{p0} \bar{c}_p^{(l)}(T_{1b} - T_{1m})}{2\pi [R_p^2(T_{1m}) + R_p^2(T_{1b})] q}.$$

Приводя полученное выражение к безразмерному виду, окончательно получаем

$$\Delta Fo_b = \frac{2(1-P)\rho_{10} \bar{c}_p^{(s)}(T_{1b} - 1)}{3(\rho c)_p^{(s)}(R_{p,m}^2 + R_{p,b}^2)} \cdot \frac{1}{Ki_p^{(s)}}, \quad (1.10)$$

где $\bar{R}_{p,b} = R_{p,b} / R_{p0}$ - безразмерный радиус полый капли при температуре кипения. Таким образом, оценка для безразмерного времени Fo_b , необходимого для плавления агломерата и нагрева сформированной полый капли до температуры кипения, запишется в виде $Fo_b = Fo_m + \Delta Fo_b$, где Fo_m и ΔFo_b определяются зависимостями (1.6) и (1.10), соответственно.

На рисунках 1.4,в и 1.4,г приведены расчетные значения диаметра $D_{p,b}$ и относительной толщины $\bar{\Delta}_{p,b} = \Delta_{p,b} / D_{p,b}$ оболочки полых капель $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, нагретых до температуры кипения $T_{1b} = 3233 \text{ K}$, в зависимости от безразмерной толщины $\bar{\delta}$ теплового пограничного слоя на стадии нерегулярного нагрева агломерированной частицы. При этом, абсолютные значения диаметра $D_{p,b}$ и толщины оболочки $\Delta_{p,b}$ находились путем решения уравнений (1.7), (1.8) при $T_p = T_{1b}$. Значения плотности $\rho_{1b}^{(l)}$ и поверхностного натяжения $\sigma_{1b}^{(l)}$ расплава оксида алюминия при температуре кипения находились с помощью экстраполяции по приведенным выше зависимостям.

Как следует из представленных данных, при $\bar{\delta} = 0.1$ размеры полых капель, сформированных из агломерированных частиц, более значимо превосходят их начальные размеры ($D_{p0} = 50, 100$ и $150 \mu\text{m}$), соответственно, на 61, 69 и 72% (рис. 1.4,в), а относительная толщина их оболочки равна $\bar{\Delta}_{p,m} \approx 4.7, 4$ и 3.8%, соответственно (рис. 1.4,г). При $\bar{\delta} = 1$ имеем

соответственно $\bar{D}_{p,b} \approx 21, 25$ и 27% (рис. 4,с) и $\bar{A}_{p,b} \approx 13.2, 11.3$ и 10.7% , соответственно, рис. 1.4,з).

На рисунках 1.5,а,б и 1.5,в,г приведены зависимости, характеризующие времена t_m и t_b , рассчитанные согласно (1.6) и с учетом (1.10), соответственно. Расчеты выполнены для условий обработки, приведенных на рис. 1.3,в.

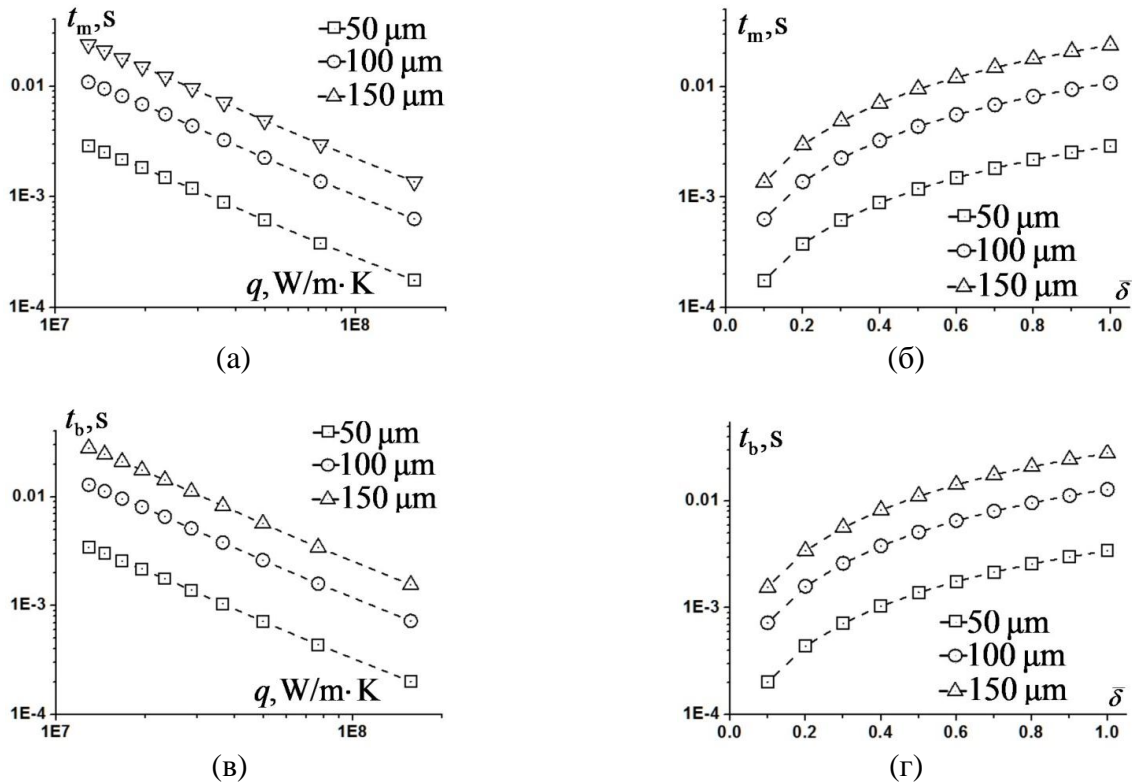


Рис. 1.5 Зависимости времени t_m полного плавления агломерированных частиц $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ($D_{p0}=50, 100$ и $150 \mu\text{m}$; пористость $P=0.45$) - (а), (б), и времени t_b нагрева сформированных полых капель до температуры кипения - (в), (г), от: плотности мощности теплового потока $q = q(\bar{\delta})$ от плазмы к частице, необходимого для завершения 1-го этапа при заданной толщине $\bar{\delta}$ теплового пограничного слоя (см. рис. 3,в) - (а), (в); от соответствующей толщины $\bar{\delta}$ теплового пограничного слоя в момент завершения 1-го этапа - (б), (г).

Проверка реализуемости критериальных условий для плазменных струй. При обработке в плазме порошковых частиц плотность мощности теплового потока обычно представляется в виде

$$q = \alpha_p (T_f - T_{p,R_p}) = \frac{\lambda_f}{D_p} \text{Nu}_p (T_f - T_{p,R_p}),$$

где α_p – коэффициент теплообмена между плазмой и сферической частицей, зависящий от теплофизических свойств рабочего газа, размера частицы и режима ее обтекания потоком плазмы, T_f – температура несущего потока, T_{p,R_p} – текущая температура поверхности частицы, λ_f – теплопроводность газа при температуре T_f , Nu_p – число Нуссельта, значение которого, как правило, лежит в диапазоне $2 \leq \text{Nu}_p \leq 10$ и зависит от относительной скорости "частица – плазма" в зоне эффективной обработки порошка.

Коэффициенты теплопроводности газов при соответствующих характерных температурах равны: воздух - $T_f = 6000$ К, $\lambda_f = 2.4$ Вт/м·К; азот - $T_f = 6000$ К, $\lambda_f = 2.3$ Вт/м·К; аргон - $T_f = 12000$ К, $\lambda_f = 1.4$ Вт/м·К; гелий - $T_f = 5000$ К, $\lambda_f = 1.35$ Вт/м·К; водород - $T_f = 4000$ К, $\lambda_f = 14.8$ Вт/м·К.

С учетом сказанного, оценим характерные диапазоны плотностей мощности тепловых потоков к агломерированным частицам $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ($D_{p0} = 50, 100$ и 150 μm ; пористость $P = 0.45$) для различных плазмообразующих сред:

- 1) воздух, азот: а) $q_{\min} \approx 5.47 \cdot 10^8$ Вт/м², $q_{\max} \approx 2.74 \cdot 10^9$ Вт/м², $D_{p0} = 50$ μm ;
 б) $q_{\min} \approx 2.74 \cdot 10^8$ Вт/м², $q_{\max} \approx 1.37 \cdot 10^9$ Вт/м², $D_{p0} = 100$ μm ;
 в) $q_{\min} \approx 1.82 \cdot 10^8$ Вт/м², $q_{\max} \approx 0.91 \cdot 10^9$ Вт/м², $D_{p0} = 150$ μm ;
- 2) аргон: а) $q_{\min} \approx 6.55 \cdot 10^8$ Вт/м², $q_{\max} \approx 3.28 \cdot 10^9$ Вт/м², $D_{p0} = 50$ μm ;
 б) $q_{\min} \approx 3.28 \cdot 10^8$ Вт/м², $q_{\max} \approx 1.64 \cdot 10^9$ Вт/м², $D_{p0} = 100$ μm ;
 в) $q_{\min} \approx 2.18 \cdot 10^8$ Вт/м², $q_{\max} \approx 1.09 \cdot 10^9$ Вт/м², $D_{p0} = 150$ μm ;
- 3) гелий: а) $q_{\min} \approx 2.54 \cdot 10^8$ Вт/м², $q_{\max} \approx 1.27 \cdot 10^9$ Вт/м², $D_{p0} = 50$ μm ;
 б) $q_{\min} \approx 1.27 \cdot 10^8$ Вт/м², $q_{\max} \approx 6.35 \cdot 10^8$ Вт/м², $D_{p0} = 100$ μm ;
 в) $q_{\min} \approx 0.85 \cdot 10^8$ Вт/м², $q_{\max} \approx 4.23 \cdot 10^8$ Вт/м², $D_{p0} = 150$ μm ;
- 4) водород: а) $q_{\min} \approx 2.19 \cdot 10^9$ Вт/м², $q_{\max} \approx 1.09 \cdot 10^{10}$ Вт/м², $D_{p0} = 50$ μm ;
 б) $q_{\min} \approx 1.1 \cdot 10^9$ Вт/м², $q_{\max} \approx 5.48 \cdot 10^9$ Вт/м², $D_{p0} = 100$ μm ;
 в) $q_{\min} \approx 7.3 \cdot 10^8$ Вт/м², $q_{\max} \approx 3.63 \cdot 10^9$ Вт/м², $D_{p0} = 150$ μm .

Сравнивая полученные оценки диапазонов плотности теплового потока для различных условий плазменной обработки с данными, представленными на рис. 1.3, в, г и рис. 1.5, можно сделать следующие выводы.

Энергетические возможности плазменных струй позволяют осуществлять высокоскоростной нагрев агломерированных частиц оксидов, обеспечивая при этом достаточно высокую долю капсулированного газа ($m_{g_0}^{(c)} \sim 0.7$, а при необходимости - и более). Однако, гарантированное плавление агломерированных частиц оксидов, характеризуемых достаточно высоким уровнем пористости ($P \sim 0.35$ и более) и низкой теплопроводностью ($\lambda_p^{(s)} \sim 1$ Вт/м·К и менее), представляет собой более серьезную проблему. Данная проблема становится более значимой по мере увеличения размера агломератов ($D_p \sim 100$ μm и более), поскольку их плавление, как правило, осуществляется в условиях градиентного нагрева пористого ядра частицы. При этом, в процессе плавления возможно начало испарения с поверхности расплавленного слоя. Но поскольку характерное время тепловой релаксации порошковых частиц существенно меньше характерного времени их ускорения потоком плазмы, при использовании стандартных плазмотронов с турбулентным истечением струи, обычно применяемых для плазменного напыления, возможно, при соответствующем выборе режима обработки, обеспечить гарантированное плавление агломерированных частиц оксидов ($D_p \sim 50$ μm и менее) в пределах начального участка плазменной струи. Гарантированное же плавление агломерированных частиц оксидов ($D_p \sim 100$ μm и более) и перегрев сформировавшихся полых капель до температуры кипения возможно лишь при использовании плазмотронов с ламинарным истечением высокоэнтальпийных струй [14], а также высокочастотных и гибридных плазмотронов [15] за счет кратного увеличения времени пребывания частиц в зоне активной термообработки. Как следует из результатов, представленных на рис. 1.4, максимальный размер полых капли и минимальная толщина ее оболочки достигается при ее перегреве до температуры кипения.

Выводы. Впервые предложены теоретические основы, позволяющие в критериальном виде формулировать требования к потоку плазмы, при обработке в котором агломерированных частиц могут быть получены полые микросферические капли контролируемого размера и толщины оболочки. Размер полых капли и толщина ее оболочки зависят от степени дегазации пористого агломерата на стадии его нерегулярного нагрева и образования тонкой

поверхностной пленки расплава, капсулирующей оставшийся газ. При этом окончательные значения параметров, характеризующих полую микросферу, зависят от перегрева сформировавшейся полую капли и интенсивности ее последующей закалки, поскольку при медленном охлаждении перегретой полую капли происходит восстановление ее размера и толщины оболочки, которые имели место в момент формирования при температуре плавления.

1.1.2. Эффект термического расширения полых частиц ZrO_2 в плазменной струе

В работе [16] на примере ZrO_2 численно исследован эффект расширения полых сферических частиц вследствие нагрева при движении в плазменной струе. Предложена модель поведения одиночных частиц, учитывающая изменение размера капель за счет термического расширения газовой полости. Проведенные расчеты позволили оценить масштаб увеличения диаметра (10-20%) и уменьшения толщины оболочки (до 50%) для частиц ZrO_2 в типичных условиях плазменной струи. Рассмотрено влияние данного эффекта на нагрев и ускорение частиц. Показано, что при использовании полых порошков в технологии плазменного напыления необходимо учитывать их важнейшую характеристику – толщину оболочки частицы.

Порошки, состоящие из полых сфер размером в десятки микрон (полые порошки), в настоящее время успешно применяются в различных областях современной промышленности. В первую очередь, это производство композиционных конструкционных материалов, катализаторов, адсорбентов, капсулирующих и газоразделительных сред и т.д. В настоящее время ведутся исследования возможности выделения гелия из природного газа некриогенным методом за счет селективной газопроницаемости керамических полых сфер. Обнадеживающие результаты получены с использованием стеклянных микросфер диаметром 50-100 мкм и толщиной оболочки около 2 мкм [17].

В технологии газотермического напыления полые порошки диоксида циркония используются для нанесения термобарьерных покрытий (ТБП) на лопатки авиационных и ракетных двигателей, газовых турбин электростанций, в которых основными методами повышения эффективности является увеличение входной температуры газа и рабочей температуры в камере сгорания. Важнейшими требованиями, предъявляемыми к таким покрытиям, являются высокая температура плавления, отсутствие фазовых переходов в рабочем диапазоне температур, высокая адгезия и химическая инертность, малая теплопроводность и скорость спекания пористой микроструктуры [18].

Диоксид циркония существует в трех кристаллографических фазах: моноклинной, тетрагональной и кубической; фазовый переход низкотемпературной моноклинной фазы в тетрагональную происходит при температуре $\sim 1000^\circ\text{C}$ (наблюдается гистерезис) и сопровождается значительным изменением объема (-6,9%), что приводит к возникновению напряжений и раннему разрушению материала [19]. Добавка оксидов редкоземельных металлов позволяет подавить образование моноклинной фазы. Наиболее широкое применение к настоящему времени получил диоксид циркония, стабилизированный 7-8% Y_2O_3 (Yttria Stabilized Zirconia, YSZ), благодаря сочетанию высокой стабильности и прочности материала.

Для получения термобарьерных покрытий из YSZ используются порошки, частицы которых получены дроблением плавленого компакта (Fused & Crashed), агломерированием и спеканием мелких зерен материала (Agglomerated & Sintered), либо путем предварительной термической обработки, приводящей к формированию полых сфер (Hollow Spheres, HOSP) [13, 20]. Многие авторы отмечают, что ТБП, полученные с использованием полых порошков, отличаются меньшей теплопроводностью по сравнению с покрытиями, полученными из плотных порошковых частиц [18, 21-24]. Пористость в значительной степени влияет как на теплозащитные, так и на прочностные характеристики покрытия. В работах [18, 24] показано, что покрытия, полученные на основе полых порошков, обладают меньшей теплопроводностью при одних и тех же значениях общей пористости. Причиной этому является увеличенное количество микропустот и микротрещин, ориентированных параллельно поверхности

покрытия, что связано с принципиально различным характером растекания полых и плотных капель при соударении с твердой поверхностью [25, 26]. Именно такие пустоты главным образом влияют на теплопроводность покрытия в направлении, перпендикулярном поверхности.

Другим важным следствием применения полых порошков YSZ при нанесении ТБП является пониженное содержание моноклинной фазы диоксида циркония. Регионы расположения моноклинной фазы сформированы непроплавленными частицами [27], которые практически отсутствуют при использовании специально приготовленных полых порошков. Однако, неповторяемая морфология полых коммерческих порошков (их микрофотографии можно найти в [27-30]) затрудняет получение качественного покрытия с заданными характеристиками. Такие порошки зачастую содержат плотные, пористые частицы, либо частицы, содержащие во внутренней полости более мелкие сферы.

Применение полых керамических порошков может существенно расширить возможности таких сравнительно низкотемпературных методов, как высокоскоростное газопламенное и детонационное напыление. Сложности нанесения покрытия из порошка YSZ в таких технологиях связаны с относительно низкой температурой несущей струи (порядка 3000°C) и низкой теплопроводностью материала: полностью расплавить удастся плотные частицы размером порядка 10-20 мкм [31-33], ядро более крупных частиц, традиционно используемых для напыления, остается непроплавленным. Использование полых порошков с размером частиц 40-50 мкм и толщиной оболочки 2-5 мкм может позволить полноценно использовать преимущества указанных методов для восстановления и нанесения ТБП.

Однако применение полых порошков не следует считать универсальным средством улучшения характеристик ТБП. Например, исследование свойств покрытий YSZ на поверхности поршней дизельных двигателей [34] показало, что применение полых порошков может приводить к снижению долговечности при циклических испытаниях на тепловой удар (Thermal Shock Test).

Несмотря на большое количество работ, посвященных изучению свойств покрытий, полученных с применением полых порошков, вопросам численного и экспериментального изучения поведения полых частиц в плазменных струях уделено недостаточное внимание. В работах [35, 36] проведено моделирование нагрева и ускорения полых частиц ZrO_2 в осесимметричной плазменной струе. Авторы установили, что в общем случае полые капли ускоряются (замедляются) и нагреваются (остывают) быстрее, чем плотные того же размера. Здесь же представлены результаты моделирования поведения ансамблей частиц с нормальным распределением их по размерам. Показано, что в одних и тех же условиях истечения плазменной струи полые частицы одного и того же размера характеризуются большим разбросом по температуре в заданном сечении струи, большая доля частиц находится в полностью расплавленном состоянии и более крупные частицы достигают температуры плавления. Кроме того, доля нерасплавленных частиц ниже среди полых сфер, чем среди плотных. Результаты свидетельствуют о том, что высокая удельная поверхность полых частиц оказывает более сильное влияние на их температуру, а также общее количество тепла, полученного от несущего высокотемпературного потока, несмотря на уменьшение времени их пребывания в высокотемпературной области струи.

Численное исследование зависимости траектории, скорости и температуры полых и плотных частиц ZrO_2 в плазменной струе проведено в работе [37]. Для описания теплопереноса внутри частицы авторы разделили ее на сферические слои, что позволило учесть частичное плавление и испарение капли. Сомнительным упрощением модели является предположение о том, что при полном плавлении полый сфера газовая полость разрушается и частица принимает форму плотной сферы той же массы. При использовании модельного профиля струи расчеты скорости и температуры частиц показали удовлетворительное соответствие экспериментальным данным других авторов. В работе [37] также отмечаются существенные различия в траекториях полых и плотных частиц, более быстрое и полное плавление полых частиц, меньшие различия температуры между поверхностью и ядром частицы.

Вопрос формирования полых сфер при обработке агломерированных порошков в плазменной струе рассмотрен в работе [1, 6, 7, 13] и др., где также приведены примеры практического получения полых порошков керамик и металлов. Принципиальной особенностью полых частиц является наличие закрытой газовой полости (рис. 1.6), которая после плавления материала в плазме способна изменять размер жидкой капли при изменении температуры. Впервые о наличии данного эффекта было упомянуто в работе [38], где показано, что при нагреве полых частиц ZrO_2 размером 50 мкм до температуры кипения их диаметр может увеличиваться на 5-20% в зависимости от начальной толщины оболочки.

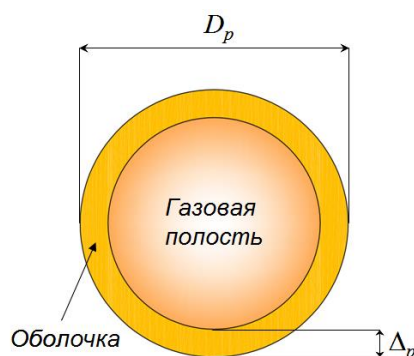


Рис. 1.6 Основные характеристики полых частицы.

Целью исследования [16] являлось изучение эффекта расширения полых капель в плазменной струе, а также его влияния на ускорение и нагрев частиц. Для этого на основе подхода, развитого в работе [13], разработана инженерно-физическая модель изменения размера полых капель при их нагреве. Расчет нагрева и ускорения частиц осуществлялся с использованием известных зависимостей для коэффициентов сопротивления и теплоотдачи, без учета градиентного нагрева частиц, изменения плотности материала при плавлении и других более тонких эффектов, которые не влияют существенно на изучаемое явление.

Рассматривается движение одиночной частицы вдоль оси плазменной струи при следующих допущениях: распределение температуры по объему капли равномерно, размер капли зависит от ее температуры, обратное влияние частиц на параметры плазменной струи отсутствует. Модель оперирует среднemasсовой температурой частицы, что не принято при описании плотных частиц керамических материалов с малой теплопроводностью. Однако, в случае полых частиц характерным линейным размером тепловой задачи является не радиус, а толщина оболочки частицы Δ_p . Числа Био, определенные согласно формуле $Bi = \alpha_p \Delta_p / \lambda_p$, в расчетах для ZrO_2 принимали наибольшие значения на начальной стадии нагрева твердых частиц и не превышали значений $Bi \approx 0.1$. При дальнейшем движении частицы в потоке число Био убывает, и жидкие частицы характеризуются значениями $Bi \approx 10^{-2}$ и менее, что позволяет использовать среднemasсовую температуру.

Таблица 1.1. Физические свойства ZrO_2 .

| | |
|--|--|
| Плотность, кг/м ³ | 5600 |
| Поверхностное натяжение, Н/м | 0.43 |
| Теплоемкость (твердый/жидкий), Дж/кг К | 755 / 811 |
| Температура плавления/кипения, К | 3000 / 4573 |
| Теплота плавления/кипения, Дж/кг | $8.52 \cdot 10^5$ / $73.64 \cdot 10^5$ |

При расчете межфазного теплообмена пренебрегаем радиационным переносом от плазмы к частице, в силу его малости по сравнению с кондуктивным потоком тепла [39-42]. Более того,

расчеты показывают, что в рассматриваемых условиях вклад радиационных потерь частицы в ее общий теплообмен с газом не превышает 2-5% (в зависимости от размера частиц и характеристик потока), что согласуется с известными результатами [43]. Излучение частицы составляет заметную долю (более 10%) в мгновенном теплопереносе лишь в условиях, когда разность температуры частицы и окружающей плазмы не превосходит 500 К, что наблюдается непродолжительное время на выходе частицы из высокотемпературной области струи. В расчетах использовались свойства ZrO_2 , представленные в таблице 1.1.

Основу расчета поведения частицы в плазменном потоке составляют уравнения обмена импульсом и теплом. Рассматривается одномерная задача движения частицы вдоль оси z , совпадающей с осью симметрии плазменной струи. Скорость частицы U_p , ее энтальпия H_p и температура T_p определяются по уравнениям:

$$\begin{aligned} m_p \frac{dU_p}{dt} &= \frac{\pi D_p^2}{4} \cdot C_d \cdot \frac{1}{2} \rho_f (U_f - U_p) |U_f - U_p|, \\ c_p m_p \frac{dT_p}{dt} &= \frac{dH_p}{dt} = \alpha_p \cdot \pi D_p^2 \cdot (T_f - T_p) - \varepsilon \sigma_{SB} \pi D_p^2 T_p^4, \end{aligned} \quad (1.11)$$

Второе слагаемое, входящее в уравнение теплопереноса системы (1.11), отвечает за радиационные потери энергии частицей. Начальные условия ($t = 0$) имеют вид: $z_{p0} = 0$,

$U_{p0} = 0$, $H_{p0} = c_p m_p T_{p0}$, где $m_p = \frac{\pi \rho_p}{6} D_p^3 (1 - (1 - 2 \frac{\Delta_p}{D_p})^3)$ – масса частицы, $T_{p0} = 300$ К –

начальная температура частицы. Для коэффициентов сопротивления и теплообмена используются, соответственно, формулы Карлсона-Хоглунда [44] и Ранца-Маршалла [45]:

$$C_d = \frac{24}{Re} (1 + 0.15 Re^{0.687}), \quad \alpha_p = \frac{\lambda_{film}}{D_p} (2 + 0.6 Re^{0.5} \cdot Pr^{0.33}) \quad (1.12)$$

где числа Рейнольдса $Re = \rho_{film} D_p |U_f - U_p| / \mu_{film}$ и Прандтля $Pr = \mu_{film} \cdot c_{film} / \lambda_{film}$ рассчитываются по свойствам газа при «пленочной» температуре $T_{film} = (T_p + T_f) / 2$.

По известным текущим величинам z_p , U_p и H_p , а также массе частицы m_p , однозначно определяются температура частицы T_p , диаметр D_p и относительная толщина оболочки $\delta_p = \Delta_p / D_p$.

Температура частицы вычисляется по известному значению ее полной энтальпии H_p . Сначала для частицы определяются четыре опорных значения энтальпии: $H_1 = c_{ps} m_p T_{pm}$ – соответствует началу плавления частицы; $H_2 = H_1 + m_p L_{pm}$ – полному плавлению материала частицы, $H_3 = H_2 + c_{pl} m_p (T_{pb} - T_{pm})$ – началу кипения (испарения) материала и $H_4 = H_3 + m_p L_{pb}$ – полному испарению материала частицы. Здесь c_{ps} , c_{pl} – теплоемкость материала частицы в твердом и жидком состоянии, T_{pm} , T_{pb} – температуры плавления и кипения материала, соответственно. Далее температура частицы T_p определяется по следующим формулам:

$$T_p = \begin{cases} H_p / c_{ps} m_p, & \text{при } H_p < H_1; \\ T_{pm}, & \text{при } H_1 \leq H_p \leq H_2; \\ T_{pm} + (H_p - H_2) / c_{pl} m_p, & \text{при } H_2 < H_p < H_3; \\ T_{pb}, & \text{при } H_3 \leq H_p \leq H_4. \end{cases} \quad (1.13)$$

В конце каждой временной итерации производится коррекция массы частицы с учетом испарения. Считается, что при $H_p \geq H_3$ масса частицы уменьшается на величину

$\Delta m_p = (H_p - H_3) / L_{pb}$, а энтальпия частицы на $\Delta H_p = \Delta m_p L_{pb}$. Если энтальпия капли превысила значение H_4 , то частица испарена полностью. После поправки массы производится перерасчет величин H_1, H_2, H_3, H_4 .

Внешний диаметр частицы D_p и относительная толщина оболочки δ_p не изменяются до тех пор, пока частица не нагреется до температуры плавления, т.е. $T_p \leq T_{pm}$. Дальнейший нагрев частицы приводит к расширению внутреннего газа, который совершает работу против сил поверхностного натяжения и внешнего давления. При этом диаметр газовой полости (и всей капли) увеличивается, а давление в ней – падает. При этом в каждый момент времени (при каждом значении температуры) выполняется баланс указанных давлений [13]. В частности, начальный диаметр частицы D_{p0} и безразмерная толщина оболочки δ_{p0} отвечают балансу сил поверхностного давления, давления в газовой полости P_{g0} и внешнего давления среды P_∞ при температуре плавления материала $T_0 = T_{pm}$, т.е. отвечают условиям, при которых была получена твердая полая сфера:

$$P_{g0} = P_\infty + \frac{4\sigma}{D_{p0}} \left(1 + \frac{1}{1 - 2\delta_{p0}} \right). \quad (1.14)$$

Для определения зависимости текущего давления в газовой полости P_g от температуры T_p используется уравнение состояния идеального газа и постоянство массы капсулированного газа в момент образования устойчивой сплошной поверхностной пленки расплава:

$$m_g = M_0 P_{g0} V_{g0} / RT_0 = M P_g V_g / RT_p, \quad (1.15)$$

где $V_{g0} = \frac{\pi}{6} D_{p0}^3 (1 - 2\delta_{p0})^3$ – начальный объем газовой полости, $V_g = \frac{\pi}{6} D_p^3 (1 - 2\delta_p)^3$ – объем газовой полости при температуре T_p ; M_0, M – молярные массы газа при начальной и текущей температуре, R – универсальная газовая постоянная. С другой стороны, в состоянии равновесия текущее давление газа должно удовлетворять уравнению баланса сил, действующих на жидкую оболочку, подобному уравнению (1.14).

$$P_g = P_\infty + \frac{4\sigma}{D_p} \left(1 + \frac{1}{1 - 2\delta_p} \right). \quad (1.16)$$

Используя (1.15) и (1.16), получим следующее соотношение:

$$P_\infty + \frac{4\sigma}{D_p} \left(1 + \frac{1}{1 - 2\delta_p} \right) - P_{g0} \left(\frac{V_{g0}}{V_g} \right) \left(\frac{T_p}{T_0} \right) \left(\frac{M_0}{M} \right) = 0. \quad (1.17)$$

В уравнении (1.17) присутствуют две неизвестные переменные D_p и δ_p , зависящие от аргумента T_p . Выразим текущую толщину стенки δ_p через текущий диаметр частицы D_p , воспользовавшись уравнением баланса массы:

$$m_p = \frac{\pi}{6} \rho_p D_p^3 (1 - (1 - 2\delta_p)^3), \quad (1.18)$$

откуда

$$(1 - 2\delta_p) = \sqrt[3]{1 - \frac{6m_p}{\pi \rho_p D_p^3}}. \quad (1.19)$$

После подстановки (1.19) в (1.17) получаем алгебраическое уравнение на переменную D_p , которое решается численно с использованием итерационного метода Ньютона.

Отметим интересный факт, обнаруженный в результате проведенных расчетов: расширение частиц при нагревании слабо зависит от коэффициента поверхностного натяжения материала. Чтобы понять причину этого на качественном уровне, рассмотрим расширение полой частицы с пренебрежимо малой толщиной стенки – «мыльный пузырь». Пусть частица имеет начальный диаметр D_0 , давление в газовой полости P_0 , и температуру T_0 , которая, например, равна температуре плавления материала. Рассчитаем значение диаметра D_1 , который будет иметь частица при нагреве до максимальной температуры T_1 (температуры кипения), отвечающее давлению в полости P_1 . Согласно уравнению Клапейрона – Менделеева имеем:

$$\frac{V_1}{V_0} = \frac{P_0 T_1}{P_1 T_0}. \quad (1.20)$$

Выразим отношение объемов через диаметры $V_1/V_0 = (D_1/D_0)^3$ и запишем в явном виде полное давление газа в частице $P = \frac{8\sigma}{D} + P_\infty$. Тогда

$$\left(\frac{D_1}{D_0}\right)^3 = \frac{T_1}{T_0} \frac{1 + \frac{8\sigma}{P_\infty D_0}}{1 + \frac{8\sigma}{P_\infty D_1}}. \quad (1.21)$$

Рассмотрим два предельных случая: предельно малое значение поверхностного натяжения $8\sigma/P_\infty D_0 \ll 1$ и предельно большое $8\sigma/P_\infty D_0 \gg 1$. Тогда из равенства (1.19) получим

$$\frac{D_1}{D_0} = \begin{cases} (T_1/T_0)^{1/3}, & 8\sigma/P_\infty D_0 \ll 1 \\ (T_1/T_0)^{1/2}, & 8\sigma/P_\infty D_0 \gg 1 \end{cases}. \quad (1.22)$$

Таким образом, в обоих предельных случаях расширение частицы – «мыльного пузыря» при нагревании достаточно слабо зависит от поверхностного натяжения материала, зависимость относительного увеличения размера D_1/D_0 ограничена «сверху» и «снизу» квадратным и кубическим корнем от относительного увеличения температуры T_1/T_0 .

Если же учесть ненулевую толщину оболочки полой сферы, то зависимость относительного увеличения диаметра D_1/D_0 от относительного увеличения температуры T_1/T_0 является существенно более слабой по сравнению с зависимостями (1.22): малые изменения диаметра капли обеспечивают большие изменения объема газовой полости. Однако, выполненный анализ, основывался на предположении о независимости коэффициента поверхностного натяжения расплава от температуры. Для реальных расплавов оксидов он уменьшается с ростом температуры, что внесет свои коррективы в сторону увеличения диаметра полой капли.

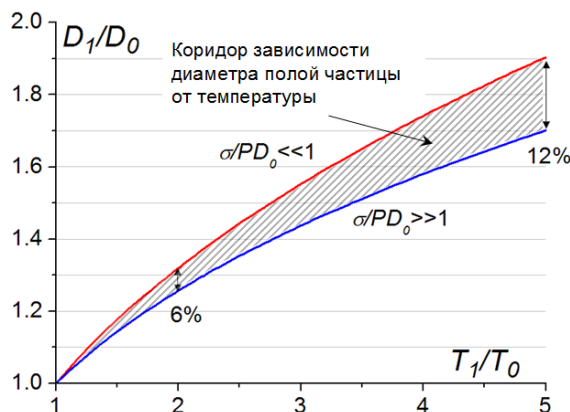


Рис. 1.7 Коридор зависимости диаметра полой частицы с $\delta_{p_0} = 0.1$ от температуры при произвольных значениях поверхностного натяжения.

На рис. 1.7 показан диапазон изменения относительного диаметра полых капель с начальной толщиной оболочки $\delta_p = 0.1$ в зависимости от температуры: при $T_1/T_0 = 2$ изменение значения коэффициента поверхностного натяжения в любых пределах приводит к изменению относительного расширения D_1/D_0 не более чем на 6%, а при $T_1/T_0 = 5$ – на 12%. Отметим, что для реальных материалов максимальное значения отношения температур T_1/T_0 определяется отношением температуры кипения к температуре плавления, и для ZrO_2 оно равно $T_{pb}/T_{pm} \approx 1.5$.

Обращаясь к свойствам газа, наполняющего полость частицы, отметим, что, если рассматриваемый температурный диапазон не включает области изменения молярной массы газа M (диссоциации и ионизации), то изменение диаметра капли с ростом температуры не зависит от типа газа-наполнителя. В противном случае следует учитывать зависимость расширения частицы не только от отношения T_1/T_0 , а от комплекса $T_1 M(T_0)/T_0 M(T_1)$.

В качестве основы расчетов параметров плазменной струи были выбраны реальные условия работы плазмотрона с межэлектродной вставкой (МЭВ) номинальной мощностью 50 кВт разработки ИТПМ СО РАН [46]. В таблице 1.2 приведены характеристики истекающих струй при различных значения тока дуги при диаметре сопла 8 мм и расходе плазмообразующего газа (воздух) 0.75 г/с (40 л/мин).

Таблица 1.2. Характеристики истекающих струй при различных значения тока дуги.

| G | 0.75 г/с (40 л/мин) | | | | | |
|----------------|---------------------|------|------|------|------|-------|
| d_0 , мм | 8 | | | | | |
| I , А | 100 | 150 | 200 | 250 | 300 | 350 |
| U , В | 210 | 201 | 192 | 191 | 188 | 189 |
| η_T , % | 77.4 | 70.1 | 67.4 | 65.2 | 62.8 | 62.4 |
| P_T , кВт | 16.3 | 21.1 | 25.9 | 31.1 | 35.4 | 41.3 |
| H , кДж/г | 21.7 | 28.2 | 34.5 | 41.5 | 47.2 | 55 |
| T_{f0} , К | 6670 | 7150 | 7650 | 8500 | 9840 | 11200 |
| U_{f0} , м/с | 420 | 500 | 580 | 700 | 840 | 1000 |

Среднемассовые значения скорости U_{f0} и температуры T_{f0} в выходном сечении сопла рассчитаны на основе измеренных величин: диаметр сопла d_0 , расход плазмообразующего газа G , рабочий ток I , напряжение дуги U , тепловая эффективность плазмотрона η_T . Тепловая мощность плазменной струи равна $P_T = \eta_T UI$, удельная энтальпия воздушной струи $H = P_T / G$.

Среднемассовая температура T_{f0} плазмы определяется согласно соотношению $H = \int_{T_0}^{T_{f0}} c(T) dT$ с использованием табличных данных о зависимости теплоемкости воздуха от температуры $c_p(T)$

[47]. Средняя скорость плазмы в выходном сечении сопла равна $U_{f0} = \frac{4G}{\pi d_0^2 \rho_{Air}(T_{f0})}$. Как видно,

увеличение тока дуги от 100 до 350 А приводит к значительному изменению основных характеристик струи: повышению начальной скорости плазмы с 420 до 1000 м/с, а температуры – с 6670 до 11200 К.

Использованные в расчетах распределения скорости и температуры плазмы вдоль оси струи получены с помощью вычислительного пакета ANSYS Fluent с использованием системы уравнений переноса компонент тензора Рейнольдсовых напряжений (Reynolds stress model, RSM) [47]. Решалась стационарная задача в двумерной осесимметричной постановке, теплофизические свойства воздуха (плотность, вязкость, теплоемкость) были заимствованы из

источника [48]. На рис. 1.8 показаны распределения температуры и скорости газа вдоль оси воздушной плазменной струи, истекающей из плазматрона (диаметр сопла - 8 мм, его длина - 15 мм), при токах дуги 100-300 А и расходе рабочего газа 0.75 г/с.

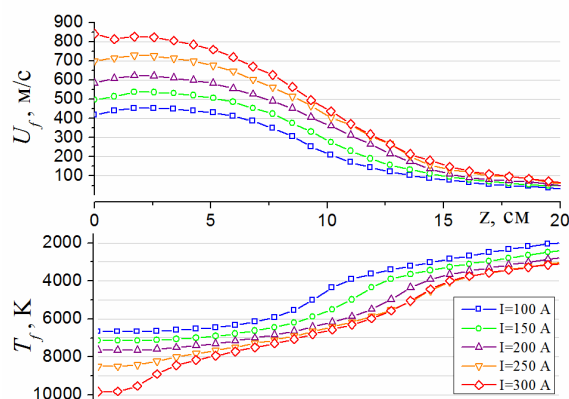


Рис. 1.8 Профили скорости U_f и температуры T_f газа вдоль оси струи при токах $I=100\text{--}300$ А.

Рассмотрим движение полых частиц диаметром $D_{p0} = 50, 100$ мкм и толщиной оболочки $\delta_{p0} = 0.1$, а также плотных частиц эквивалентной массы, диаметры которых определяются выражением $D_{peq} = D_p \sqrt[3]{1 - (1 - 2\delta_p)^3}$ и равны 39 и 79 мкм. На рис. 1.9 в качестве примера представлено изменение скорости и температуры частиц вдоль оси струи, отвечающей току 150 А (Таблица 1.2).

В таблице 1.3 приведены максимальные значения скорости и температуры, которые достигают частицы в плазме, а также соответствующие интервалы времени с момента инъекции частицы и достижения ею заданного сечения струи. Там же представлены расчеты потери массы частиц за счет испарения материала. Можно видеть, что во всех случаях полые частицы достигают максимальных значений скорости и температур за меньшие промежутки времени и в более близких к соплу сечениях струи. Увеличение рабочего тока приводит к росту максимальных скоростей и температур частиц (сферы меньшего размера, как полая, так и эквивалентная плотная, во всех случаях достигают температуры кипения). При токе дуги 200 А частицы меньшего размера теряют большую часть своей массы за счет испарения: полая – 91%, а плотная – 63%, что приводит к значительной потере их импульса. В различных режимах струи максимальные значения скорости и температуры полых частиц с толщиной оболочки $\delta_p = 0.1$ примерно на 15% выше, чем для плотных частиц эквивалентной массы. Это связано с более интенсивным межфазным обменом импульсом и теплом "газ - частица" за счет большей площади поверхности полых сфер.

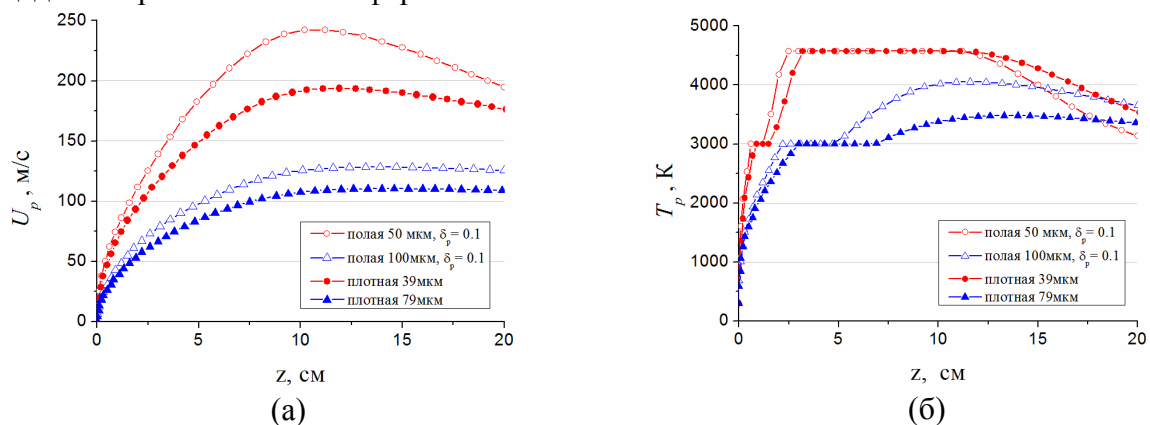


Рис. 1.9 Изменение скорости (а) и температуры (б) полых частиц ZrO_2 при движении вдоль плазменной струи: ток дуги $I = 150$ А, начальная скорость струи $U_{f0}=500$ м/с, начальная температура $T_{f0}=7150$ К.

Таблица 1.3. Максимальные значения скорости и температуры частиц ZrO_2 в плазме.

| Ток дуги | полая 50 мкм, $\delta_p=0.1$ | плотная 39 мкм | полая 100 мкм, $\delta_p=0.1$ | плотная 79 мкм |
|---|---------------------------------|------------------|----------------------------------|-----------------|
| Максимальная скорость, м/с (время, мс / сечение струи, см) | | | | |
| 100 А | 190 (0.9 / 10) | 165 (1.2 / 12) | 110 (1.8 / 12) | 95 (2.0 / 12) |
| 150 А | 240 (0.8 / 10) | 195 (1.0 / 12) | 130 (1.6 / 12) | 110 (1.9 / 12) |
| 200 А | 330 (0.7 / 10) | 233 (0.9 / 12) | 150 (1.5 / 12) | 125 (1.7 / 12) |
| Максимальная температура, К (время, мс / сечение струи, см) | | | | |
| 100 А | 4573 (0.5 / 3.3) | 4573 (0.7 / 4.5) | 3490 (1.8 / 12) | 3165 (2.0 / 13) |
| 150 А | 4573 (0.4 / 2.5) | 4573 (0.5 / 3.2) | 4055 (1.6 / 12) | 3480 (2.0 / 13) |
| 200 А | 4573 (0.3 / 1.8) | 4573 (0.4 / 2.1) | 4573 (1.0 / 7) | 4200 (1.7 / 12) |
| Потеря массы, % | | | | |
| 100 А | 28 | 15 | 0 | 0 |
| 150 А | 58 | 37 | 0 | 0 |
| 200 А | 91 | 63 | 9 | 0 |

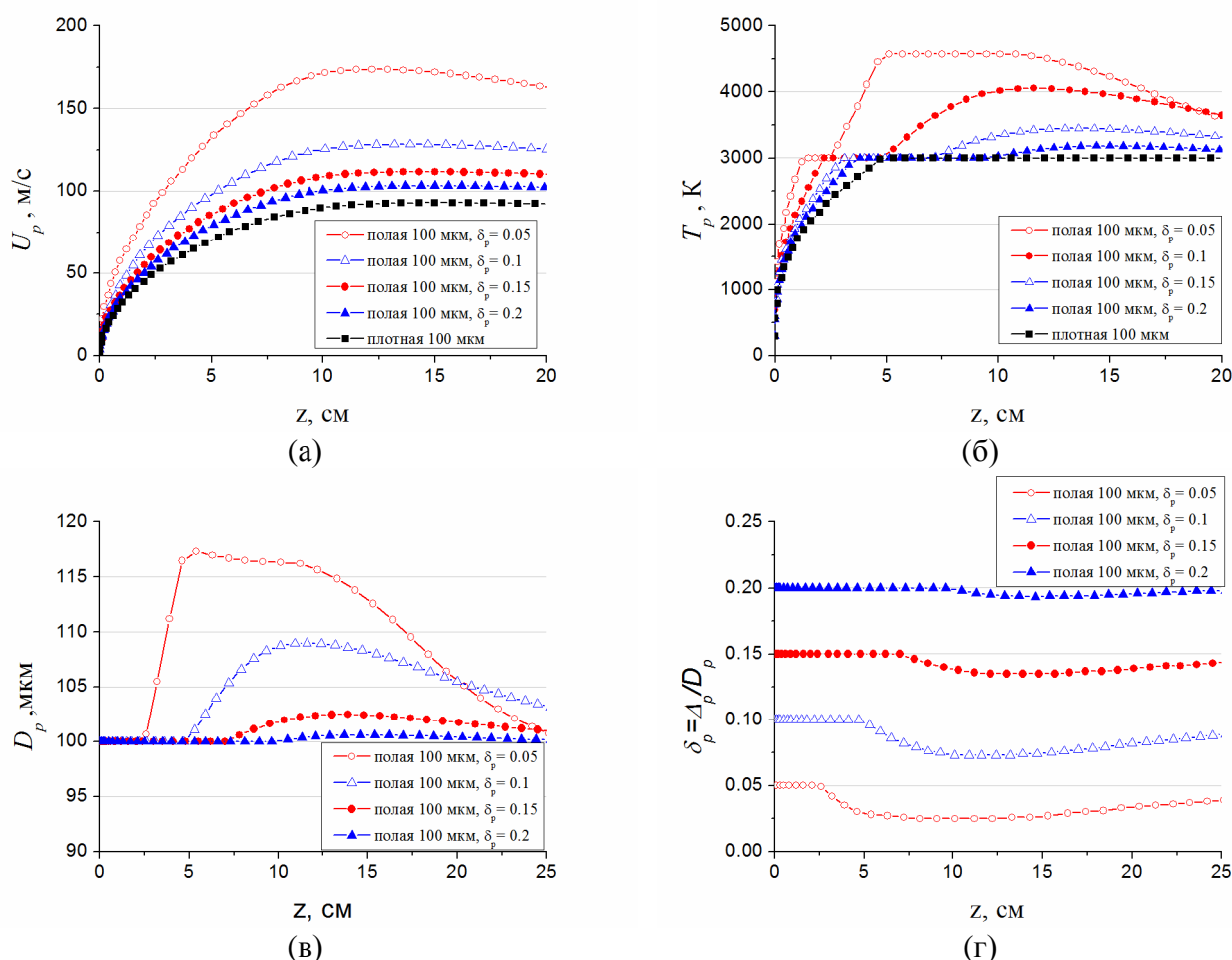


Рис. 1.10 Изменение характеристик полых частиц ZrO_2 с $D_{p0}=100$ мкм в плазменной струе ($I=150$ А, $U_{f0}=500$ м/с, $T_{f0}=7150$ К): а) – скорость, б) – температура, в) – внешний диаметр, г) – относительная толщина оболочки.

Рассмотрим более детально поведение полых сфер диаметром $D_{p0} = 100$ мкм с различной толщиной оболочки в плазменной струе для режима $I=150$ А. На рис. 1.10 представлено изменение скорости, температуры, диаметра и толщины оболочки полых частиц ZrO_2 с начальной толщиной оболочки $\delta_{p0} = 0.05, 0.1, 0.15, 0.2$. Также для сравнения здесь показаны

ускорение и нагрев плотной частицы того же диаметра. Видно, что более легкие частицы характеризуются большими значениями скорости и температуры. Наиболее легкая частица с толщиной оболочки $\delta_{p0} = 0.05$ быстро достигает температуры кипения (0.7 мс, $z=5$ см) и на 18% теряет свою массу, за счет чего достигает максимальной скорости более 170 м/с, которая значительно превышает скорость более плотных сфер. Максимальная скорость плотной частицы составляет 93 м/с. Для частицы с $\delta_{p0} = 0.2$ – 103 м/с (+ 11%), с $\delta_{p0} = 0.15$ – 112 м/с (+ 20%), с $\delta_{p0} = 0.10$ – 130 м/с (+ 38%).

Максимальные температуры нагрева капель $T_{p\max}$ также существенно зависят от толщины оболочки: если частица с $\delta_p = 0.05$ достигает температуры кипения, то плотная сфера успевает расплавиться лишь до 81% ее массы. Максимальные температуры полых капель с $\delta_{p0} = 0.1, 0.15$ и 0.2 равны 4054 К, 3448 К и 3183 К, соответственно.

На рис. 1.10 $в,г$ показано изменение внешнего диаметра и относительной толщины оболочки тех же частиц. Диаметр сферы с начальной толщиной оболочки $\delta_{p0} = 0.05$ изменяется в диапазоне 98-118 мкм (после потери массы диаметр становится меньше начального), наименьшее значение толщины оболочки для этой частицы достигает 0.025, т.е. 50% от начального значения. Изменение размеров частиц с более толстыми оболочками менее значительны, что связано с меньшим объемом газовой полости и более низкими температурами нагрева. Так частица с $\delta_{p0} = 0.1$ расширяется до диаметра 109 мкм, в то время как изменение диаметра частицы с $\delta_{p0} = 0.2$ не превышает 1%.

Как было показано выше, полые сферы могут существенно изменять свой размер, вследствие расширения газовой полости. Для определения влияния этого эффекта на поведение частиц были выполнены расчеты изменения скорости и температуры полых сфер ZrO_2 с начальным диаметром 50 мкм и толщиной оболочки $\delta_{p0} = 0.05, 0.1, 0.2$ в плазменной струе, истекающей при токе дуги $I=150$ А (Таблица 1.2), с учетом и без учета расширения газовой полости. Учет расширения газовой полости приводит к некоторому повышению скорости частиц и снижению их температуры, однако масштаб таких изменений составляет единицы процентов: для частиц с $\delta_{p0} = 0.05$ увеличение скорости составляет 5%, а температуры – 2%. Для сфер с большей толщиной оболочки ($\delta_{p0} = 0.1, 0.2$) эти отличия пренебрежимо малы. Аналогичные расчеты для диапазона размеров частиц 20-100 мкм и различных режимов работы плазмотрона показали, что влияние расширения капель ZrO_2 в плазменной струе на их скорость и температуру в типичных условиях обработки порошка, значительно меньше ошибок расчета, вызванных выбором аппроксимационных зависимостей для коэффициентов сопротивления и теплообмена, учетом свойств теплового пограничного слоя и других эффектов. По этой причине моделирование поведения полых капель в плазме целесообразно вести без учета их расширения, если этот процесс не является отдельным объектом исследования.

Как было показано, температура и скорость частиц в плазменном потоке существенно зависят от их диаметра и толщины оболочки. Нагрев и ускорение (увеличение температуры и скорости) частицы пропорциональны площади ее поверхности S_{surf} и времени пребывания в плазме Δt , и обратно пропорционально массе m_p : $\sim \Delta t \cdot S_{surf} / m_p$. Однако при большой удельной поверхности $S_{spec} = S_{surf} / m_p$ частицы быстрее набирают скорость, и время их пребывания в высокотемпературной области струи Δt становится меньше. Чтобы определить, какой из этих факторов более значим, были проведены расчеты ускорения и нагрева полых частиц с различной толщиной оболочки, в частности плотных частиц, в контрольном сечении однородного потока плазмы с параметрами $U_{j0}=580$ м/с, $T_{j0}=7600$ м/с. Было выбрано контрольное сечение $z=2.4$ см, чтобы все частицы сохраняли свою начальную массу и испарение материала не влияло на результаты расчетов. На рис. 1.11 приведены расчетные зависимости скорости и удельной энтальпии для 45 частиц (9 значений диаметра и 5 значений толщины оболочки). По оси абсцисс на первой серии графиков ($a, б$) отложен диаметр, на второй ($в, г$) – масса, на третьей ($д, е$) – удельная поверхность частиц. Удельное

теплосодержание есть отношение тепла, полученного от плазмы, к массе частицы и является прямым показателем эффективности теплопереноса от газовой к дисперсной фазе. В результатах не используется температура сфер, чтобы избежать неопределенностей, связанных с плавлением материала, когда частицы, получившие разное количество тепла, могут иметь одинаковую температуру T_{pm} .

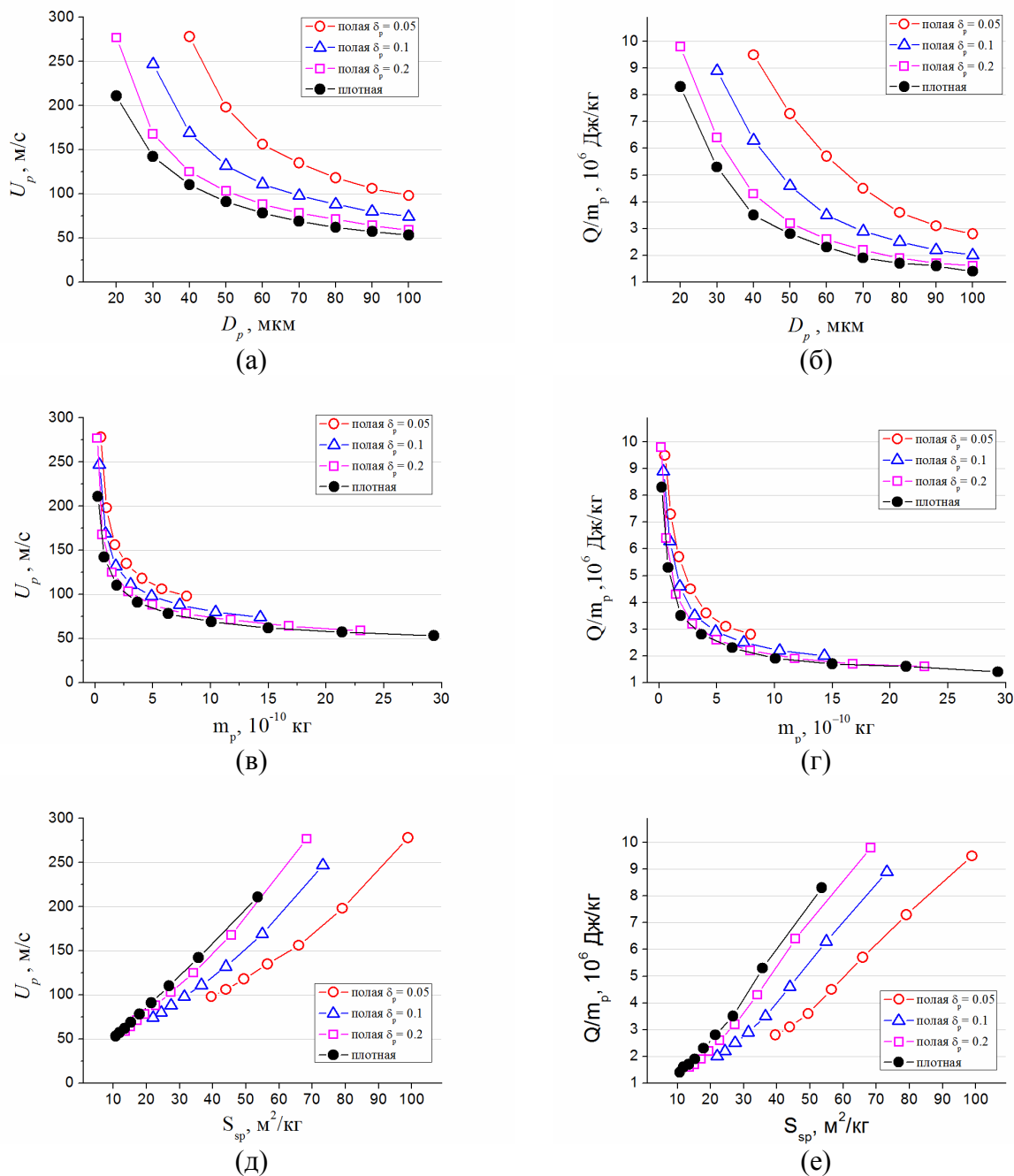


Рис. 1.11 Зависимость скорости (а, в, д) и удельного теплосодержания (б, г, е) частиц от диаметра (а, б), массы (в, г) и удельной поверхности (д, е) частиц в контрольном сечении однородного потока плазмы.

В таблице 1.4 представлены значения массы и удельной поверхности для полых частиц диаметра $D_p=20, 40, 60, 80$ и 100 мкм с толщиной оболочки $\delta_{p0} = 0.05-0.5$.

Видно, что во всех трех сериях расчетов (рис. 1.11) наблюдаются значимые различия в скорости и удельном теплосодержании частиц с разной толщиной оболочки, т.е. зависимость этих величин от D_p, m_p, S_{spec} не является инвариантной относительно изменения толщины

оболочки частиц. Чем тоньше оболочка частицы, тем сильнее она ускоряется и нагревается. Темп ускорения и нагрева полых частиц с толщиной оболочки $\delta_{p0} = 0.05$ выше в 2-2.5 раза, чем у плотных сфер того же диаметра, в 1.3 – 1.5 раз выше, чем у эквивалентных плотных частиц той же массы и в 1.7-2.1 раза выше, чем у плотных частиц той же удельной поверхности. Необходимо отметить, что наименьшие отличия в скорости и температуре наблюдаются среди частиц одинаковой массы, поэтому в качестве грубой оценки (различия до 30-50%) поведение полых частиц можно моделировать с помощью плотных частиц эквивалентной массы.

Таблица 1.4. Характеристики частиц ZrO_2 различного размера и толщины оболочки.

| δ_p | 0.05 | 0.1 | 0.15 | 0.2 | 0.5 (плотная) |
|--------------------|------|-------|-------|-------|---------------|
| $D_p = 20$ мкм | | | | | |
| $m_p, 10^{-10}$ кг | 0.06 | 0.11 | 0.15 | 0.18 | 0.23 |
| $S_{sp}, м^2/кг$ | 198 | 110 | 82 | 68 | 54 |
| $D_p = 40$ мкм | | | | | |
| $m_p, 10^{-10}$ кг | 0.51 | 0.92 | 1.23 | 1.47 | 1.88 |
| $S_{sp}, м^2/кг$ | 99 | 55 | 41 | 34 | 27 |
| $D_p = 60$ мкм | | | | | |
| $m_p, 10^{-10}$ кг | 1.72 | 3.09 | 4.16 | 4.96 | 6.33 |
| $S_{sp}, м^2/кг$ | 66 | 37 | 27 | 23 | 18 |
| $D_p = 80$ мкм | | | | | |
| $m_p, 10^{-10}$ кг | 4.07 | 7.32 | 9.86 | 11.76 | 15.01 |
| $S_{sp}, м^2/кг$ | 49 | 27 | 20 | 17 | 13 |
| $D_p = 100$ мкм | | | | | |
| $m_p, 10^{-10}$ кг | 7.94 | 14.30 | 19.25 | 22.98 | 29.31 |
| $S_{sp}, м^2/кг$ | 40 | 22 | 16 | 14 | 11 |

Остальные результаты, отображенные на рис. 1.11, можно резюмировать следующими выводами: полые частицы ускоряются и нагреваются:

- более интенсивно, чем плотные частицы того же диаметра;
- более интенсивно, чем эквивалентные плотные частицы той же массы;
- менее интенсивно, чем плотные частицы той же удельной поверхности.

Выводы. Предложена и численно исследована одномерная модель движения, нагрева, плавления и испарения полых частиц, которая позволила выявить влияние расширения газовой полости на поведение капель в плазменной струе. Показано, что расширение полых капель при нагреве не зависит от типа капсулированного газа, если в рассматриваемом температурном диапазоне молярная масса газа не претерпевает изменений. Диаметр и толщина оболочки полых частиц могут существенно меняться (до 20% и 50%, соответственно) при движении в плазме, однако данный эффект не оказывает значимого влияния на динамику нагрева и ускорения капель в условиях, когда не происходит существенной потери их массы вследствие испарения. Уже при толщине оболочки полых частиц $\delta_{p0} = 0.2$ их поведение практически не отличается от плотных частиц. В общем случае полые частицы ускоряются и нагреваются более интенсивно, чем плотные частицы того же диаметра или той же массы, и менее интенсивно, чем плотные частицы эквивалентной удельной поверхности. Минимальные отличия в динамике нагрева и ускорения наблюдаются для частиц одинаковой массы.

1.1.3. Соударение полых капель с твердой основой

В работе [26] приведены результаты экспериментального и теоретического исследования процесса соударения с поверхностью жидких сфер, содержащих газовую полость. Обнаружено

формирование встречной кумулятивной струи в широком диапазоне чисел Рейнольдса и Вебера. Предложено использовать число Эйлера для характеристики режимов течения жидкости. Разработана инженерная модель двумерного течения жидкости, которая достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Соударение капель с твердой поверхностью лежит в основе многих технологических процессов, среди которых особое место занимает плазменное нанесение покрытий. Частицы напыляемых порошков инжектируются в высокотемпературный, высокоскоростной поток, в котором происходит их нагрев (плавление) и ускорение. Покрытие формируется в результате последовательного соударения с основой отдельных расплавленных частиц, их растекания (деформации) и затвердевания. В настоящее время для нанесения термобарьерных покрытий часто применяются порошки, состоящие из полых сфер (например, диоксид циркония ZrO_2 , рис.1.12). В то время как изучению растекания и затвердевания плотных капель при их соударении с подложкой в течение последних десятилетий было посвящено большое количество экспериментальных, теоретических и расчетных исследований, особенности соударения полых капель с поверхностью остаются практически неизученными. Очевидно, что наличие газовой полости в капле способно существенно изменить характер ее растекания и затвердевания.

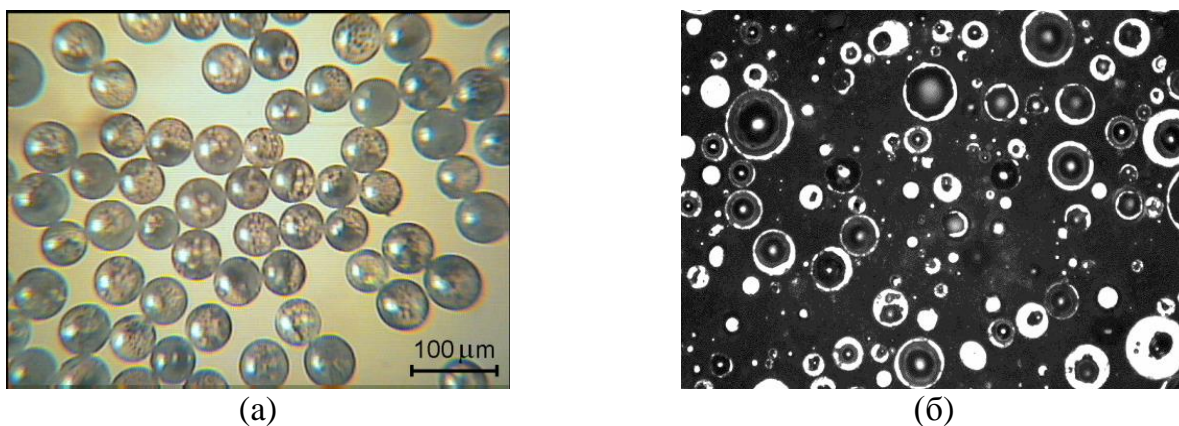


Рис. 1.12 Полый порошок диоксида циркония: (а) – общий вид, (б) – поперечный разрез.

Условия модельных экспериментов были выбраны таким образом, чтобы исследовать гидродинамические особенности процесса растекания полых капель, характерные для плазменного напыления, но в отсутствие их затвердевания.

При исследовании растекания плотных частиц принято рассматривать сферическую каплю, единственной геометрической характеристикой которой является ее диаметр D_p . В случае полых капель необходимо ввести еще один размер – абсолютное - Δ_p , или относительное - $\delta_p = \Delta_p / D_p$, значение толщины оболочки (рис. 1.13). Полые частицы реального порошка ZrO_2 характеризуются значением $\delta_p \approx 0.05 - 0.2$. Это означает, что 20 – 70 % объема частицы занимает газовая полость. Важнейшей характеристикой этой полости является внутреннее давление газа перед соударением капли с основой: $P_{g0} = P_a + P_{surf}$, где P_a – давление

окружающей среды, $P_{surf} = \frac{4\sigma}{D_p} \left(1 + \frac{1}{1 - 2\delta_p} \right)$ – лапласово давление, приложенное к внутренней и

внешней поверхности оболочки. Для частиц оксидов (ZrO_2 , Al_2O_3 , SiO_2) размером 50 мкм внутреннее давление составляет $(0.15 - 0.25) \cdot 10^6$ Па, а для частиц размером 10 мкм – примерно $(0.5 - 0.7) \cdot 10^6$ Па.

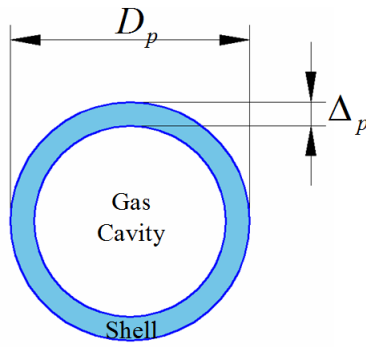


Рис. 1.13 Схематическое представление полых частицы.

При рассмотрении гидродинамической задачи растекания частиц (в отсутствие затвердевания материала) наиболее важными безразмерными параметрами процесса являются числа Рейнольдса $Re = \rho D_p U_p / \mu$ и Вебера $We = \rho D_p U_p^2 / \sigma$ (здесь U_p — скорость соударения частицы с основой, ρ, μ, σ — плотность, динамическая вязкость и поверхностное натяжение жидкости). В условиях газотермического напыления порошков оксидов имеют место оценки $Re \sim 10^2 - 10^3$ и $We \sim 10^4 - 10^5$, что свидетельствует о доминирующем влиянии вязких сил на растекание капли.

Для случая полых капель нами предложено использовать число Эйлера $Eu = P_{g0} / \rho U_p^2$ для определения «жесткости» газовой полости. При больших значениях этого параметра ($Eu \sim 1$ и более) начальное давление газа P_{g0} сравнимо с напорным давлением натекающей жидкости $\rho U_p^2 / 2$, так что газовая полость оказывает значимое влияние на динамику жидкости, принимает участие в формировании ее течения. В случае же малых чисел Эйлера ($Eu \ll 1$) газ не способен оказать сопротивление движению жидкости практически на протяжении всего времени растекания капли. Оценим работу по сжатию газовой полости, для этого примем, что газ адиабатически сжимается под действием натекающей жидкости, и его давление возрастает от начального значения P_{g0} до максимального — $P_{g1} = \rho U_p^2 / 2$. Работа сжатия

$$A = \frac{\nu RT_0}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{P_{g1}}{P_{g0}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right],$$

где ν — количество молей газа, R — универсальная газовая постоянная, γ — показатель адиабаты. Легко видеть, что $P_{g1} / P_{g0} = 1 / Eu$. Используя уравнение Клапейрона-Менделеева, выразим начальную температуру газа T_0 через его начальный объем V_{g0} и давление P_{g0} . Рассмотрим отношение работы по сжатию газа к начальной кинетической энергии капли $E_{kin} = m_p U_p^2 / 2$:

$$\frac{A}{E_{kin}} = \frac{2}{\gamma - 1} \cdot \frac{P_{g0} V_{g0}}{m_p U_p^2} \left[1 - \left(\frac{1}{Eu} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]$$

Начальный объем газа запишем в следующей форме $V_{g0} = \pi D_p^3 (1 - 2\delta_p)^3 / 6 = \pi D_p^3 \beta / 6$, тогда масса жидкой частицы примет вид $m_p = \pi \rho D_p^3 (1 - \beta) / 6$, где параметр $\beta = (1 - 2\delta_p)^3$ характеризует долю начального объема частицы, занимаемого газовой полостью. Окончательно получим:

$$\frac{A}{E_{kin}} = \frac{2}{\gamma - 1} \cdot \frac{\beta}{1 - \beta} Eu \left[1 - \left(\frac{1}{Eu} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right].$$

Таким образом, в случае малых чисел $Eu \ll 1$ затраты энергии на сжатие газовой полости незначительны по сравнению с кинетической энергии капли. Можно отметить, что в случае растекания полых частиц в условиях плазменного напыления числа Эйлера $Eu \sim 10^{-2} - 10^{-3}$.

На сегодняшний день практически невозможно произвести детальную видеосъемку процесса деформации отдельных частиц в реальных условиях газотермического напыления, несмотря на очевидный прогресс в этом направлении [49]. В этой связи, нами была разработана физическая установка для проведения модельных экспериментов по растеканию достаточно крупных капель глицерина [50]. Параметры частиц (размер, скорость, температура) были подобраны таким образом, чтобы реализовать числа Рейнольдса вплоть до значений 10^3 . Во всех случаях выполнялось условие $We / Re \approx 10 - 10^2$.

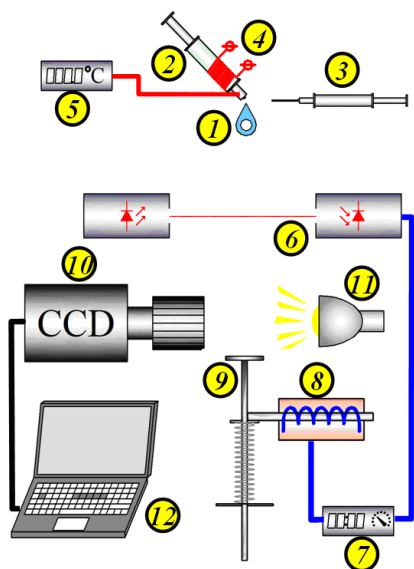


Рис. 1.14 Схема экспериментальной установки.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.14. Для получения полых капель 1 использовали шприц 2 с глицерином и шприц 3 с воздухом. Температура жидкости на выходе из шприца контролировалась с помощью омического нагревателя 4 и термопары 5. При достижении необходимой температуры из шприца 1 выдавливали каплю, в которую с помощью второго шприца 3 с тонкой иглой инжектировали пузырек воздуха. Дальнейшее увеличение массы капли приводило к отрыву полых частицы от наконечника. Высокие скорости соударения достигали путем встречного движения подложки 9. Её запуск был синхронизирован с движением полых частицы: после пересечения падающей каплей линии «ИК фотодиод – фотоприемник 6» блок временной задержки 7 формировал запускающий сигнал для механизма 8, приводящего в движение подложку 9. Благодаря синхронизации, соударение подложки с каплей всегда происходило в поле зрения высокоскоростной камеры 10. Подсветка процесса соударения производилась с помощью лампы 11, что

обеспечивало возможность съемки с частотой кадров 2-10 тысяч кадров в секунду и временем экспозиции 2-100 мкс. Видеосигнал записывался в память персонального компьютера 12.

Одной из причин выбора глицерина в качестве модельного материала стала сильная зависимость его вязкости от температуры [51] (таблица 1.5). Нагрев глицерина от комнатной температуры до температуры 100°C позволяет снизить его вязкость на два порядка, т.е. во столько же раз повысить число Рейнольдса. Изменение же плотности и поверхностного натяжения при этом незначительно (менее 5%).

Таблица 1.5. Свойства глицерина при различных температурах.

| Температура, $^{\circ}\text{C}$ | Плотность, г/см^3 | Вязкость, $10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$ | Поверхностное натяжение, 10^{-3} Н/м |
|---------------------------------|----------------------------|---|--|
| 20 | 1.269 | 1480 | 59.4 |
| 40 | 1.263 | 330 | |
| 60 | 1.257 | 102 | 58.0 (50°C) |
| 80 | 1.251 | 35 | |
| 100 | 1.244 | 13 | 54.2 |

Капли глицерина в экспериментах имели размер 3–5 мм и массу ~ 30 мг. Масса ускоряемой подложки на 3 порядка превосходила массу частицы, поэтому изменение скорости подложки вследствие соударения было незначительно. В таких условиях возможно моделировать соударение движущейся частицы с неподвижной основой.

Погрешность пространственных измерений составила 0.036 мм (по горизонтали). Она определялась характеристиками выбранного объектива и размером ячейки CCD-матрицы

использованной видеокамеры VS-FAST («Видеоскан», Россия). Погрешность измерения времени определяется длиной экспозиции кадра и составляла 2 мкс для большинства экспериментов (при малых скоростях соударения использовались более длительные экспозиции). Анализ косвенных измерений позволил получить следующие оценки погрешностей основных параметров: для диаметра капли $D_p \sim 1\%$, толщины ее оболочки $\delta_p \sim 5\%$, скорости соударения U_p – менее 0.4%, степени растекания D_s / D_p – менее 5%, числа Рейнольдса – менее 3%.

Отдельно опишем методику определения толщины оболочки полых частиц. Падение ряда плотных и полых капель, находящихся при комнатной температуре и нагретых до 70°C , было снято на видеокамеру, а затем растекшиеся частицы были взвешены на аналитических весах с точностью 0.05 мг (0.15% от массы отдельной частицы). Было установлено, что массы всех частиц (плотных и полых), произведенных при идентичных настройках устройства их генерации, являются практически одинаковыми (среднеквадратический разброс массы частиц составляет 2.4%). По отдельным видеокадрам съемки были определены внешние диаметры частиц D_p . Таким образом, по известным значениям массы m_p и внешнего диаметра D_p частиц определялась толщина оболочки δ_p . Взвешивания плотных частиц показали, что внешний диаметр капли при анализе видеоизображения удается определить с погрешностью 1-2%, что согласуется с оценкой, полученной из разрешения видеокамеры.

Было проведено более 120 экспериментов, результатом каждого из которых являлась кинограмма, подобная изображенной на рис. 1.15. Было установлено, что во всем диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 12 - 1400$, Вебера $We = 200 - 15000$, Эйлера $Eu = 0.5 - 32$, а также толщин оболочки $\delta_p = 0.07 - 0.18$ растекание полых капель сопровождается формированием встречной кумулятивной струи в окрестности точки торможения.

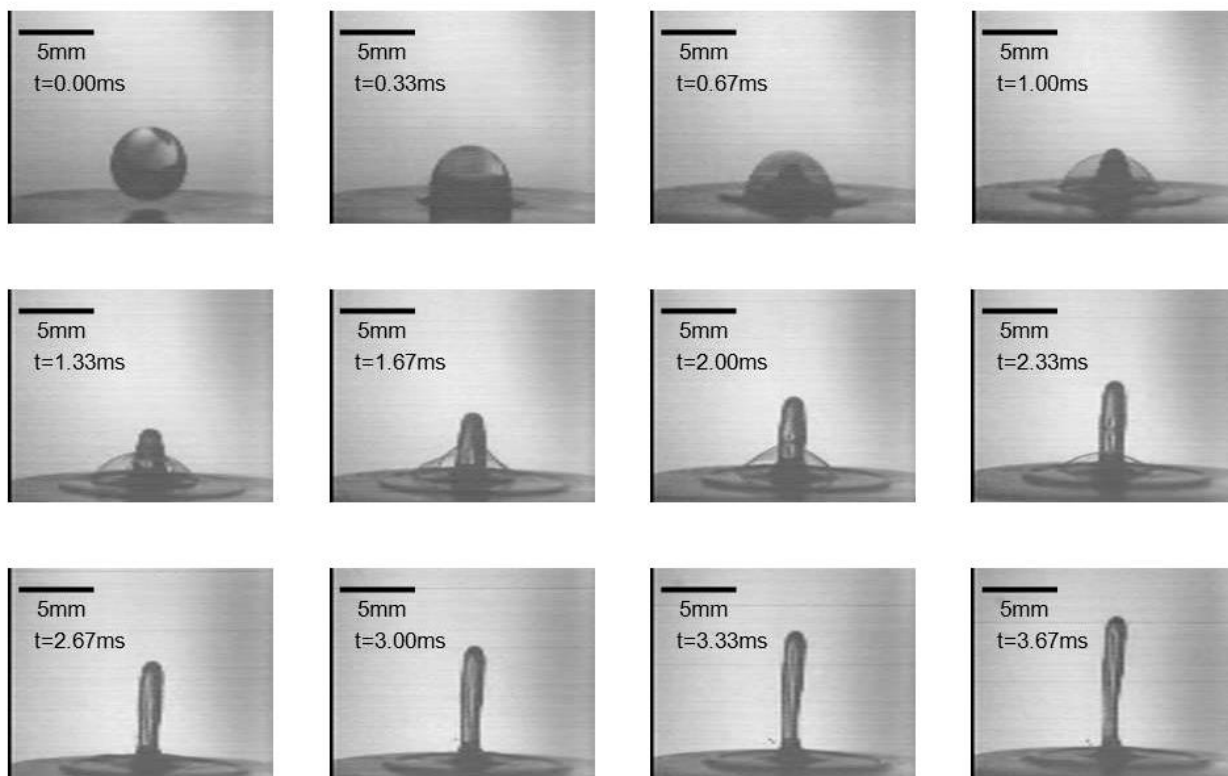


Рис. 1.15 Кинограмма процесса растекания полых капли глицерина при следующих условиях: $T_p=52^\circ\text{C}$, $D_p=5.25$ мм, $\delta_p=0.082$, $U_p=5.94$ м/с ($Re=231$, $We=3833$, $Eu=2.37$).

Причиной формирования встречной кумулятивной струи является наличие «квазижесткой» газовой полости достаточно высокого давления, по которой жидкость стекает к подложке. Вследствие этого, жидкость поступает в растекающийся слой преимущественно не в

центральной области, а на периферии. При этом часть потока движется внутрь, формируя кумулятивную струю, а часть – наружу, образуя растекающийся диск. В случае достаточно малых чисел Рейнольдса ($Re < 30$) кумулятивная струя менее выражена: ее скорость и максимальная высота подъема ограничены действием вязких сил, не происходит ее отрыва от растекшегося слоя жидкости.

В результате проведенных экспериментов можно выделить следующие ключевые моменты растекания полых частиц:

1. Газовая полость формирует «квазижесткую» газовую полость достаточно высокого давления, по которой жидкость стекает к подложке и растекается вдоль ее поверхности как в направлении к лобовой точке, так и к периферии. Основным источником растекающейся жидкости находится не в центральной области, что характерно для растекания плотных капель, а смещен на расстояние $r \approx D_p / 2$ от лобовой точки.
2. Жидкость, стекающая с поверхности газовой полости, движется со скоростью, близкой к начальной скорости соударения капли.
3. При стекании жидкость делится на два приблизительно равных противоположно направленных потока: радиально к лобовой точке удара (внутри) и радиально от нее (наружу). Сходящийся внутрь поток формирует встречную кумулятивную струю, направленную нормально к подложке.
4. По окончании растекания внешнего диска продолжающееся движение внутренней части жидкости практически не изменяет размера внешнего диска.
5. Диаметр пятна контакта D_{cont} капли на поверхности основы в течение короткого промежутка времени достигает величины, близкой начальному диаметру капли D_p и далее значительно не изменяется.
6. Если газовая полость расположена несимметрично относительно вертикальной оси соударения, кумулятивная струя истекает не нормально к подложке, а в направлении положения газовой полости.
7. При числах Рейнольдса $Re > 30$ вершина кумулятивной струи движется с постоянной скоростью.

На рис. 1.16 представлена динамика изменения диаметра D_{cont} окружности, по которой соприкасается внешняя поверхность газовой полости с основой, т.е. фактически – местоположение источника поступления жидкости в растекающийся слой.

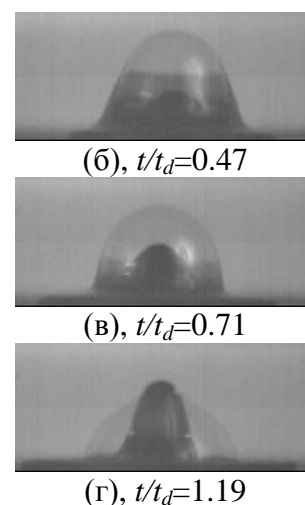
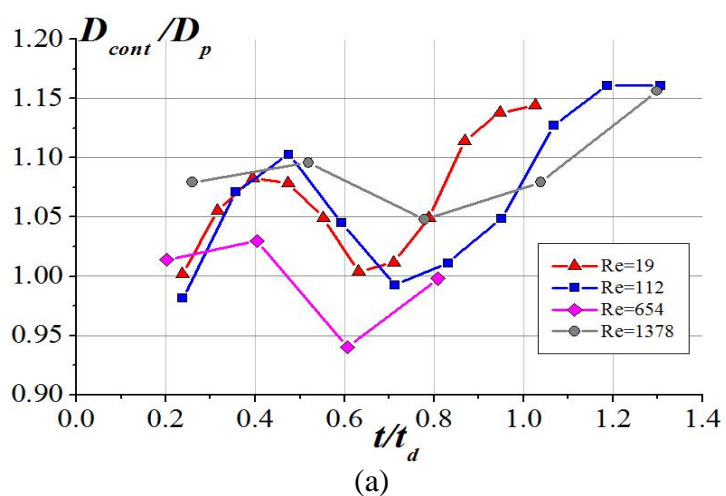


Рис. 1.16 Динамика изменения диаметра контактного пятна при различных числах Рейнольдса (а) и внешний вид частицы при $Re=112$ на последовательных этапах растекания (б, в, г).

Как следует из результатов, представленных на рис. 1.16, за промежуток времени $t/t_d \approx 0.2$, где $t_d = D_p/U_p$ – характерное время деформации капли, относительный диаметр пятна контакта D_{cont}/D_p достигает значения близкого к единице и далее изменяется незначительно.

Основные усилия при теоретическом изучении проблемы были направлены на случай растекания полый капли при $Eu \sim 1$ и более, который детально был изучен в экспериментах с каплями глицерина.

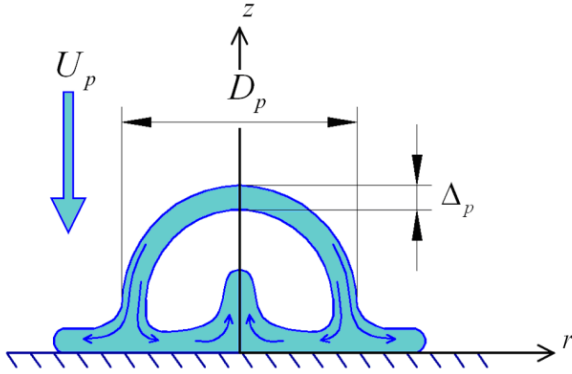


Рис. 1.17 Растекание полый капли ($Eu \sim 1$).

Разработанная теоретическая модель основывается на перечисленных выше установленных закономерностях. Наличие "квазижесткой" газовой полости приводит к течению жидкости, качественно представленному на рис. 1.17. Внутренняя ($r \leq D_p/2$) и внешняя ($r > D_p/2$) области рассматриваются отдельно, при этом динамика растекания определяется на основе баланса кинетической, вязкой и поверхностной энергии жидкости.

Внешняя область. Жидкость внешней области имеет форму диска высоты $h(t)$, постоянного внутреннего радиуса $r = D_p/2$ и переменного внешнего $R(t)$. Определение размера диска производится на основе уравнения баланса энергии:

$$E_{tot}(t) - E_{kin}(t) - E_{surf}(t) - E_{visc}(t) = 0. \quad (1.23)$$

Здесь $E_{tot}(t)$, $E_{kin}(t)$, $E_{surf}(t)$ – полная, кинетическая и поверхностная энергии объема материала, формирующего диск в момент времени t , $E_{visc}(t)$ – вязкие потери энергии к моменту времени t определяются выражением $E_{visc}(t) = \int_0^t \frac{dE_{visc}(t)}{dt} dt$. Полная энергия жидкости это кинетическая энергия объема, поступившего в растекающийся слой с начальной скоростью U_p :

$E_{tot}(t) = \frac{\rho V_{disc}(t) U_p^2}{2}$. Объем $V_{disc}(t)$ равен половине общего объема капли $V_{tot}(t)$, который пересек бы плоскость $z = 0$ при нормальном движении частицы с постоянной скоростью U_p , т.е.

$$V_{tot}(t) = \begin{cases} \frac{\pi}{3} (U_p t)^2 \left(\frac{3}{2} D_p - U_p t \right), & t \in [0, \Delta_p / U_p]; \\ \frac{\pi}{3} \left[(U_p t)^2 \left(\frac{3}{2} D_p - U_p t \right) - (U_p t - \Delta_p)^2 \left(\frac{3}{2} (D_p - 2\Delta_p) - (U_p t - \Delta_p) \right) \right], & t \in [\Delta_p / U_p, (D_p - \Delta_p) / U_p]; \\ \frac{\pi}{3} \left[(U_p t)^2 \left(\frac{3}{2} D_p - U_p t \right) - \frac{1}{2} (D_p - 2\Delta_p)^3 \right], & t \in [(D_p - \Delta_p) / U_p, D_p / U_p]; \\ \frac{\pi}{6} (D_p^3 - (D_p - 2\Delta_p)^3), & t > D_p / U_p. \end{cases} \quad (1.24)$$

Таким образом, $E_{tot}(t)$ – известная функция времени. Поверхностная энергия вычисляется с учетом верхней и боковой поверхности диска: $E_{surf}(t) = \sigma \pi ((R^2(t) - D_p^2/4) + 2R(t)h(t))$, где σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Для определения кинетической энергии и вязких потерь в растекающемся диске используется подход и модельное поле скоростей

$$\begin{aligned} u_z(t) &= -C_0(t)z^2 \\ u_r(t) &= C_0(t)zr \end{aligned}, \quad (1.25)$$

предложенные в работе [52]. Единственным отличием является то, что интегрирование ведется в области $r \in [D_p/2; R(t)]$. Для определения динамики движения диска выразим параметр $C_0(t)$

в терминах расширения диска. Определим скорость изменения радиуса диска $\frac{dR}{dt}(t)$ как среднюю по высоте z скорость жидкости при $r=R(t)$:

$$\frac{dR}{dt}(t) = \frac{1}{h(t)} \int_0^{h(t)} C_0(t)zR(t) \cdot dz = \frac{C_0(t)R(t)h(t)}{2}, \quad C_0(t) = \frac{2}{R(t)h(t)} \cdot \frac{dR}{dt}(t). \quad (1.26)$$

Следовательно, кинетическая энергия диска имеет вид:

$$E_{kin}(t) = \frac{\rho}{2} \cdot 2\pi \int_{D_p/2}^{R(t)} r \cdot dr \int_0^{h(t)} (u_r^2 + u_z^2) \cdot dz = \pi\rho \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \left[\frac{2}{5}h^3 \left(1 - \frac{D_p^2}{4R^2} \right) + \frac{1}{3}h \left(R^2 - \frac{D_p^4}{16R^2} \right) \right] \quad (1.27)$$

При вычислении вязких потерь учитываются касательные напряжения:

$$\frac{dE_{visc}}{dt}(t) = \int_{D_p/2}^R 2\pi r \cdot \tau \cdot \bar{u}_r \cdot dr, \quad \text{где} \quad (1.28)$$

$\tau = \mu \frac{\partial u_r}{\partial z} = \mu \cdot C_0(t)r = \frac{2\mu r}{R(t)h(t)} \cdot \frac{dR}{dt}(t)$ – касательная компонента тензора напряжений (μ – коэффициент динамической вязкости жидкости), $\bar{u}_r = \frac{1}{h(t)} \int_0^{h(t)} u_r dz = \frac{r}{R(t)} \cdot \frac{dR}{dt}(t)$ – средняя по высоте диска радиальная скорость на радиусе r .

Окончательно для мощности вязких сил получим выражение:

$$\frac{dE_{visc}}{dt}(t) = \frac{\pi\mu}{h(t)} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \left(R^2(t) - \frac{D_p^4}{16R^2(t)} \right). \quad (1.29)$$

Подставив в (1.23) явные выражения и разделив равенство на ρU_p^2 , получим уравнение

$$\begin{aligned} \frac{V_{disc}(t)}{2} - \pi \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \left[\frac{2}{5}h^3 \left(1 - \frac{1}{4R^2} \right) + \frac{1}{3}h \left(R^2 - \frac{1}{16R^2} \right) \right] - \\ - \frac{1}{We} \pi \left(R^2 - \frac{1}{4} \right) + 2Rh - \int_0^t \frac{\pi}{h} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \left(R^2 - \frac{1}{16R^2} \right) \frac{1}{Re} \cdot dt = 0 \end{aligned} \quad (1.30)$$

При выводе уравнения (1.30) был одновременно произведен переход к безразмерным переменным: $R/D_p \rightarrow R$, $D_p/D_p \rightarrow D_p$, $h/D_p \rightarrow h$, $V_{disc}/D_p^3 \rightarrow V_{disc}$, $t \cdot U_p/D_p \rightarrow t$. Для численного решения полученного интегро-дифференциального уравнения используются следующие начальные условия: $R(0) = 1/2$, $dR/dt(0) = 1$, а также зависимость высоты диска от радиуса $h(t) = \frac{V_{disc}(t)}{\pi(R^2(t) - 1/4)}$, полученная на основе баланса массы.

В результате решения уравнения (1.30) определяется динамика изменения диаметра диска $D(t) = 2R(t)$ и конечный диаметр сплэта D_s .

Внутренняя область. Основной задачей изучения движения жидкости во внутренней области ($r < D_p / 2$) является определение скорости кумулятивной струи U_{jet} . Как показали эксперименты с каплями глицерина, во время растекания полых капель при числах Рейнольдса $Re > 30$ скорость движения вершины струи остается постоянной на протяжении всего времени растекания. Это означает, что после того, как жидкость попадает в область струи, она не испытывает ускорения, т.е. все потери кинетической энергии проходят при течении жидкости вдоль подложки в круговой области $r < D_p / 2$. Схематично течение жидкости представлено следующим образом: в начальный момент времени $t=0$ во внутренней области ($r < D_p / 2$) на поверхности основы покоится слой жидкости массы m_l , при $t>0$ на него с периферии натекает в радиальном направлении поток жидкости массой m_i , движущийся к центру с начальной скоростью U_p . При радиальном течении жидкости вдоль основы происходит вязкая диссипация начальной кинетической энергии $E_{kin,0} = m_i U_p^2 / 2$, составляющая величину E_{visc} , а оставшаяся энергия перераспределяется на общую массу $m_l + m_i$ жидкости. Уравнение баланса энергии имеет следующий вид:

$$(m_i + m_l) \frac{U_{jet}^2}{2} = m_i \frac{U_p^2}{2} - E_{visc} \quad \text{или} \quad \frac{U_{jet}}{U_p} = \sqrt{\frac{m_i}{m_i + m_l} \left(1 - \frac{2}{m_i U_p^2} E_{visc} \right)} = \sqrt{\frac{m_i}{m_i + m_l} \left(1 - \frac{E_{visc}}{E_{kin,0}} \right)}. \quad (1.31)$$

Общая масса жидкости, участвующей в движении во внутренней области, равна половине массы частицы:

$$m_i + m_l = \frac{\pi}{12} \rho (D_p^3 - (D_p - 2\Delta_p)^3). \quad (1.32)$$

Первоначально покоящуюся на подложке жидкость определим как диск диаметром D_p и высотой Δ_p , тогда $m_l = \pi \rho D_p^2 \Delta_p / 4$. Определим вязкие потери энергии в диске диаметром D_p и высотой Δ_p , используя распределение скоростей $u_z = -C_i z^2$, $u_r = C_i z r$. Константу C_i вычислим из условия равенства среднего значения радиальной скорости $\bar{u}_r(r) = \frac{1}{h} \int_0^h C_i z r \cdot dz = \frac{C_i r h}{2}$ на радиусе $r = D_p / 2$ начальной скорости частицы U_p , причем используем толщину слоя жидкости $h = \Delta_p$. Тогда $C_i = 2U_p / D_p \Delta_p$. Мощность вязких потерь равна $\frac{dE_{visc}}{dt} = \int_0^{D_p/2} 2\pi r \cdot \tau \cdot \bar{u}_r \cdot dr$, где

$$\tau = \mu \frac{\partial u_r}{\partial z} = \mu C_i \cdot r, \quad \bar{u}_r = \frac{1}{\Delta_p} \int_0^{\Delta_p} u_r dz = C_i \Delta_p \cdot r.$$

Тогда

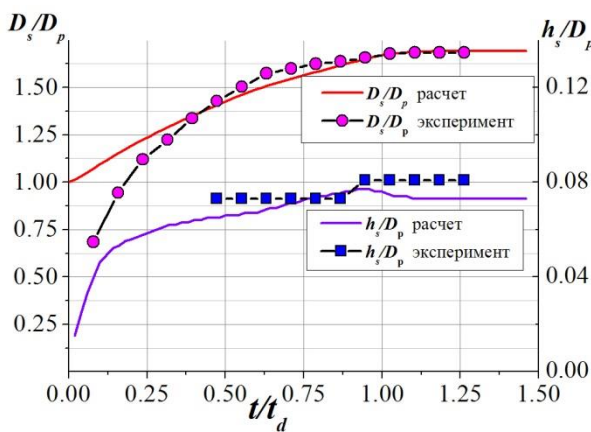
$$\frac{dE_{visc}}{dt} = \frac{\pi}{16} \mu \frac{U_p^2 D_p^2}{\Delta_p}. \quad (1.33)$$

Общая потеря энергии за характерное время прохождения жидкостью от периферии к центру внутренней области $t = D_p / 2U_p$ составляет $E_{visc} = \frac{\pi}{32} \mu \frac{U_p D_p^3}{\Delta_p}$. Подстановка полученных формул в выражение (1.27) получаем следующую зависимость для кумулятивной скорости струи:

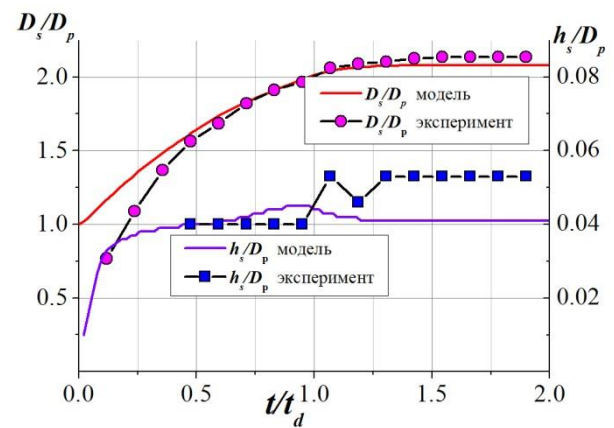
$$\frac{U_{jet}}{U_p} = \sqrt{A(\delta_p) \left(1 - \frac{B(\delta_p)}{Re} \right)}, \quad (1.34)$$

где $A(\delta_p) = 1 - \frac{3\delta_p}{1 - (1 - 2\delta_p)^3}$, $B(\delta_p) = \frac{3}{4\delta_p} \cdot \frac{1}{1 - (1 - 2\delta_p)^3 - 3\delta_p}$.

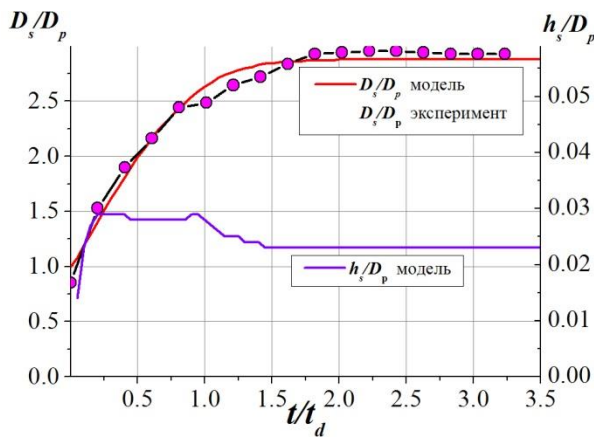
Ниже приведено сравнение результатов расчетов растекания полых частиц при $Eu \sim 1$ с данными экспериментов по соударению капель глицерина. На рис. 1.18 представлено сравнение экспериментальных и теоретических зависимостей динамики изменения размеров растекающегося диска при различных значениях числа Рейнольдса, соответствующих соударению. Кружками и квадратами обозначены экспериментальные данные, а сплошными линиями – теоретические расчеты.



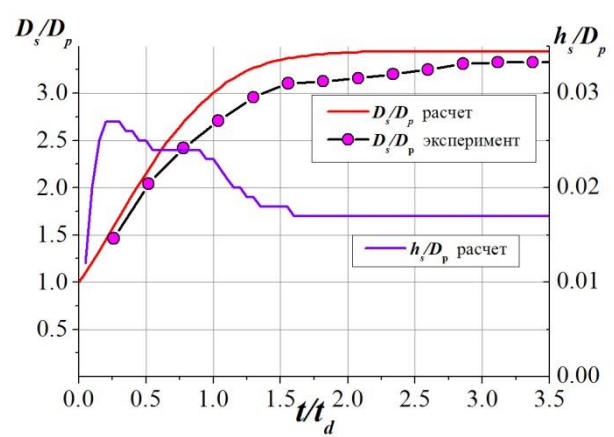
(а) - $Re=19, We=420, \delta_p=0.093$



(б) - $Re=112, We=1110, \delta_p=0.08$



(в) - $Re=624, We=3742, \delta_p=0.102$



(г) - $Re=1378, We=15131, \delta_p=0.115$

Рис. 1.18 Динамика изменения безразмерных диаметра D_s / D_p и высоты h_s / D_p растекающегося диска при соударении полых капель глицерина.

Экспериментальные данные по динамике изменения толщины растекающегося диска h_s представлены только для малых чисел Рейнольдса $Re = 19, Re = 112$, т.к. измерение данной величины было возможно лишь в опытах с неподвижной подложкой (соответствуют низким скоростям соударения). Можно видеть, что результаты расчетов качественно и количественно согласуются с экспериментальными данными в различных областях исследованного диапазона чисел Рейнольдса ($Re = 12 - 1400$).

В общем, при увеличении скорости соударения (или числа Рейнольдса) увеличивается степень растекания капли D_s / D_p , а также безразмерное время ее полного растекания t / t_d , что связано с уменьшением влияния вязкой диссипации энергии, которое обратно пропорционально числу Рейнольдса. Видно, что наибольшее расхождение экспериментальных и расчетных значений диаметра D_s / D_p наблюдается на начальной стадии растекания частиц. Данный факт объясняется особенностью модели: безразмерный диаметр растекающегося диска считается равным единице в начальный момент соударения.

На рис. 1.19 представлено обобщение результатов экспериментов в виде зависимостей степени растекания частиц (а) и скорости кумулятивной струи (б) от числа Рейнольдса. Здесь же приведены графики теоретических зависимостей (1.30), (1.34), построенные для значений $\delta_p = 0.08, 0.12$ (около 80% капель имели толщину оболочки в данном диапазоне). Среднеквадратическое отклонение расчетных и экспериментальных значений D_s / D_p составляет 6%, что соответствует уровню экспериментальной погрешности измерений.

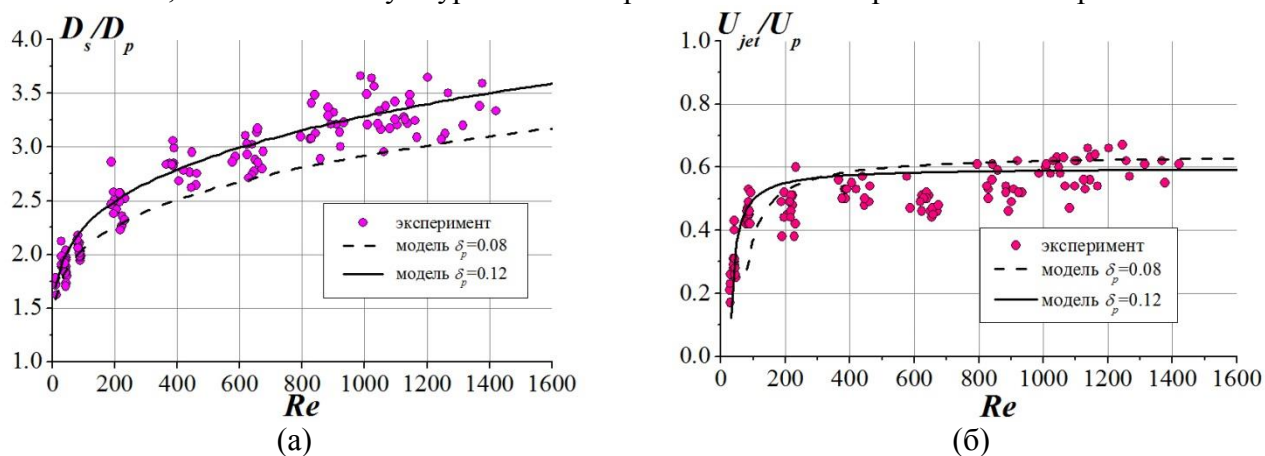


Рис. 1.19 Зависимости безразмерных значений конечного диаметра растекшейся частицы (а) и скорости кумулятивной струи (б) от числа Рейнольдса.

Среднеквадратическое отклонение расчетных и экспериментальных значений скорости встречной кумулятивной струи U_{jet} / U_p составляет 18%. Такая сравнительно высокая ошибка отчасти объясняется методикой измерения: во многих экспериментах струя истекала под углом к подложке, отличным от нормального, в то время как по кинограмме фиксировалась только вертикальная составляющая вектора скорости, что приводило к занижению экспериментальных значений. Однако необходимо отметить, что модель действительно несколько занижает значение скорости в области малых чисел Рейнольдса.

Асимптотическое поведение скорости струи при больших числах Рейнольдса, соответствует теоретическому прогнозу: относительная скорость струи стремится не к единице, а к значению 0.6-0.7 (согласно модели $\sqrt{1 - 3\delta_p / (1 - \beta)}$). Можно было бы ожидать, что в отсутствии вязкости ($Re \rightarrow \infty$), жидкость, формирующая кумулятивную струю, не будет терять кинетическую энергию и будет иметь скорость $U_{jet} = U_p$. Однако экспериментальные данные подтверждают предположение, использованное в модели: часть кинетической энергии жидкости, движущейся от периферии к центру, передается массе материала капли, в начальный момент находящегося (покоящегося) в центральной области. Фактически, при $Re > 400$ относительная скорость кумулятивной струи выходит на постоянное значение. С другой стороны, при уменьшении числа Рейнольдса ниже 100-150 происходит резкий спад скорости, связанный с доминирующим влиянием сил вязкости. Эксперименты показывают, что при

типичных толщинах оболочек $\delta_p = 0.06 - 0.2$ формирование кумулятивной струи подавляется при $Re \leq 20$.

1.1.4. Плазменный синтез микросферического полого порошка α - Al_2O_3 и его применение для детонационного напыления высокоплотных покрытий

Публикации [53-56] посвящены синтезу микросферических плотных и полых порошков оксида алюминия для газотермического, в том числе плазменного и детонационного напыления как пористых, так и высокоплотных покрытий. Выполнено сравнение детонационных покрытий, полученных, при прочих равных условиях, с использованием трех видов порошка α - Al_2O_3 : 1) коммерческого, полученного механическим измельчением плавленого компакта; 2) плотного сферического; 3) полого сферического. Впервые, на примере детонационно-газового напыления полого микросферического порошка α - Al_2O_3 экспериментально подтверждено существенное преимущество данного класса порошков для газотермического напыления высокоплотных покрытий.

При газотермическом, в частности детонационно-газовом и высокоскоростном газопламенном, напылении порошков оксидов металлов (Al_2O_3 , ZrO_2 , SiO_2 и др.), состоящих из плотных частиц, полученных механическим измельчением плавленого компакта, а также плотных микросферических частиц, основным недостатком процесса является то, что, даже при известной температуре поверхности частиц, невозможно достоверно оценить степень их объемного проплавления. Это обусловлено относительно низкой теплопроводностью оксидов и различным временем пребывания частиц в технологическом потоке, характеризующимся значительными градиентами скорости и температуры ("эффект траекторий"). Данные особенности являются причиной существенной неоднородности агрегатного состояния частиц по сечению пятна напыления, а, следовательно – неоптимальных характеристик покрытий.

При напылении же полых частиц – баллонов "твердая оболочка – внутренняя газовая полость" можно гарантировать, что материал оболочки (толщиной $\sim 5\mu m$) полностью расплавлен, если температура ее внешней поверхности превосходит температуру плавления частицы. При этом, температура в сечении оболочки практически постоянна. Все сказанное является существенным аргументом в пользу использования полых микросферических порошков оксидов в технологиях газотермического напыления.

Кроме того, поскольку при контроле ключевых физических параметров (скорость, размер, температура) полых частиц перед соударением с основой (подложкой или напыляемым покрытием) температура их поверхности практически равна среднemasсовой температуре частицы, представляется более корректной интерпретация модельных экспериментов по формированию сплэтов и слоистой структуры покрытий. Оценки, характерного времени нагрева газа t_h , находящегося внутри полых частиц оксидов алюминия и циркония с толщиной оболочки $\Delta_{p,0} \sim 5\mu m$ при радиусе частиц $R_{p,0} < 50\mu m$, выполненные для воздуха, азота, аргона, гелия и водорода при температуре ~ 2000 К и выше, показали, что время тепловой релаксации капсулированного газа к температуре оболочки, как минимум, на порядок величины меньше характерного времени выравнивания температуры в сечении оболочки. Это позволяет, в первом приближении, использовать допущение о равенстве мгновенных температур капсулированного газа и оболочки полой частицы.

При детонационном и высокоскоростном газопламенном напылении порошков оксидов металлов (Al_2O_3 , ZrO_2 , SiO_2 и др.) предъявляются высокие требования к гранулометрическому составу плотных порошковых частиц. Как правило, размер плотных частиц оксидов металлов при детонационном напылении не должен превышать 20-30 μm [57]. Получение же достаточно узких фракций порошков с размером частиц $< 40\mu m$ в условиях реального производства с помощью отсева на ситах практически не представляется возможным, поскольку стандартные наборы сит позволяют проводить сев порошков с размером частиц $\geq 40\mu m$.

При использовании же порошков, состоящих из полых сферических частиц с размером $> 40\mu\text{m}$, контроль фракционного состава не представляет трудностей. При этом существенно облегчаются условия для полного проплавления таких частиц, что должно гарантировать получение более качественных покрытий. Кроме того, использование полых порошков открывает возможность получения плазменных покрытий с контролируемой пористостью, которую можно изменять в довольно широких пределах (до 30% и более) в зависимости от режима напыления. С другой стороны, в условиях газотермического напыления, в частности детонационно-газового и высокоскоростного газопламенного напыления, возможно ускорение полых частиц до скоростей, существенно превосходящих скорость плотных частиц того же размера, что может обеспечить рекордно низкую пористость покрытий (на уровне $\sim 1\%$ и менее). Аргументом в пользу последнего является то, что степень растекания полых капель, при прочих равных условиях, значительно меньше по сравнению с плотными частицами, что приводит к более стабильному формированию сплэтов [13, 25], а, следовательно, покрытий.

При детонационном напылении покрытий на стальные подложки использовались три типа порошков $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$: (1) - исходный плотный коммерческий порошок, полученный механическим измельчением плавленого компакта (рис. 1.20,а); (2) - плотный сферический порошок, полученный в результате плазменной сфероидизации исходного плотного порошка, рис. 1.20,б; (3) - полый микросферический порошок, полученный с помощью плазменной обработки порошка гидроксида алюминия, рис. 1.20,в. На рис. 1.20 приведены также гистограммы, характеризующие распределения частиц по размерам указанных порошков. Размер частиц определялся с помощью лазерного анализатора частиц «LS13320» фирмы «Beckman Coulter» (США).

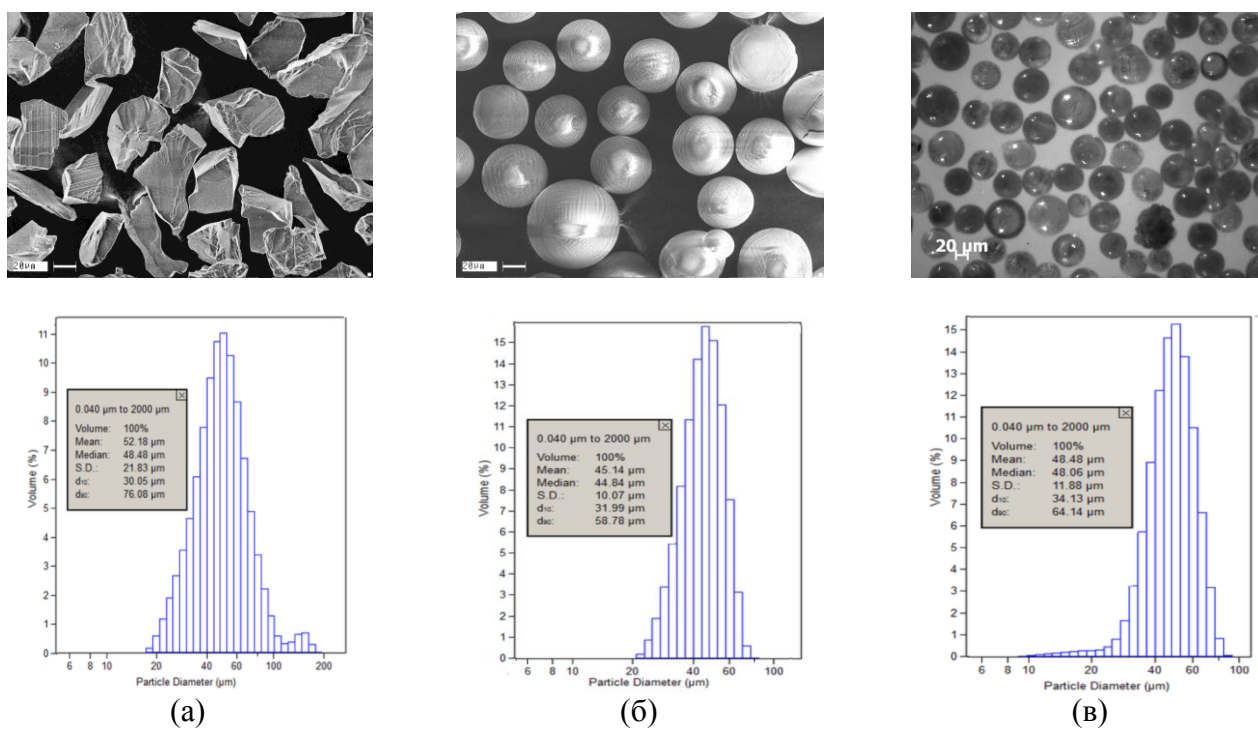


Рис. 1.20 Морфология и гистограммы распределения частиц по размерам используемых порошков: (а) - исходный плотный порошок (тип 1); (б) - плотный сферический порошок (тип 2); (в) - полый микросферический порошок (тип 3).

Для сфероидизации порошков использовался многоцелевой плазмотрон с межэлектродной вставкой и диффузной привязкой дуги на аноде мощностью до 100 кВт, разработанный в ИТПМ СО РАН [55]. Плазмотрон позволяет при относительно малых расходах рабочего газа (в данном случае - азота) генерировать протяженные высокоэнтальпийные квазиламинарные струи. Плотный микросферический порошок (тип 2) был получен в результате плазменной

обработке порошка (тип 1) при следующих режимных параметрах: расход основного рабочего газа (азот) - 0.8 г/с, расход вспомогательного газа на защиту анода (аргон) - 0.2 г/с, ток дуги - 200 А, напряжение - 232 В, расход транспортирующего газа (воздух) - 0.05 г/с. В свою очередь, обработка порошка гидрооксида алюминия (Al(OH)₃) для получения полого микросферического порошка α-Al₂O₃ проводилась при следующих режимных параметрах: расход азота - 0.8 г/с, расход аргона - 0.2 г/с, ток дуги - 250А, напряжение - 235В, расход транспортирующего газа (воздух) - 0.065 г/с.

Как видно из данных, представленных на рис. 1.20, при детонационном напылении покрытий использовались порошки оксида алюминия с близкими значениями средних размеров частиц, что позволило провести сравнение характеристик покрытий при напылении плотных и полого порошков.

Эксперименты по напылению покрытий выполнены с использованием разработанной в ИГиЛ СО РАН компьютеризированной системы детонационного напыления CCDS2000 [58]. Данная система позволяет прецизионно управлять термическим, динамическим и химическим воздействием продуктов детонации на частицы напыляемого порошкового материала, которые инжектируются в поток через отверстие в боковой стенке ствола с помощью импульсного дозатора. Это обеспечивает хорошую локализацию порошкового «облака» по длине ствола, а также однородность скорости частиц и их температуры в результате воздействия продуктов детонации. Принципиальная схема процесса детонационного напыления представлена на рис. 1.21.

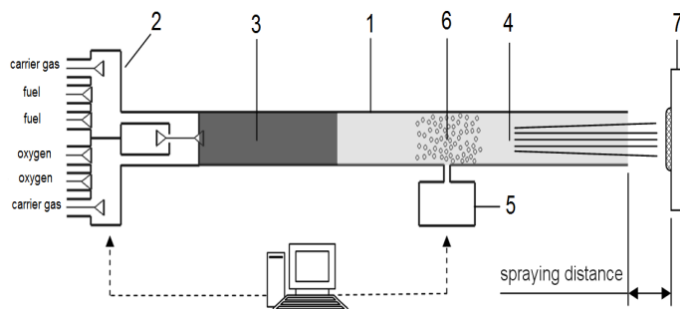


Рис. 1.21 Принципиальная схема процесса детонационного напыления. 1 – ствол, 2 – газораспределитель, 3 – заряд взрывчатой смеси, 4 – поток продуктов детонации, 5 – импульсный дозатор порошка, 6 - инжектируемый порошок, 7 - подложка.

Длина ствола установки – 1000 мм, загрузка порошка осуществлялась на расстоянии 300 мм от выходного сечения ствола, дистанция напыления варьировалась в пределах 100–400 мм. Напыление производилось с использованием ацетилено-кислородной смеси $C_2H_2+2O_2$ с продувкой ствола воздухом. Воздух использовался также в качестве транспортирующего газа при инъекции порошка. Предварительно, в результате вариации величины заряда было оптимизировано заполнение ствола взрывчатой смесью, при котором формировалось качественное покрытие в основной зоне пятна напыления. Затем, за счет вариации дистанции напыления, была обеспечена максимальная однородность покрытия по всему пятну напыления.

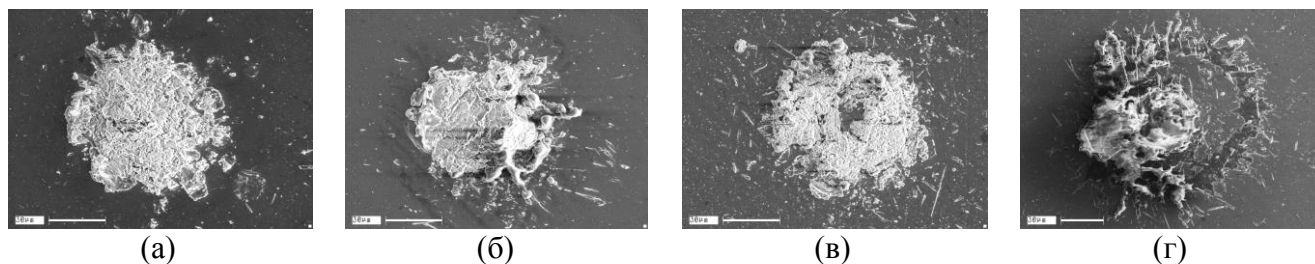


Рис. 1.22 Детонационные сплэты, осажденные на стальную подложку при "оптимальном" режиме напыления исходного (а), плотного сферического (б) и полого сферического (в), (г) порошков.

Режим обрабатывался на порошке 1-го типа, а затем воспроизводился при напылении порошков двух других типов. В оптимальном режиме детонационного напыления частицы порошковых материалов 1-го и 2-го типов находились в полурасплавленном состоянии, в то время как частицы порошка 3-го типа были полностью расплавлены, что подтверждается морфологией детонационных сплэтов, представленных на рис. 1.22.

Анализировались образцы с напылением в точку, при котором образовывалось пятно покрытия диаметром 22-25 мм. При этом за один выстрел формировался слой покрытия толщиной 8-12 микрон. Измерялся расход порошка, инжестируемого за один выстрел и коэффициент его использования при напылении. Для анализа влияния сканирования пятна напыления исследовались также образцы с покрытиями, полученными со смещением на половину радиуса пятна напыления при его линейном перемещении относительно подложки. Расчеты скоростей и температур частиц в выходном сечении ствола детонационной установки проводились с помощью разработанного в ИГиЛ СО РАН программного кода [59].

Микротвердость покрытий измерялась с использованием твердомера DuraScan-50 с нагрузкой 100 г. Измерения производились в 10 точках. Результаты измерений Hv_{100g} для образцов покрытий, напыленных с использованием указанных выше порошков, приведены в таблице 1.6. Как видно, максимальная микротвердость получена при напылении полого микросферического порошка. В то же время, при напылении исходного порошка (тип 1) была получена минимальная микротвердость.

Таблица 1.6. Микротвердость покрытий, напыленных в точку и при сканировании пятна напыления.

| Образец | Тип 1 | Type 2 | Type 3 |
|----------------------------------|----------------|----------------|----------------|
| Напыление в точку, Hv | 1500 ± 300 | 1610 ± 250 | 1660 ± 250 |
| Напыление при сканировании, Hv | 1400 ± 250 | 1470 ± 300 | 1520 ± 200 |

Была исследована микроструктура поперечных шлифов детонационных покрытий толщиной $\sim 300\mu\text{m}$, напыленных с использованием указанных модельных порошков, рис. 1.23. Установлено, что расчетная пористость составила: 3.9, 1.5 and 0.3% для покрытий, полученных с использованием порошков 1-го, 2-го и 3-го типов, соответственно.

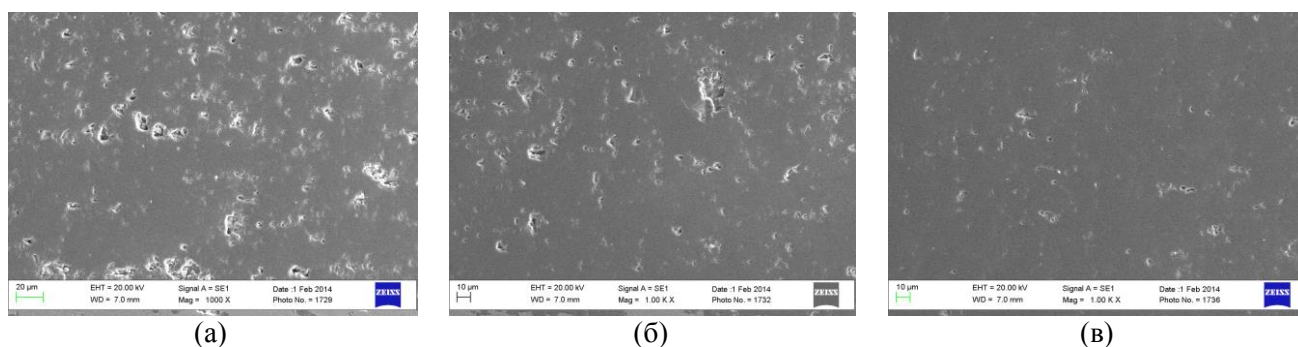


Рис. 1.23 Поперечные шлифы детонационных покрытий, напыленных с использованием трех типов порошков Al_2O_3 . (а), (б) и (в) отвечают первому, второму и третьему типу порошков.

Следовательно, переход от порошка 1-го типа к порошку 2-го типа, при прочих равных условиях, обеспечил уменьшение пористости более чем в два раза, а напыление полого микросферического порошка позволило уменьшить пористость более чем на порядок. При этом коэффициент использования порошковых материалов составил, соответственно, 23, 40 и 51%, что также подтверждает перспективность использования полых микросферических порошков в технологии газотермического, в том числе детонационно-газового напыления.

1.2. Синтез металлокерамических порошков TiC-NiCr и их применение для газотермического нанесения трибологических покрытий

Порошки декамикронного диапазона размеров, частицы которых состоят из высокотвердых ультрадисперсных включений в матрице из металлического сплава заданного химического состава (WC-Co, Cr₃C₂-NiCr, TiC-NiCr и другие), широко используются при газотермическом напылении износостойких абразивно- и коррозионностойких покрытий, предназначенных для экстремальных условий эксплуатации (авиационная, ракетно-космическая, нефтегазодобывающая и энергетическая промышленность). К настоящему времени наиболее широко применяются порошки WC-Me (Me-Co, Co-Cr) и Cr₃C₂-NiCr с нано- и субмикронными размерами карбидных включений, полученные с помощью распылительной сушки и спекания. Объемная доля связки в таких порошках была оптимизирована для их применения в порошковой металлургии, основанной на динамическом компактировании и спекании порошков для получения плотных изделий. Эти технологические операции существенно отличаются от физических процессов, лежащих в основе газотермического напыления. Данная технология характеризуется своими специфическими особенностями: формирование покрытия осуществляется послойно путем последовательной укладки одиночных микрообъемов материала (сплэтов), закрепившихся на поверхности подложки, а затем - на поверхности напыленного слоя, в результате деформации и затвердевания квазижидких частиц, состоящих из расплавленной металлической матрицы и твердых ультрадисперсных керамических включений. Особенности деформации и затвердевания таких частиц при соударении с основой (подложкой или напыленным слоем), определяющие внутреннюю структуру, остаточную пористость, адгезию и когезию покрытия, существенно зависят от скорости и температуры частиц, а также от объемной доли керамических включений и их размера. Плазменное напыление металлокерамических покрытий с применением порошков WC-Me, при котором происходит плавление и перегрев материала металлической матрицы, весьма проблематично из-за деградации карбида вольфрама по схеме WC → W₂C → W₃C → W вследствие потери углерода при повышенных температурах.

Принципиально новые возможности открываются при использовании порошков TiC-Ni, TiC-NiCr для газотермического напыления высокоресурсных износостойких покрытий. Карбид титана стабилен вплоть до температуры его плавления (3423 К), которая значительно превосходит температуру плавления карбида вольфрама (3058 К), стабильность которого нарушается уже при температуре ~ 2500 К. По твердости карбид титана почти в два раза превосходит карбид вольфрама в диапазоне температур 293-1500 К.

1.2.1. Разработка теоретических основ формирования металлокерамических сплэтов в зависимости от КФП, пористости частиц и объемного содержания ультрадисперсных карбидных включений

Как отмечалось выше, газотермическое, в том числе плазменное, напыление нано- и субмикроструктурированных металлокерамических покрытий из порошков, частицы которых состоят из ультрадисперсных включений высокотвердых соединений (карбиды, бориды, нитриды и т.п.) в металлической матрице или матрице из металлических сплавов, открывает широкие возможности при создании износостойких покрытий и поверхностных слоев, предназначенных для экстремальных условий эксплуатации. Однако, высокое объемное содержание тугоплавких включений в порошковых частицах (50-70 vol.%) определяет значительную вязкость расплава, что обуславливает низкую степень деформации напыляемых квазижидких частиц "расплав связующего - твердые ультрадисперсные включения" при их соударении с подложкой или напыляемым покрытием. Поэтому неоптимальные металлокерамические покрытия характеризуются сравнительно высокой пористостью, которая образуется как на стыках отдельных растекшихся и затвердевших квазижидких частиц (сплэтов) между собой, так и на границе раздела «покрытие – подложка». Кроме того, коммерческие металлокерамические порошки, применяемые в технологии газотермического

напыления (WC-CoCr, WC-Co и др.), зачастую получают с помощью распылительной сушки, что обуславливает наличие внутренней пористости в порошковых частицах, которая может изменяться в широких пределах ($P=5-30\%$).

В этой связи, представляет большой интерес теоретическое и экспериментальное исследование процесса формирования одиночных металлокерамических сплэтов, закрепившихся на подложках при полном контроле ключевых физических параметров (КФП) – скорости, температуры и размера частицы и температуры основы, при повышенной объемной концентрации керамических включений в пористых квазижидких частицах. С учетом сказанного возникает необходимость в дальнейшем развитии инженерно-физических основ, предложенных в работе [60]. Для этого в работе [61] рассмотрен процесс деформации, теплообмена и фазовых превращений при соударении сферической частицы декамикронного размера D_p , состоящей из металлического связующего, находящегося в расплавленном состоянии, в котором равномерно распределены нерастворимые твердые тугоплавкие ультрадисперсные включения с объемной концентрацией $0 < s < 1$ и характерным размером $d_p \ll D_p$. Считаем, что гетерогенный материал частицы характеризуется равномерно распределенной в ее объеме пористостью P , причем размер газовых включений $d_g \ll D_p$, а их температура равна локальной температуре в объеме частицы. Пусть u_{p0} и T_{p0} – скорость и температура частицы в момент ее соударения с подложкой, температура которой $T_{b0} < T_{p0}$. При этом, должно выполняться неравенство $T_{1m} \leq T_{p0} < T_{2m}$, где T_{1m} и T_{2m} – температуры плавления связующей и твердых включений, соответственно.

Введем в рассмотрение эффективные значения плотности, теплоемкости и теплопроводности композиционного материала:

$$\rho_p(s, P) = (1 - P)[(1 - s)\rho_1 + s\rho_2] + P\rho_g, \quad c_p(s, P) = (1 - P)[(1 - s)c_1 + sc_2] + Pc_g, \quad (1.35)$$

$$\lambda_p(s, P) = \lambda_{p, \text{eff}}(1 - P)/(1 + P/2), \quad \lambda_{p, \text{eff}}(s) = (1 - s)\lambda_1 + s\lambda_2, \quad (1.36)$$

где ρ_j , c_j , λ_j – плотность, теплоемкость и теплопроводность j -го компонента в частице ($j=1,2$ для связующего и включений, соответственно), λ_g – теплопроводность газа, заполняющего поровое пространство агломерата, нижние индексы "p", "b" и "g" отвечают металлокерамической частице, подложке и газу, заполняющему поровый объем композита. Отметим, что термодинамические и переносные свойства газа, образующего поровое пространство, вообще говоря, зависят от температуры.

При соударении квазижидкой частицы с подложкой и формировании сплэта затвердевает лишь металлический расплав, объемная доля которого в гетерогенном материале равна $(1-P)(1-s)$. Следовательно, в уравнении Стефана, характеризующем затвердевание металлической связки в гетерогенном материале, должна фигурировать эффективная теплота затвердевания $L_{pm}(s, P) = (1 - P)(1 - s)L_{1m}$.

Таким образом, мы ввели в рассмотрение все требуемые теплофизические характеристики гетерогенного материала, параметрически зависящие от объемной концентрации s тугоплавких включений и пористости P , которые задаются априори.

Ограничимся рассмотрением процесса формирования сплэта в условиях, отвечающих наиболее распространенному сценарию при газотермическом напылении: растекание и одновременное затвердевание частицы на твердой подложке.

Как и в цитируемой выше работе, воспользуемся решением задачи нестационарного сопряженного кондуктивно-конвективного теплообмена в окрестности точки торможения ($2r \leq D_p$) для системы "растекающаяся вязкая капля – затвердевающий слой – подложка". Данное решение, характеризующее динамику фронта затвердевания расплава $\bar{\zeta}$ при числах Прандтля $Pr > 1$, применительно к нашему случаю запишется в виде:

$$\bar{\zeta}(Fo) = c_\zeta \sqrt{Fo}, \quad c_\zeta = P[\sqrt{1 + 4Q/P^2} - 1]/2, \quad (1.37)$$

$$P = \frac{\pi \lambda_{p,p}^{(s,l)} \text{Ku}_p^{(l)} + 2 \text{K}_\varepsilon^{(b,p)} (\mathcal{G}_{p0} - 1)}{\sqrt{\pi} \text{K}_\varepsilon^{(b,p)} \text{Ku}_p^{(l)}}, \quad Q = 2 \lambda_{p,p}^{(s,l)} \frac{\text{K}_\varepsilon^{(b,p)} (1 - \mathcal{G}_{b0}) - (\mathcal{G}_{p0} - 1)}{\text{K}_\varepsilon^{(b,p)} \text{Ku}_p^{(l)}}, \quad (1.38)$$

$$g_c = (\sqrt{\pi} + c_\zeta \lambda_{p,p}^{(l,s)} K_\varepsilon^{(b,p)} g_{b0}) / (\sqrt{\pi} + c_\zeta \lambda_{p,p}^{(l,s)} K_\varepsilon^{(b,p)}), \quad (1.39)$$

где $Fo = a_{pm}^{(l)} t / D_p^2$ – число Фурье, t – время, $Ku_p^{(l)} = L_m(s) / [c_{pm}^{(l)} T_{1m}]$ – критерий фазового перехода Стефана–Кутателадзе, $K_\varepsilon^{(b,p)} = \sqrt{(\rho c \lambda)_{b0}^{(s)} / (\rho c \lambda)_{pm}^{(l)}}$ – критерий тепловой активности материала подложки к материалу частицы, c_ζ – константа затвердевания, $\mathcal{G} = T/T_{1m}$ – безразмерная температура; g_c – контактная температура. Здесь и ниже: индексы ‘ p ’ и ‘ b ’ соответствуют частице и основе (подложке), в то время как индексы ‘ s ’ и ‘ l ’ отвечают твердому и жидкому состояниям связующего; дополнительный нижний индекс ‘ m ’ характеризует свойство при температуре плавления связующего; $\zeta = \zeta / D_p$; $\lambda_{p,p}^{(l,s)} = 1 / \lambda_{p,p}^{(s,l)}$; $\lambda_{p,p}^{(s,l)} = \lambda_{pm}^{(s)} / \lambda_{pm}^{(l)}$, $a_{p,p}^{(l,s)} = a_{pm}^{(l)} / a_{pm}^{(s)}$ – отношение коэффициентов теплопроводности и температуропроводности металлокерамики.

В цитируемой выше работе при получении зависимостей, характеризующих толщину \bar{h}_s и \bar{D}_s диаметр металлокерамических сплэтов, предполагалось, что в момент соударения капли с подложкой в квазижидкой частице мгновенно устанавливается поле скоростей, характерное для вязкого растекания в окрестности точки торможения, а затем имеет место вязкое инерционное растекание расплава. Однако, для более корректного прогнозирования безразмерных значений толщины \bar{h}_s и диаметра \bar{D}_s сплэта следует учесть начальную стадию деформации квазижидкой частицы, во время которой формируется вязкое течение в окрестности точки торможения нормально соударяющейся частицы. Считаем, что длительность t_0 данной стадии, т.е. перехода от сферы к полусфере с цилиндрическим основанием, с учетом сохранения объема частицы, составляет $t_0 = t_d / 6$, где $t_d = D_p / u_{p0}$ – характерное время ее деформации. В безразмерном виде будем иметь $Fo_0 = Fo_d / 6$, $Fo_d = 1 / Pe$ (рис. 1.24), где $Pe = D_p u_{p0} / a_{pm}^{(l)}$ – число Пекле. Следовательно, по завершению начальной стадии относительная толщина \bar{h}_{s0} затвердевшего слоя расплава $\bar{h}_{s0} = c_\zeta \sqrt{Fo_0}$, а безразмерная координата вершины частицы $\bar{z}_p(Fo_0) = 5/6$. С учетом сказанного, будем считать, что в момент времени $t = t_0$ в объеме квазижидкой частицы устанавливается поле скоростей $u_{pz} = -\beta z^2$, $u_{pz} = \beta z r$, где $\beta = 36 u_{p0} / 25 D_p^2$, и далее имеет место ее инерционное вязкое растекание. Тогда текущая координата вершины частицы может быть найдена из уравнения $d z_p / d t = -\beta z_p^2$, которое с учетом принятых нами безразмерных переменных приводится к виду $\frac{d \bar{z}_p}{d Fo} = -\frac{36}{25} Pe \cdot \bar{z}_p^2$.

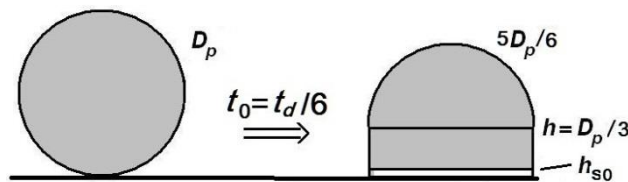


Рис. 1.24 Схематическое представление стадии деформационного перехода квазижидкой частицы к вязкому течению расплава в окрестности точки торможения.

Проводя интегрирование данного уравнения с начальными условиями $\bar{z}_{p0} = \bar{z}_p(Fo_0) = 5/6$, получим решение задачи Коши для текущей координаты вершины деформирующейся частицы:

$$\bar{z}_p(Fo) = \frac{\bar{z}_p(Fo_0)}{1 + Pe \cdot (Fo - Fo_0) / \bar{z}_p(Fo_0)}, \text{ или } \bar{z}_p(Fo) = \frac{\bar{z}_{p0}}{1 + Pe \cdot (Fo - Fo_0) / \bar{z}_{p0}}, \text{ где } Fo \geq Fo_0.$$

Если ввести в рассмотрение новую переменную времени $Fo'' = Fo - Fo_0$, тогда последнее уравнение переписывается в виде

$$\bar{z}_p(Fo'') = \frac{\bar{z}_{p0}}{1 + Pe \cdot Fo'' / \bar{z}_{p0}}, \text{ где } Fo'' \geq 0, \bar{z}_{p0} = 5/6.$$

В дальнейшем опустим штрихи у безразмерной переменной времени, следовательно, для динамики движения вершины капли имеем зависимость

$$\bar{z}_p(Fo) = \frac{\bar{z}_{p0}}{1 + Pe \cdot Fo / \bar{z}_{p0}}, \text{ где } Fo \geq 0, \bar{z}_{p0} = 5/6.$$

Окончательная толщина сплэта $\bar{z}_p(Fo^*)$ в окрестности точки торможения отвечает моменту времени Fo^* , когда вершина частицы встретится с фронтом затвердевания. Следовательно, необходимо решить уравнение

$$\frac{\bar{z}_{p0}}{1 + Pe \cdot Fo / \bar{z}_{p0}} = c_\zeta \sqrt{Fo + Fo_0}, \text{ } Fo \geq 0. \quad (1.40)$$

Вводя переменную $y = \sqrt{Fo + Fo_0}$ и проводя преобразования, получаем кубическое уравнение в каноническом виде

$$y^3 + py + q = 0, \text{ где } p = 2/3 Pe, q = -25/36 Pe c_\zeta. \quad (1.41)$$

Уравнение (1.41) имеет единственный действительный корень, поскольку дискриминант $D = -27 q^2 (1 + 4 p^3 / 27 q^2) < 0$,

$$y^* = \sqrt[3]{|q|/2} \cdot \left[\sqrt[3]{\sqrt{1 + \kappa} + 1} - \sqrt[3]{\sqrt{1 + \kappa} - 1} \right],$$

где $\kappa = \frac{512}{5625} \cdot \frac{c_\zeta^2}{Pe} \approx 0.091 c_\zeta^2 / Pe$. Следовательно,

$$y^* = \sqrt{Fo^* + Fo_0} = \frac{1}{2} \sqrt[3]{\frac{25}{9 Pe c_\zeta}} \cdot \left[\sqrt[3]{\sqrt{1 + \kappa} + 1} - \sqrt[3]{\sqrt{1 + \kappa} - 1} \right], \text{ где } \kappa = \frac{512}{5625} \cdot \frac{c_\zeta^2}{Pe}. \quad (1.42)$$

Учитывая, что безразмерная толщина сплэта $\bar{h}_s = c_\zeta \sqrt{Fo^*}$, получаем окончательную расчетную зависимость

$$\bar{h}_s = \frac{1}{2} \sqrt[3]{\frac{25}{9} \cdot \frac{c_\zeta^2}{Pe}} \cdot \left[\sqrt[3]{\sqrt{1 + \kappa} + 1} - \sqrt[3]{\sqrt{1 + \kappa} - 1} \right], \text{ } \kappa = \frac{512}{5625} \cdot \frac{c_\zeta^2}{Pe} \quad (1.43)$$

Если $Pe / c_\zeta^2 > 100$, что, как правило, имеет место при газотермическом, в том числе плазменном напылении, получаем приближенное решение, аппроксимирующее решение (1.43) с максимальной относительной погрешностью ~5%, что вполне приемлемо для выполнения практических оценок,

$$\bar{h}_s = \sqrt[3]{25 c_\zeta^2 / 36 Pe}. \quad (1.44)$$

Степень растекания частицы \bar{D}_s в момент завершения формирования сплэта находится из баланса объема частицы до и после удара, т.е. $\bar{D}_s = \sqrt{2 / (3 \bar{h}_s)}$. Подставляя решение (1.44) в данную зависимость, получим достаточно простую и удобную для практических расчетов формулу, характеризующую безразмерный диаметр сплэта,

$$\bar{D}_s = \sqrt[6]{32 Pe / 75 c_\zeta^2}. \quad (1.45)$$

Полученные зависимости (1.37)-(1.39), (1.44), (1.45) позволяют проводить оперативные оценки толщины и диаметра сплэта, а также температуры, устанавливающейся в контакте частица-подложка, в зависимости от КФП и теплофизических свойств подложки,

металлического связующего и тугоплавких включений, а также их объемной концентрации и пористости композита.

Система WC-Co была использована во всех приведенных ниже расчетах, вследствие ее наиболее широкого практического использования при нанесении износостойких и коррозионностойких покрытий. Следующие литературные данные, характеризующие свойства материалов связующего, карбидных включений и подложки и газа, заполняющего поровый объем частиц, использовались в расчетах: 1) карбид вольфрама - $\rho^{(s)}=15650$ кг/м³, $c^{(s)}=248.5$ Дж/(кг·К), $\lambda^{(s)}=50.3$ Вт/(м·К); 2) кобальт - $\rho_m^{(s)}=8900$ кг/м³, $\rho_m^{(l)}=7760$ кг/м³, $c_m^{(s)}=674$ Дж/(кг·К), $c_m^{(l)}=1100$ Дж/(кг·К), $\lambda_m^{(s)}=45$ Вт/(м·К), $\lambda_m^{(l)}=36$ Вт/(м·К), $T_m=1766$ К, $L_m=276584$ Дж/кг, $\mu_m^{(l)}=0.00472$ Па·с; $\nu_m^{(l)}=6.1 \cdot 10^{-7}$ м²/с; 3) сталь Ст.45 - $\rho^{(s)}=7700$ кг/м³, $c^{(s)}=582$ Дж/(кг·К), $\lambda^{(s)}=28$ Вт/(м·К); 4) аргон при $T=1766$ К - $\rho=0.3$ кг/м³, $c=520$ Дж/(кг·К), $\lambda=0.091$ Вт/(м·К).

На рис. 1.25 представлены расчетные данные, характеризующие влияние объемной доли ультрадисперсных включений карбида вольфрама и пористости квазижидких композиционных частиц WC-Co, соударяющихся со стальной подложкой (Ст.45), на безразмерную толщину и диаметр сплэтов, а также абсолютную температуру в контакте. Расчеты выполнены при следующих значениях КФП: $D_p=50$ мкм, $u_{p0}=200$ м/с, $T_{p0}=2500$ К, $T_{b0}=300$ К. Здесь и далее, светлые и темные фигуры на рисунках отвечают квазижидким частицам WC-Co при пористости их материала $P=0$ и $P=0.3$, соответственно.

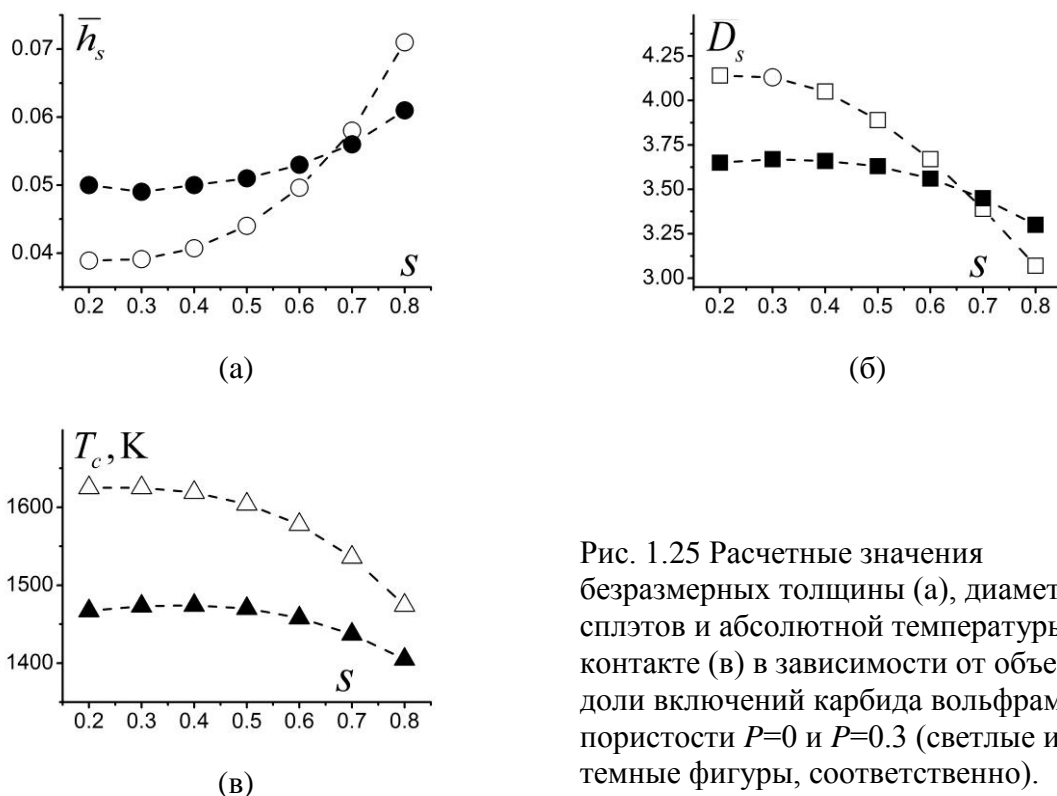


Рис. 1.25 Расчетные значения безразмерных толщины (а), диаметра (б) сплэтов и абсолютной температуры в контакте (в) в зависимости от объемной доли включений карбида вольфрама и пористости $P=0$ и $P=0.3$ (светлые и темные фигуры, соответственно).

Как видно из результатов, представленных на рис. 1.25,а,б, относительная толщина сплэтов и степень растекания композиционной частицы на подложке претерпевают заметное изменение с повышением объемной концентрации включений, которое более значимо при увеличении пористости со значения $P=0$ до $P=0.3$. Это обусловлено высокой скоростью охлаждения и затвердевания расплава связующего и поведением контактной температуры, которая уменьшается с повышением концентрации твердых включений (рис. 1.25,в). Можно отметить, что, при прочих равных условиях, с увеличением пористости частиц изменения указанных параметров с увеличением объемной концентрации включений становятся более

пологими. Уменьшение контактной температуры ухудшает прочность сцепления сплэта с подложкой и приводит к увеличению макропористости покрытия, вследствие увеличения толщины сплэтов и уменьшения степени деформации частицы на поверхности основы. Хорошо известно, что макропористость при газотермическом и, в частности плазменном, напылении в первом приближении определяется несплошностью при взаимной укладке сплэтов в покрытие, а характерный размер макропор имеет порядок толщины сплэтов.

Представляют интерес расчетные данные, иллюстрирующие, при прочих равных условиях, независимое влияние различных факторов на характеристики сплэтов при фиксированной объемной концентрации включений карбида вольфрама в кобальтовой связке, например, при $s=0.81$, что отвечает коммерческому порошку WC-12%масс.Со.

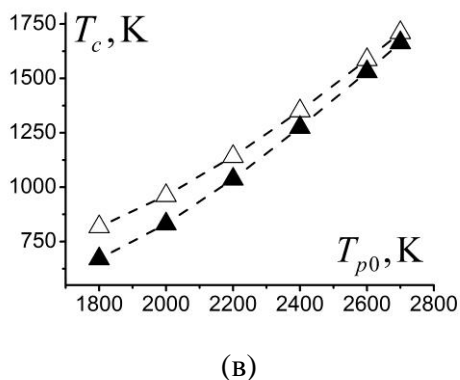
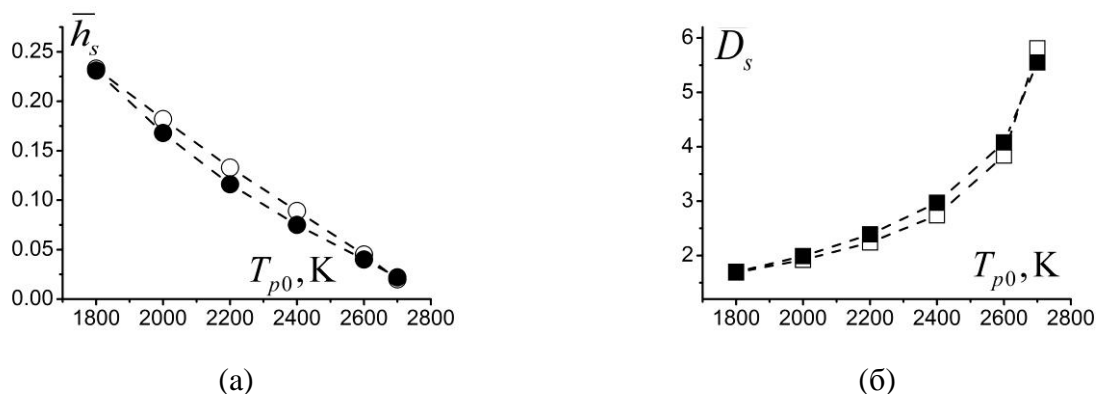


Рис. 1.26 Безразмерная толщина (а) и диаметр (б) сплэтов, и температура в контакте "частица - подложка" (в) в зависимости от начальной температуры частиц при остальных фиксированных значениях КФП: $D_p=50\mu\text{m}$, $u_{p0}=250$ м/с, $T_{b0}=300$ К.

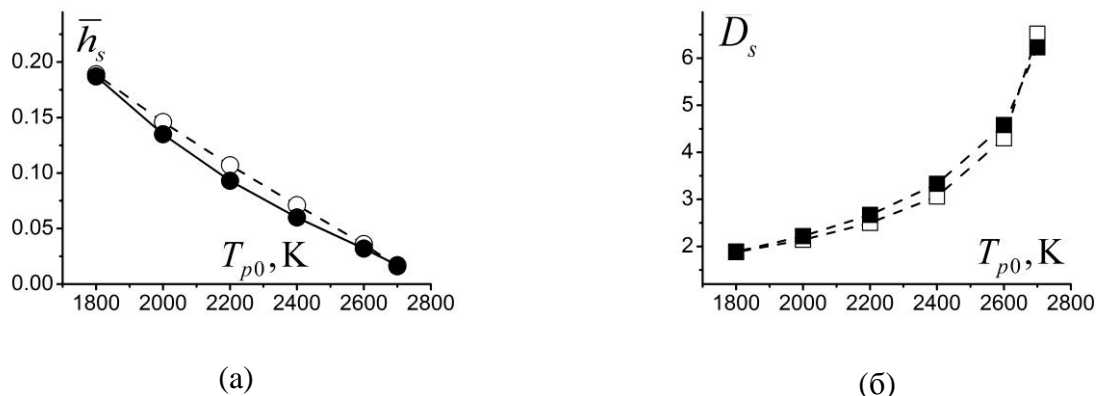


Рис. 1.27 Безразмерная толщина (а) и диаметр (б) сплэтов в зависимости от начальной температуры частиц при остальных фиксированных значениях КФП: $D_p=50\mu\text{m}$, $u_{p0}=500$ м/с, $T_{b0}=300$ К. Зависимость температура в контакте "частица - подложка" - та же, что и на рис. 1.26,в.

На рис. 1.26 и 1.27 представлены результаты расчетов, характеризующие влияние начальной температуры частиц для двух скоростей соударения с подложкой: 250 м/с (APS - атмосферное плазменное напыление) и 500 м/с (HVOF - высокоскоростное напыление струей продуктов сгорания). Как видно, перегрев частиц выше температуры плавления металлической связки при условии, что карбидные включения остаются в твердом состоянии) приводит к существенному уменьшению толщины сплэтов (рис. 1.26,а и 1.27,а), увеличению их диаметра (рис. 1.26,б и 1.27,б) и росту контактной температуры (рис. 1.26,в), что должно обеспечивать напыление более качественных покрытий. В то же время, пористость композиционных частиц не оказывает существенного влияния на толщину и диаметр сплэтов, а ее влияние на контактную температуру более заметно при низких начальных температурах частиц. С повышением же начальной температуры частиц влияние пористости на температуру в контакте уменьшается (рис. 1.26,в). Аналогичные данные о влиянии температуры подложки на указанные параметры сплэтов представлены на рис. 1.29 и 1.29.

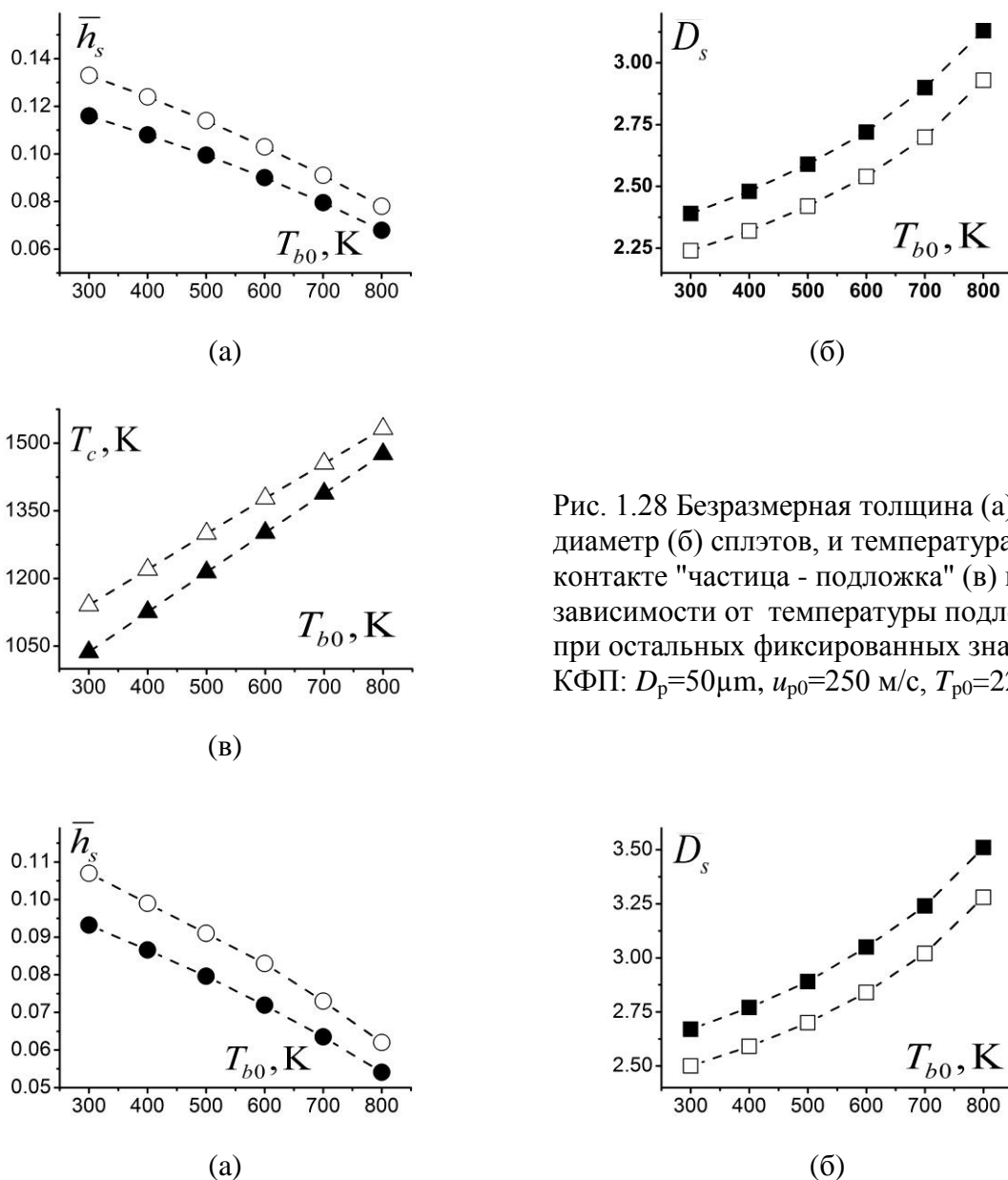


Рис. 1.28 Безразмерная толщина (а) и диаметр (б) сплэтов, и температура в контакте "частица - подложка" (в) в зависимости от температуры подложки при остальных фиксированных значениях КФП: $D_p=50\mu m$, $u_{p0}=250$ м/с, $T_{p0}=2200$ К.

Рис. 1.29. Безразмерная толщина (а) и диаметр (б) сплэтов в зависимости от начальной температуры частиц при остальных фиксированных значениях КФП: $D_p=50\mu m$, $u_{p0}=500$ м/с, $T_{p0}=2200$ К. Зависимость температура в контакте "частица - подложка" - та же, что и на рис. 1.28,в.

В этой связи, необходимо отметить, что независимый перегрев частицы и подложки на одну и ту же величину приводит к различному возрастанию температуры в контакте между растекающейся квазижидкой частицей и подложкой. Данный эффект объясняется значением относительной тепловой эффузии $K_{\epsilon}^{(b,p)}$, которая в нашем случае принимает значение $K_{\epsilon}^{(b,p)} \cong 0.19$, т.е. тепловая эффузия материала подложки ниже, чем у материала частицы. Примем, например, в качестве начальных следующие значения КФП: $D_p=50 \mu\text{m}$, $u_{p0}=250 \text{ м/с}$, $T_{p0}=2200 \text{ К}$, $T_{b0}=300 \text{ К}$ и $P=0$. Тогда, согласно данным, представленным на рис. 1.26, будем иметь: $\bar{h}_s=0.133$, $\bar{D}_s=2.24$, $c_{\zeta}=2.05$, $T_c=1141 \text{ К}$. При перегреве частицы, например, на 200 К получаем следующие значения параметров сплэта: безразмерная толщина $\bar{h}_s = 0.089$, безразмерный диаметр $\bar{D}_s = 2.74$, температура в контакте $T_c=1351 \text{ К}$, константа скорости затвердевания $c_{\zeta} = 1.09$. При перегреве подложки на ту же величину получаем следующие значения параметров: безразмерная толщина $\bar{h}_s = 0.114$, безразмерный диаметр $\bar{D}_s = 2.42$, температура в контакте $T_c=1300 \text{ К}$, константа скорости затвердевания $c_{\zeta} = 1.61$. Следовательно, перегрев металлокерамических частиц WC-12%масс.Со приводит к большему увеличению контактной температуры и меньшей скорости затвердевания квазижидких частиц, чем перегрев стальной подложки на ту же величину температуры. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению толщины и увеличению диаметра сплэта.

Однако, хорошо известно, что при газотермическом напылении, когда температура частиц WC-Co достаточно велика, происходит декарбидизация монокарбида вольфрама WC и он претерпевает последовательный переход в W_2C , W_3C и, даже, в металлический вольфрам, что приводит к деградации свойств покрытия. Следовательно, очень важно не перегревать частицы WC-Me (Me=Co, Co-Cr и т.п.) выше температуры, при которой начинается интенсивная декарбюризация карбида вольфрама. Повышение температуры контакта в данном случае можно обеспечить за счет соответствующего повышения температуры подложки. Для рассмотренного выше для обеспечения контактной температуры $T_c=1351 \text{ К}$ она должна быть перегрета не на 200 , а на 265 градусов.

Особенности формирования сплэтов при напылении безпористого металлокерамического порошка TiC-53%vol.NiCr на стальную подложку (Ст.45) были рассмотрены в работе [60]. В этом случае также независимый одинаковый перегрев частицы и подложки приводит к различному увеличению контактной температуры. Для данной пары материалов значение относительной тепловой эффузии $K_{\epsilon}^{(b,p)} = 1.57$, т.е. тепловая эффузия материала подложки выше, чем у материала частицы. При перегреве частицы, например, на 300 К будем иметь следующие параметры сплэта: безразмерная толщина $\bar{h}_s = 0.067$, безразмерный диаметр $\bar{D}_s = 3.17$, температура в контакте $T_c=929 \text{ К}$, константа скорости затвердевания $c_{\zeta} = 1.32$. При том же перегреве подложки расчетные значения таковы: безразмерная толщина $\bar{h}_s = 0.071$, безразмерный диаметр $\bar{D}_s = 3.06$, температура в контакте $T_c=1062 \text{ К}$, константа скорости затвердевания $c_{\zeta} = 1.46$. Следовательно, хотя при перегреве подложки на заданную величину контактная температура выше, чем при перегреве частицы на ту же величину, скорость затвердевания расплава связки и безразмерная толщина сплэта в первом случае больше в сравнении с соответствующими величинами для второго случая. Последнее, при прочих равных условиях, объясняется более интенсивным отводом тепла от затвердевающей частицы в подложку.

Результаты расчетов, иллюстрирующие, при прочих равных условиях, влияние размера металлокерамических частиц WC-12Co и скорости их соударения с подложкой, приведены на рис. 1.30 и 1.31, соответственно. Для этих расчетов контактная температура и константа затвердевания, вычисляемые согласно (1.37)-(1.39), принимают одни и те же значения, равные

$T_c=822$ К, $c_\zeta = 1.82$. Следовательно, увеличение размера частиц и их скорости соударения с подложкой приводит к увеличению числа Пекле, что, в свою очередь, приводит к уменьшению относительной толщины сплэтов и увеличению степени деформации квазижидких частиц. Последнее, со всей очевидностью, следует из (1.44) и (1.45).

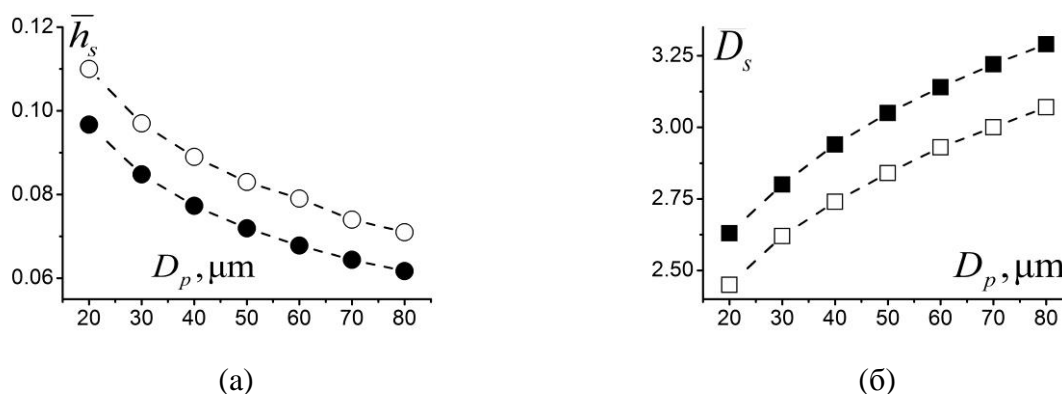


Рис. 1.30 Зависимости безразмерной толщины (а) и диаметра (б) сплэтов WC-12Co от размера частиц, соударяющихся с подложкой при $u_{p0}=500$ м/с, $T_{p0}=2200$ К, $T_{b0}=300$ К.

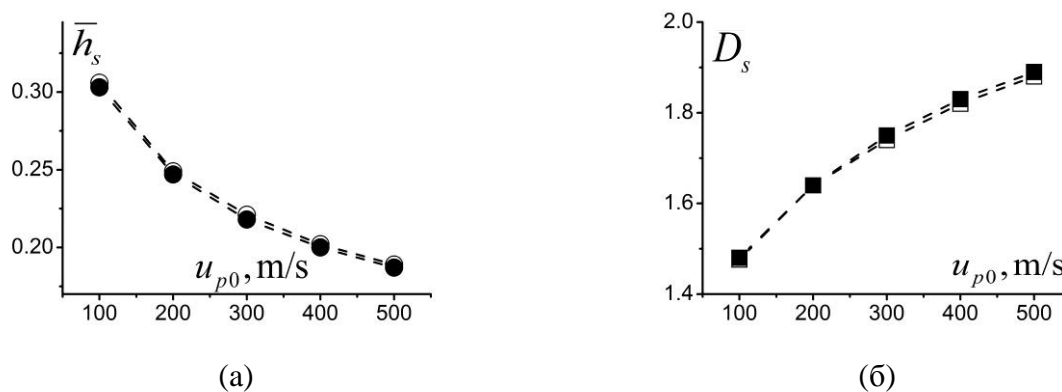


Рис. 1.31 Зависимости безразмерной толщины (а) и диаметра (б) сплэтов WC-12Co от скорости частиц, соударяющихся с подложкой при $D_p=50$ μm , $T_{p0}=1800$ К, $T_{b0}=300$ К.

Выполненные исследования позволяют сделать следующие **выводы**:

1. Впервые, развита инженерно-физическая модель формирования сплэтов при соударении с подложкой сферической композиционной частицы декамикронного размера с заданной пористостью, жидкая металлическая связка которой содержит высокую объемную долю однородно распределенных твердых тугоплавких ультрадисперсных включений.

2. Получено достаточно простое для технологических применений теоретическое решение, позволяющее предсказывать толщину и диаметр сплэтов, а также температуру, устанавливающуюся в контакте между растекающейся и затвердевающей квазижидкой частицей и подложкой при полном контроле ключевых физических параметров (скорость соударения, температура и размер частицы, температура подложки) в зависимости от объемной концентрации включений в расплаве связующего и пористости металлокерамического композита.

3. Полученные зависимости для безразмерной толщины и диаметра металлокерамических сплэтов могут быть использованы для критериального обобщения экспериментальных данных в широком диапазоне ключевых физических параметров.

4. С использованием полученных решений были выполнены расчеты, на примере металлокерамического порошка WC-12Co, демонстрирующие возможность формулирования адекватных требований к ключевым физическим параметрам при проектировании технологии нанесения металлокерамических покрытий, формируемых из сплэтов с заданными значениями толщины и диаметра, а также температуры в контакте "квазижидкая частица - основа" в процессе формирования первого и последующего слоев покрытия.

5. Показано, что при плазменном напылении, характеризуемым диапазоном скоростей частиц $u_{p0}=100-300$ м/с и их размеров $D_p=50-100$ мкм, получение высокоадгезионных покрытий с низкой пористостью при использовании коммерческого порошка WC-12Co весьма проблематично без перегрева частиц выше температуры плавления связующей и подогрева подложки.

6. Развитые в настоящей работе физические представления и теоретические решения, по нашему мнению, будут стимулировать дальнейшее экспериментальное изучение процессов формирования металлокерамических сплэтов при полном контроле КФП. Последнее, в свою очередь, будет способствовать научному обоснованию технологических ниш различных методов газотермического напыления износо- и абразивостойких металлокерамических покрытий. Полученные решения положены в основу вычислительной технологии для стохастического моделирования формирования металлокерамических покрытий.

1.2.2. Вычислительная технология для моделирования формирования металлокерамических покрытий методом Монте-Карло

В современной технологии газотермического, в том числе плазменного, напыления в большинстве случаев отсутствует возможность оперативного контроля качества покрытий, что затрудняет их проектирование и оптимизацию. Насколько нам известно, до настоящего времени отсутствует какая-либо физически обоснованная и практически апробированная концепция, позволяющая с единых позиций подойти к проектированию и оптимизации конкретных технологий газотермического напыления (плазменного, газопламенного, детонационного, электродуговой металлизации и т.д.). Обычно отработка процесса напыления осуществляется путем постановки ограниченного набора технологических экспериментов на конкретном оборудовании с использованием коммерческого порошка того или иного фракционного состава с последующим исследованием характеристик напыленных покрытий.

Принимая во внимание достаточно большое количество факторов, определяющих результат процесса напыления, метод "проб и ошибок" дополняется, в ряде случаев, планированием эксперимента, диагностикой или моделированием состояния частиц в полете и перед соударением их с поверхностью основы. Попытки постановки сквозного комплексного эксперимента в газотермическом напылении (ГТН) с целью изучения физических процессов, протекающих в цепочке "генерация высокотемпературного потока — инжекция порошкового материала — формирование технологического запыленного потока — взаимодействие частиц с поверхностью и формирование покрытия", весьма немногочисленны и, в основном, представляют методический интерес из-за его ресурсоемкости при отработке конкретной технологии.

Для прогнозирования структуры и свойств напыляемых металлокерамических покрытий в технологической цепочке «плазмотрон – струя – покрытие» наше основное внимание сконцентрировано на моделировании его слоистой структуры, формируемой из квазижидких частиц "расплавленная металлическая связка - равномерно распределенные твердые тугоплавкие ультрадисперсные включения".

Как известно, при ГТН, даже, при максимально возможном расходе порошкового материала, частицы которого подвергаются полному плавлению, покрытие формируется путем послойной укладки отдельных сплэтов – растекшихся и затвердевших на основе (подложке или предварительно напыленном слое) частиц. Следовательно, достоверность результатов моделирования структуры напыляемого металлокерамического покрытия во многом определяется точностью расчета укладки отдельных сплэтов при заданных значениях ключевых

физических параметров (КФП) соударения капли расплава с основой: скорость, температура и размер частицы, температура основы и топология ее поверхности.

Для оценки необходимых вычислительных затрат при моделировании покрытия предположим, что необходимо провести моделирование процесса формирования его фрагмента с поперечными размерами L_x и L_y , толщиной h , причем напыляемый порошок считается монодисперсным с размером частиц D_p . Таким образом, если, в первом приближении, пренебречь объемом пор в покрытии, то оценка необходимого количества сплэтов для полного заполнения объема покрытия $V = L_x L_y h$, представится как $N_p = 6V / (\pi D_p^3) = 6 L_x L_y h / (\pi D_p^3)$. То есть, если фрагмент покрытия имеет площадь основания $S = 1 \text{ см}^2$ ($L_x = L_y = 1 \text{ см}$) и толщину $h = 100 \text{ мкм}$, то при размере напыляемых частиц $D_p = 10; 25; 50$ и 100 мкм необходимо выполнить моделирование процесса формирования сплэтов в количестве $N_p \approx 1.9 \cdot 10^7, 1.2 \cdot 10^6, 1.5 \cdot 10^5$ и $2 \cdot 10^4$, соответственно. Детальное моделирование процесса формирования одного сплэта в общем случае требует расчета трехмерной нестационарной краевой задачи со свободной границей для уравнений Навье-Стокса совместно с уравнениями сопряженного конвективно-кондуктивного теплообмена, а также фазовых превращений в растекающейся частице, а в ряде случаев – и в подложке. Если допустить, что для такого расчета требуется 1 секунда процессорного времени, что является существенно заниженной, как минимум на один-два порядка, величиной (даже при моделировании процесса формирования сплэта на гладкой подложке), тогда время вычислений составит, соответственно, $t_{calc} \approx 220$ дней, 14 дней, 2 дня и 5,5 часов. Следовательно, в настоящее время такой подход носит скорее теоретический, нежели практический интерес, поскольку моделирование соударения десятков и сотен тысяч капель с подложкой и напыляемым покрытием требует колоссальных вычислительных затрат.

Альтернативой ему, является использование экспериментально апробированных теоретических решений или полуэмпирических зависимостей, позволяющих с достаточной для практики точностью прогнозировать толщину и диаметр сплэтов в широком диапазоне КФП, что существенно (на несколько порядков) ускоряет вычислительную процедуру моделирования слоистой структуры покрытий.

Учитывая вышеизложенное, наше внимание при выполнении настоящего проекта было сосредоточено на создании математической технологии, в том числе программного кода для оперативного моделирования слоистой структуры металлокерамических покрытий, напыляемых различными газотермическими методами. Разработанный программный код «СПЛЭТ-ПОКРЫТИЕ» включает две подсистемы (рис. 1.32).

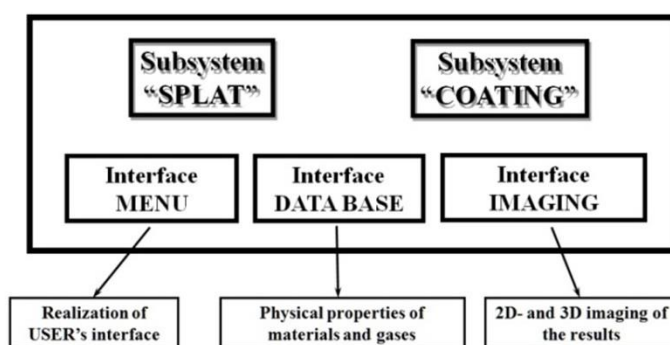


Рис. 1.32 Структура программного комплекса "СПЛЭТ - ПОКРЫТИЕ".

Первая подсистема – «СПЛЭТ», исходя из ограничений, налагаемых на параметры сплэтов, рассчитывает и осуществляет 3D-визуализацию физически реализуемого подпространства в заданном пространстве КФП. **Вторая подсистема** – «ПОКРЫТИЕ», исходя из набора значений КФП, рассчитанных на основе заданных гистограмм распределений, с

использованием справочной базы данных по физическим свойствам материалов, обеспечивает моделирование и визуализацию слоистой структуры плазменных покрытий и их функциональных характеристик.

Подсистема – «СПЛЭТ». Основной принцип работы подсистемы «СПЛЭТ» заключается в последовательном усечении исходного операционного пространства КФП в зависимости от требований, формулируемых к сплэту. В качестве исходного пространства используется трехмерное пространство, оси которого определяются пользователем из списка КФП: T_{p0} , T_{b0} , u_{p0} , D_p , либо число Пекле Pe вместо двух последних параметров. Для каждой из осей задается минимальное и максимальное значение параметра, которые ограничивают область исследуемого пространства по данному параметру. Ограничение представляется некоторой функцией (либо неравенством), разделяющей операционное пространство параметров на две области: область, в которой условие, налагаемое на сплэт, выполняется и область, в которой это условие не может быть выполнено. В результате этого происходит сужение пространства КФП. В качестве ограничений могут выступать требования, предъявляемые к размерам сплэта, к диапазонам изменения скорости и температуры частиц, температуры подложки в процессе растекания капли расплава. В частности, подсистема «СПЛЭТ» позволяет формулировать условие стабильного формирования сплэта, а также накладывать ограничения на: реализацию одного из базовых сценариев формирования сплэта, время его формирования, температуру в контакте “частица – подложка” с учетом заданного сценария формирования сплэта. Другая группа ограничений касается требований технологического и материаловедческого характера, предъявляемых к сплэту: прочность сцепления с основой или напыляемым покрытием (адгезия и когезия), скорость охлаждения капли при затвердевании и т.д. Таким образом, последовательно формулируя ограничения на условия формирования сплэта, мы получаем подпространство исходного пространства КФП, в котором одновременно выполняются все сформулированные требования к сплэту. Если же некоторые требования противоречат друг другу, конечное множество КФП окажется пустым.

Отдельными блоками подсистемы «СПЛЭТ» являются модули анализа «прямой» и «обратной» чувствительности “толщина сплэта \leftrightarrow КФП”, а также построение корреляционных зависимостей для характеристик сплэтов при изменении одного из КФП, что представляется полезным для анализа качественных и количественных закономерностей процесса напыления.

При формировании металлокерамических сплэтов под температурой плавления квазижидкой частицы понимаем температуру плавления материала связующего, т.е. $T_{pm} = T_{1m}$.

Температура контакта T_{c0} рассчитывается по формуле

$$T_{c0} = [T_{p0} + K_{\epsilon}^{(b,p)} T_{b0}] / [1 + K_{\epsilon}^{(b,p)}], \quad (1.46)$$

где коэффициент эффузии $K_{\epsilon}^{(b,p)}$ вычисляется при начальных температурах капли и подложки,

т.е. $K_{\epsilon}^{(b,p)} = \sqrt{(\rho c \lambda)_b^{(s)}(T_{b0}) / (\rho c \lambda)_p^{(l)}(T_{p0})}$. На рис. 1.33 представлены четыре основных сценария

формирования сплэтов при газотермическом напылении. Разъяснение всех используемых параметров приведено в предыдущем разделе.

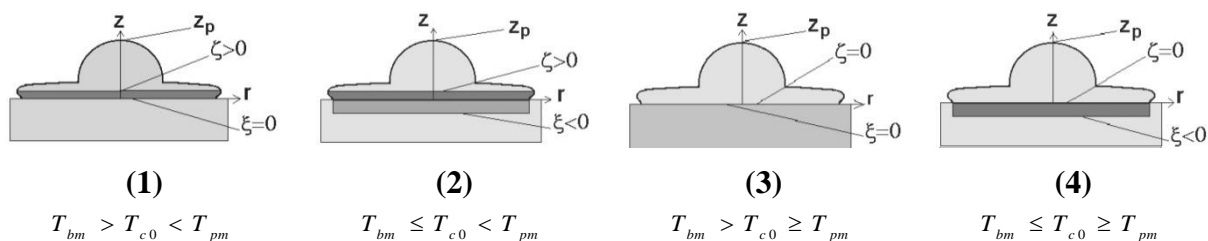


Рис. 1.33 Качественное представление основных сценариев формирования сплэтов.

В предыдущем разделе приведены зависимости (1.44), (1.45) для толщины и диаметра сплэта, а также для контактной температуры (1.39), отвечающие первому сценарию формирования металлокерамических сплэтов (рис. 1.33,(1)), наиболее распространенному в технологии ГТН, учитывающие объемную концентрацию карбидных включений и пористость композиционного материала частицы. Данные зависимости получены с учетом допущения об идеальности контакта между растекающейся и затвердевающей квазижидкой частицы на поверхности основы. Данное допущение, вследствие большого динамического напора, вполне оправдано для окрестности точки торможения ($2r < k_1 D_p$, $1 < k_1 < 1.2$), даже для шероховатой подложки при высоте элементов шероховатости меньше, чем окончательная толщина сплэта. Как видно, из зависимостей (1.44), (1.45), толщина и диаметр металлокерамических сплэтов полностью определяются числом Пекле, начальной температурой частицы и подложки, а также теплофизическими свойствами материалов. Следовательно, если задать пределы потенциального изменения КФП, получим параллелепипед

$$\Phi_0 = \{ (Pe, T_{p,0}, T_{b,0}) / [Pe_{\min}; Pe_{\max}] \times [T_{p,\min}; T_{p,\max}] \times [T_{b,\min}; T_{b,\max}] \}, \quad (1.47)$$

который будет исходным пространством КФП для фиксированной пары материалов частица - основа.

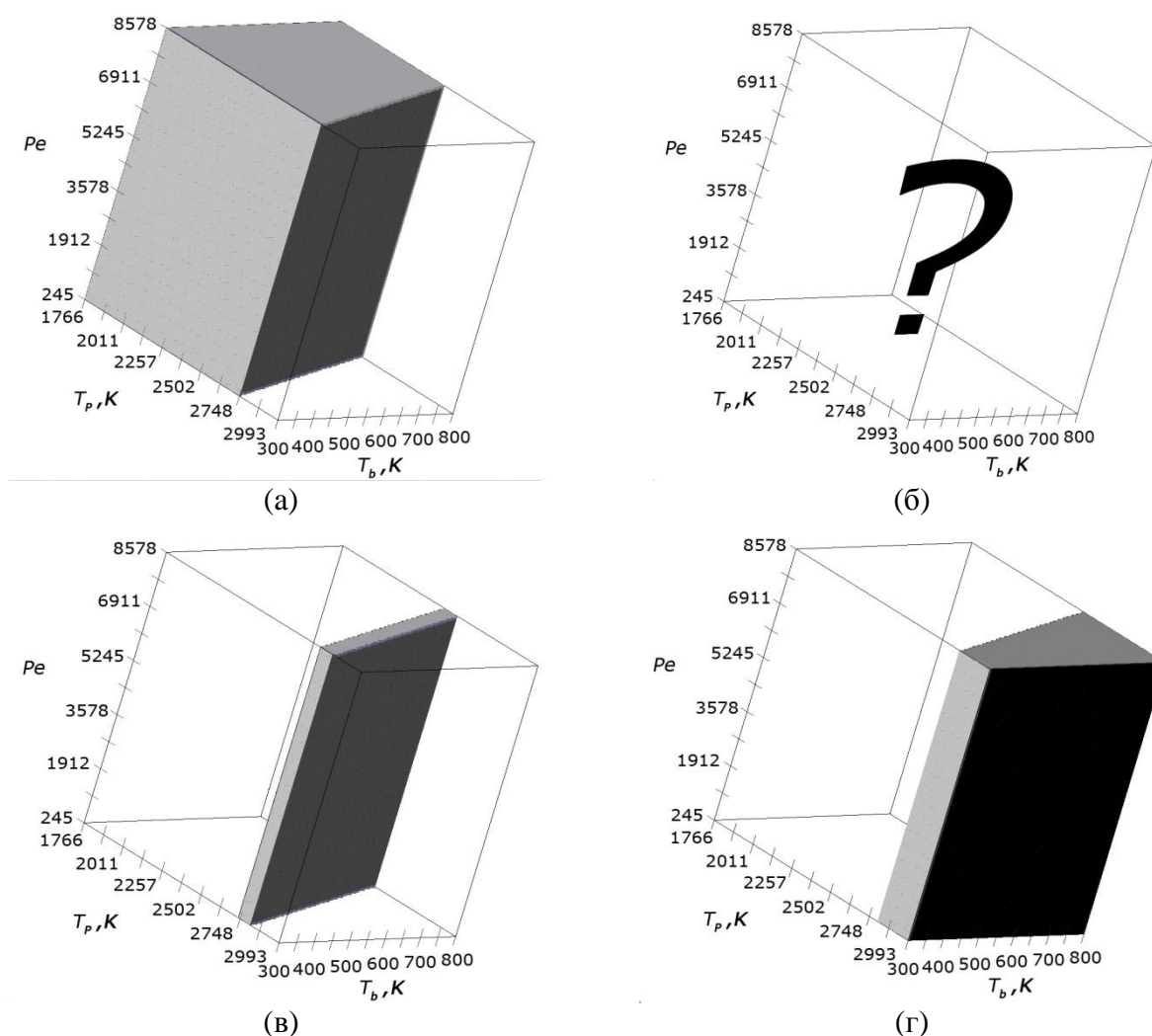


Рис. 1.34 Подпространства исходного пространства КФП, отвечающие различным сценариям формирования металлокерамических сплэтов WC-12%Co на стальной подложке (Ст.45).

Зададим следующие интервалы изменения КФП для исследования возможных сценариев при напылении порошка WC-12%Co на стальную (Ст.45) подложку: $D_{p,\min} = 20 \mu\text{m}$, $D_{p,\max} = 80 \mu\text{m}$, $u_{p,\min} = 100 \text{ м/с}$, $u_{p,\max} = 700 \text{ м/с}$, $T_{p,\min} = 1766 \text{ К}$, $T_{p,\max} = 2993 \text{ К}$, $T_{b,\min} = 300 \text{ К}$, $T_{b,\max} = 800 \text{ К}$. Очевидно, введенное исходное пространство, включает практически все возможные значения КФП, характерные для ГТН, в том числе для плазменного, детонационного, высокоскоростного напыления продуктами сгорания и т.д. На рис. 1.34 показано разбиение исходного пространства Φ_0 на подпространства Φ_i , $i=1-4$, $\Phi_0 = \cup_{i=1}^4 \Phi_i$, соответствующие различным сценариям формирования сплэтов: 1 — а, 2 — б (пустое множество), 4 — в, 3 — г). Продолжая далее проектирование сплэтов WC-12%Co, которые необходимо напылить на стальную подложку по первому сценарию, найдем подпространство КФП, для которого безразмерная толщина сплэтов удовлетворяет условию $\bar{h}_s \leq 0.07$ (рис. 1.35,а).

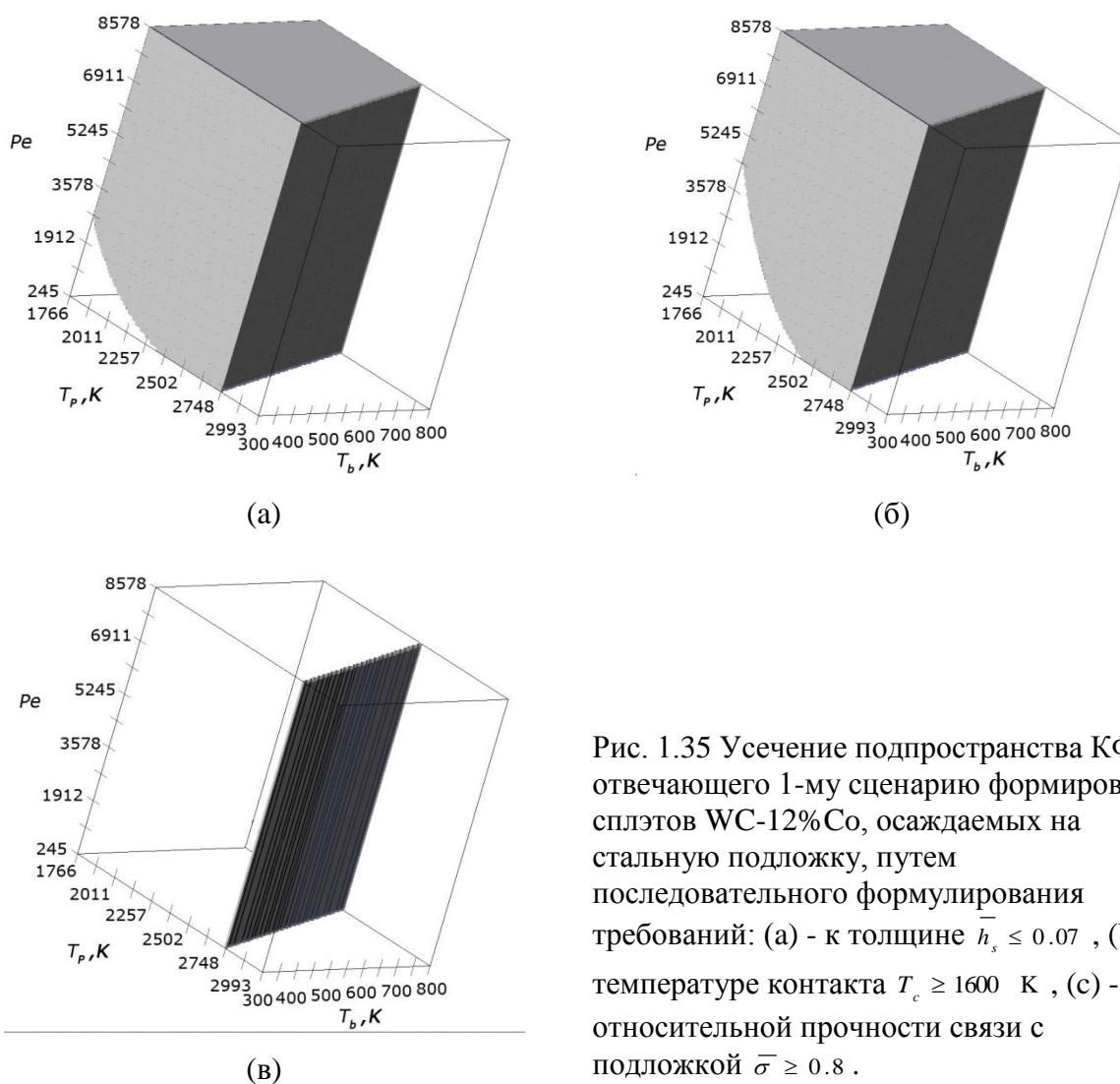


Рис. 1.35 Усечение подпространства КФП, отвечающего 1-му сценарию формирования сплэтов WC-12%Co, осаждаемых на стальную подложку, путем последовательного формулирования требований: (а) - к толщине $\bar{h}_s \leq 0.07$, (б) - к температуре контакта $T_c \geq 1600 \text{ К}$, (в) - к относительной прочности связи с подложкой $\bar{\sigma} \geq 0.8$.

Полученное усеченное подпространство КФП представлено на рис. 1.35,а. Потребуем далее, чтобы температура в контакте частица - подложка в процессе формирования сплэтов удовлетворяла условию $T_c \geq 1600 \text{ К}$. В результате получаем усеченное подпространство КФП, приведенное на рис. 1.35,б. И, наконец, сформулируем дополнительное условие на относительную прочность связи $\bar{\sigma}$ [62] сплэтов со стальной подложкой $\bar{\sigma} \geq 0.8$. В результате получаем требуемое множество КФП, удовлетворяющее всем сформулированным требованиям к сплэту (рис. 1.17,в).

Необходимо отметить, что в процессе напыления после формирования нескольких слоев покрытия осаждение сплэтов происходит на основу, материалом которой является напыляемый материал, т.е. WC-12%Co. Если в этом случае исходным пространством КФП является пространство Φ_0 , введенное ранее, то принимая во внимание смену материала подложки, мы получим разбиение исходного пространства на подпространства, представленные на рис. 1.36. Как видно, в данном случае формирование сплэтов возможно лишь в рамках сценариев 1 и 4. Рассмотренный нами пример со всей очевидностью демонстрирует важность стадии предварительного анализа и проектирования сплэтов для выбора соответствующего оборудования и режима нанесения покрытия.

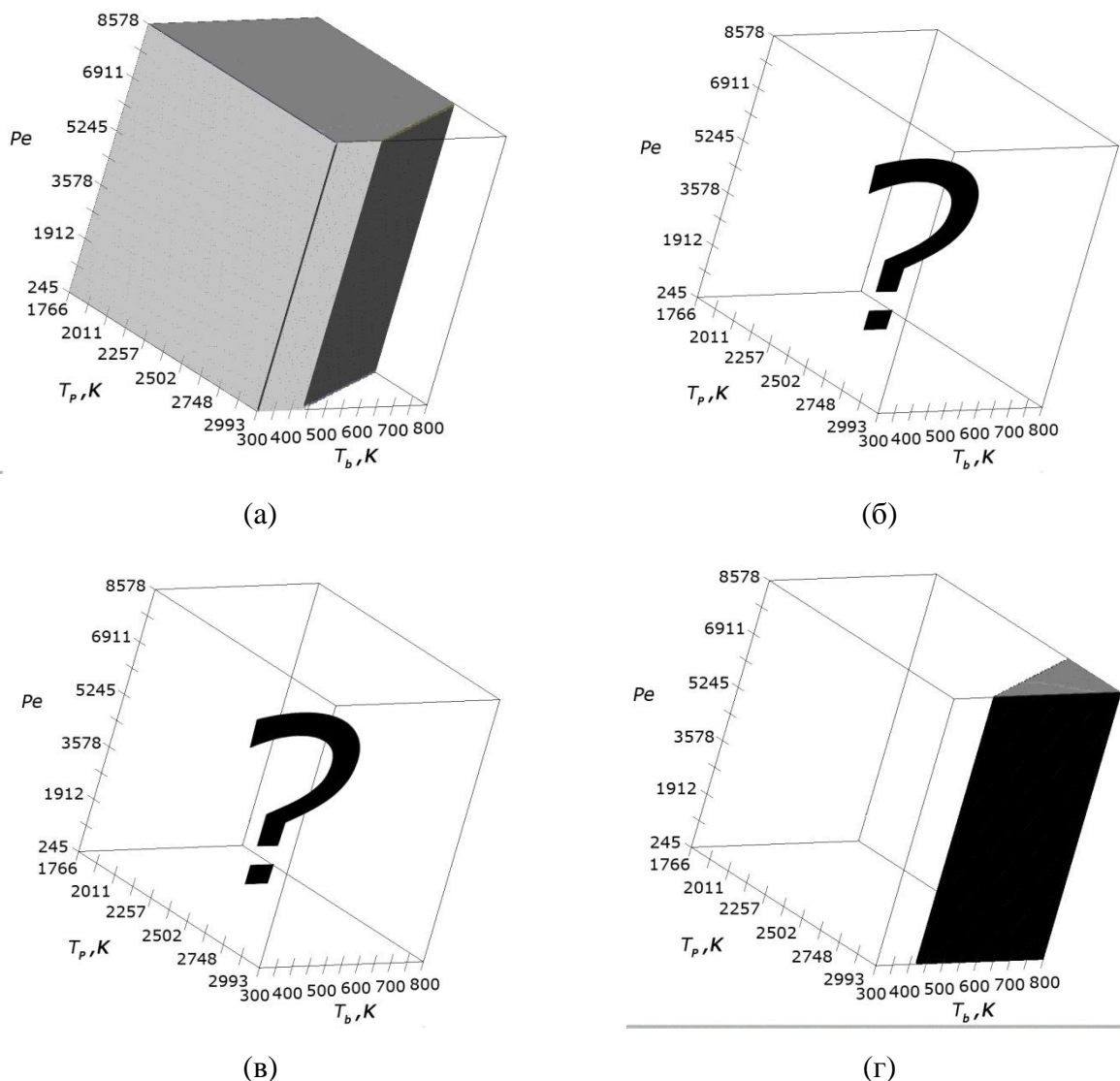


Рис. 1.36 Подпространства исходного пространства КФП, отвечающие различным сценариям формирования сплэтов WC-12%Co на предварительно осажденном слое WC-12%Co.

Подсистема «ПОКРЫТИЕ» предназначена, собственно, для моделирования процесса формирования покрытия, т.е. реализует послойную укладку сплэтов на основу – подложку или напыляемое покрытие, при последовательном нормальном соударении отдельных квазижидких композиционных частиц в зависимости от заданных значений КФП.

Следует отметить, что моделирование и анализ функциональных характеристик покрытий, напыляемых на практике, площадь которых может быть значительной, требует больших временных вычислительных затрат. Однако при моделировании можно ограничиться

кластером покрытия (КП) – фрагментом всего покрытия в виде прямоугольного параллелепипеда, нижнее основание которого является гранью в виде прямоугольника или квадрата (частью предварительно обработанной поверхностью подложки), а верхнее имеет определенный рельеф, который изменяется в процессе напыления. Размеры КП должны быть такими, чтобы его структура при моделировании была адекватна структуре аналогичного КП в выбранной локальной области пятна напыления при моделировании покрытия в целом.

Для укладки первых слоев сплэтов в покрытии необходимо знать параметры подложки (материал и температуру), на которую производится напыление, так как от этого, при прочих равных условиях, зависит сценарий формирования сплэтов, а также их эффективная толщина и диаметр. Вид материалов напыляемых частиц и подложки, значения КФП, отвечающие выбранному режиму напыления, а также параметры КП задаются в меню программного комплекса, в то время как теплофизические свойства материалов считываются из справочной базы данных.

Процесс напыления характеризуется определенной степенью «стохастичности», поэтому параметры напыляемых частиц в пределах КП задаются в соответствии с гистограммами их распределений, характеризующих пятно напыления. Это реализуется, в соответствии с заданными законами распределений, датчиками «псевдослучайных чисел», которые генерируют: x_p, y_p – координаты на напыляемой поверхности соударяющейся капли; u_p – ее скорость в направлении нормали к подложке, температуру T_p и размер D_p . Кроме того, перед началом расчета задается количество напыляемых частиц N_p , определяемое расходом напыляемого порошка.

Частицы первого слоя покрытия взаимодействуют с подложкой, поэтому учитываются основные параметры подложки: характеристики ее материала и температура T_b . С учетом сказанного выше, в программном комплексе вычисление параметров сплэтов (толщины h_s и диаметра D_s), значения которых должны быть определены на каждом шаге алгоритма последовательной укладки металлокерамических сплэтов на напыляемую поверхность покрытия, осуществляется с использованием теоретических решений, представленных в предыдущем разделе, а сам алгоритм укладки сплэтов, в приближении цилиндра, подробно изложен в работе [63].

С учетом топологии напыляемой поверхности, которую качественно должен повторять укладываемый на нее сплэт, в процедуре моделирования формы нижнего (и параллельного ему верхнего) основания сплэта применен аппарат аппроксимации, использующий составные «рациональные В-сплайновые поверхности». На основе опорных вершин $\{P_{i,j}\}$, проекция которых на плоскость XU образует квадратный участок напыляемой поверхности с центром в лобовой точке (x_p, y_p) соударяющейся частицы и стороной D_s , формируется аппроксимирующая поверхность, которая принимается в качестве поверхности нижнего основания кругового сплэта. Для того, чтобы координаты «опорного» массива вершин корректно учитывали физические особенности процесса затвердевания растекающейся квазижидкой частицы, в формируемом сплэте выделяются две зоны: а) центральная – ядро сплэта – внутренний диск (окрестность лобовой точки) с диаметром $D_0 = k_1 D_p$ и толщиной h_s , где $1 < k_1 < 1,2$; б) периферийная кольцевая зона, ограниченная двумя окружностями с диаметрами D_0 и D_s . Z -координаты опорных вершин нижнего основания сплэта для зоны ядра принимаются равными Z -координатам соответствующего этой зоне участка напыляемой поверхности, так как напорное давление при растекании частицы обеспечивает полный контакт сплэта с поверхностью в зоне ядра. В периферийной кольцевой зоне за счет доминирования радиальной компоненты скорости над направленной по нормали к подложке компоненты скорости квазижидкий материал частицы растекается по инерции над углублениями на поверхности основы, образуя поры. Расчетная траектория вязкого растекания капли над углублениями (Z -координаты опорных вершин над углублениями на напыляемой поверхности) определяется с помощью радиальной ($u_r = \beta \cdot r \cdot z$) и нормальной составляющих ($u_z = -\beta \cdot z^2$) скорости растекания частицы,

отвечающие привязанной к центру сплэта локальной цилиндрической системе координат, где $\beta = u_{p0} / D_p^2$.

В процессе моделирования КП используется дискретизация в виде прямоугольной сетки «узловых» точек в плоскости XY (d_x и d_y – соответственно, шаги дискретизации по осям X и Y). Площадь одного элементарного прямоугольника $dS = d_x d_y$. Вычисления в алгоритме укладки сплэтов производятся в вещественном формате, но результаты вычислений координат по осям X и Y округляются до целых (Z -координаты остаются в вещественном формате).

Z -координаты опорных вершин кольцевой зоны приравниваются соответствующим Z -координатам тех вершин расчетной траектории, для которых Z -координаты напыляемой поверхности оказываются ниже соответствующих Z -координат расчетной траектории, иначе они приравниваются соответствующим Z -координатам напыляемой поверхности. А те Z -координаты кольцевой зоны напыляемой поверхности, которые выше Z -координат расчетной траектории на толщину h_s , определяют участки кольцевой зоны, на которые жидкость капли не натекает. Т.е., эффективная контактная площадь S_{eff} сплэта с поверхностью окажется меньше расчетной площади πR_s^2 основания сплэта на суммарную площадь тех элементарных площадок ($dS = d_x d_y$), на которые жидкость капли не может натекает.

Разработанный алгоритм для моделирования формирования покрытия достаточно точно учитывает физические особенности процесса растекания и затвердевания капли, которые с учетом радиальной и нормальной составляющих скорости вязкого течения расплава в периферийной части формируемого сплэта позволяют корректно определять угол затекания расплава в углубления ("ямки") на поверхности, при этом незаполненная жидкостью часть объема углубления более достоверно определяет форму поры, образующейся под сплэтом. Алгоритм позволяет также корректно распознать такие изолированные углубления, которые в окрестности точки торможения и в периферийной зоне растекающейся капли должны быть заполнены расплавом с учетом особенностей течения в данных областях. И, наконец, при разработке алгоритма укладки сплэта потребовалось корректно реализовать процедуру модифицирования первоначальной модельной формы сплэта в виде тонкого диска, учитывающую предварительную заливку расплавом распознаваемых углублений на поверхности основы с учетом структуры ее шероховатости, топология (рельеф) которой постоянно изменяется в процессе последовательной укладки сплэтов.

Кратко остановимся на результатах вычислительных экспериментов с использованием разработанного программного кода. Все расчеты были выполнены на ПК со следующими характеристиками: процессор AMD Phenom II X6 1075T, i6, тактовая частота 3 GHz, оперативная память 4 Gb, жесткий диск ST1000DM003 1 Tb, операционная система Windows 7. В однозадачном режиме использовалось одно ядро при тактовой частоте процессора 3 GHz и доступной оперативной памятью 2 GB.

При моделировании формирования покрытия информация частично записывается на жесткий диск, поскольку оперативной памяти 2 Gb не достаточно для хранения рабочих массивов о покрытии. С учетом этого, эффективное время, затрачиваемое на укладку одного сплэта составляет 89 ms, включая время на обмен с жестким диском.

Расчет кластера покрытия размером 2мм x 2мм x 200мкм (пространственное разрешение $d_x = d_y = 2\mu\text{m}$), при моделировании процесса напыления порошка WC-12Co ($D_p = 50\mu\text{m}$, $u_{p0} = 200\text{m/s}$, $T_{p0} = 2200\text{K}$, $T_{b0} = 300\text{K}$), требует укладки ~ 10000 сплэтов. Следовательно, общее время для расчета кластера покрытия будет составлять ~ 15 минут. Полное время для расчета покрытия большей площади может быть оценено путем экстраполяции приведенных данных. Но, как следует из данных, представленных на рис. 1.37, как правило, нет необходимости проводить моделирование кластера покрытия большей площади. Это требуется, если распределения КФП пространственно неоднородны в пятне напыления. Но в этом случае целесообразно проводить сканирование пятна напыления, проводя расчет кластеров с характерным размером, например, 2мм x 2мм или несколько более. Как следует из данных, представленных на рис. 1.37, это

обеспечивает вполне надежные статистические оценки характеристик покрытия, например, макропористости.

Вычислительные эксперименты, выполненные нами ранее [63], позволили изучить зависимость интегральной пористости покрытия при напылении металлического порошка от шага дискретизации d кластера покрытия (рис. 1.38). Результаты данных исследований позволяют вводить относительную коррекцию значения пористости в зависимости от используемого шага дискретизации (при $d < 1 \mu\text{m}$, при прочих равных условиях, пористость практически не изменяется). В проведенных расчетах размер кластера был равен $2 \times 2 \text{ mm}$ (подложка - медь, $T_{b0}=300 \text{ K}$, размер напыляемых частиц (никель) $D_p=20-40 \mu\text{m}$, скорость частиц $u_{p0}=120 \text{ m/s}$, их температура $T_{p0}=2000 \text{ K}$). Число напыленных частиц было равно 10 000.

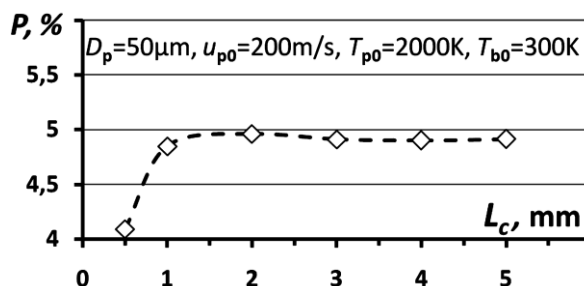


рис. 1.37 Поведение пористости покрытия WC-12Co при изменении размера кластера.

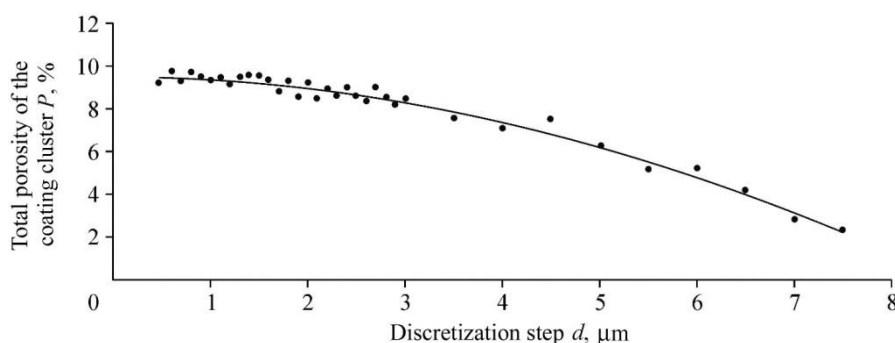


рис. 1.38 Поведение пористости покрытия при изменении шага дискретизации кластера.

Проанализируем результаты некоторых расчетов, выполненных по моделированию формирования металлокерамических покрытий с использованием разработанных теоретических основ, вычислительных алгоритмов и программного кода. При проведении вычислительных экспериментов в качестве модельного напыляемого порошка был выбран порошок WC-12%Co, широко применяемый в технологии ГТН.

В этой связи, следует отметить, что расчеты по формированию одиночных сплэтов WC-12%Co на стальной подложке (Ст.45) при независимом изменении КФП в широком диапазоне значений, представляющих интерес для плазменного, детонационного и высокоскоростного напыления продуктами сгорания, представлены в предыдущем разделе отчета. Там же приведены необходимые теплофизические свойства материалов.

Особый интерес представляет численный анализ поведения макропористости по покрытиям из порошка WC-12%Co при независимом изменении КФП: скорости, размера и температуры частиц, а также температуры подложки. Все расчеты выполнены для покрытий толщиной $100 \mu\text{m}$. Размерность кластера покрытия была принята $2 \times 2 \text{ mm}$, шаг дискретизации был равен $d_x=d_y=1 \mu\text{m}$.

Как видно из результатов расчетов, представленных на рис. 1.39 и 1.40, скорость частиц наиболее значимый параметр: изменение скорости частиц в три раза (с 200 до 600 м/с)

приводит к уменьшению пористости покрытий более, чем в шесть раз (с 6% до 1% и менее) (рис. 1.39,а). Это обусловлено тем, что динамический напор при растекании квазижидкой частицы на шероховатой основе возрастает как квадрат скорости, что приводит к увеличению относительного диаметра области под каждым сплэтом, заполненной материалом частицы. Расчетные значения пористости $P \sim 6\%$ и $P \sim 1\%$ при скорости частиц 200 м/с (атмосферное плазменное напыление) и 600 м/с (высокоскоростное напыление продуктами сгорания) достаточно хорошо согласуются с известными литературными данными.

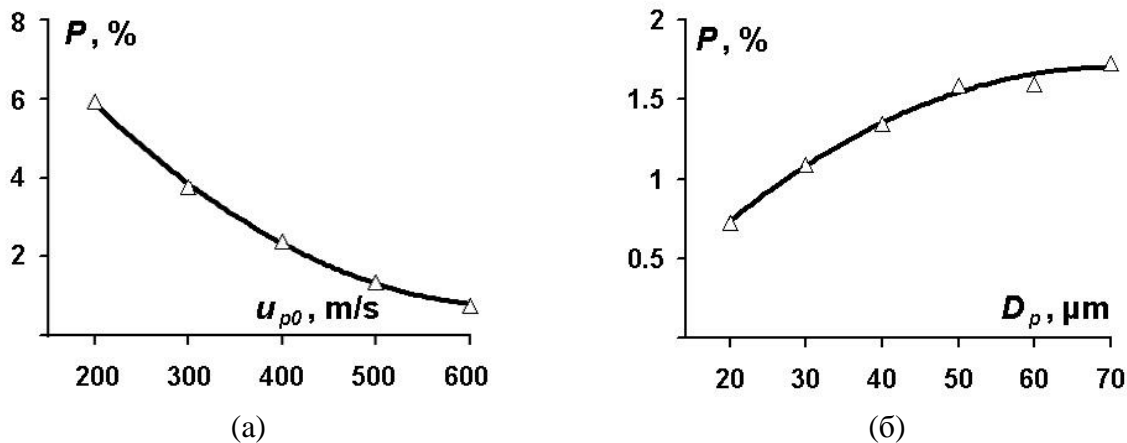


Рис. 1.39 Пористость покрытий при напылении порошка WC-12%Co на стальную подложку (Ст.45) в зависимости: от скорости напыляемых частиц ($D_p=40 \mu\text{m}$, $T_{p0}=2000 \text{ K}$, $T_{b0}=400 \text{ K}$) - (а), от размера частиц ($u_{p0}=500 \text{ м/с}$, $T_{p0}=2000 \text{ K}$, $T_{b0}=400 \text{ K}$) - (б).

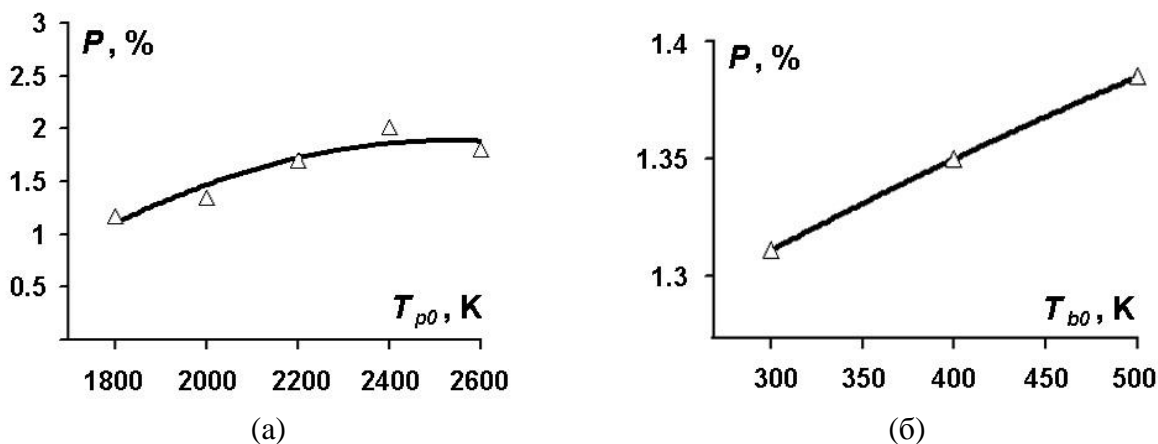


Рис. 1.40 Пористость покрытий при напылении порошка WC-12%Co на стальную подложку (Ст.45) в зависимости: от температуры напыляемых частиц ($D_p=40 \mu\text{m}$, $u_{p0}=500 \text{ м/с}$, $T_{b0}=400 \text{ K}$) - (а), от температуры подложки ($D_p=40 \mu\text{m}$, $u_{p0}=500 \text{ м/с}$, $T_{p0}=2000 \text{ K}$) - (б).

Интересно отметить возрастание, при прочих равных условиях, макропористости металлокерамических покрытий при независимом увеличении как размера напыляемых порошковых частиц (рис. 1.39,б), так и их температуры (рис. 1.40,а), а также температуры подложки (рис. 1.40,б). Данные результаты могут представлять интерес для плазменного и детонационно-газового напыления, а также высокоскоростного напыления продуктами сгорания.

Необходимо также заметить, что при прочих равных условиях, перегрев металлокерамических частиц выше температуры плавления связующего приводит к более значительному, по сравнению с увеличением скорости, росту степени их растекания. В

результате этого увеличивается площадь области под периферийным кольцом сплэта. Вследствие этого, при фиксированной скорости квазижидких частиц, соударяющихся с основой, степень затекания их материала в различные каверны на поверхности основы при раскатывании квазижидкого фронта уменьшается по мере его удаления от ядра сплэта. Это, в свою очередь, приводит к росту эффективной макропористости металлокерамического покрытия.

1.2.3. Компьютерная оптимизация обработки металлокерамических покрытий импульсными потоками энергии

Недостаточная изученность процессов тепло- и массопереноса, ответственных за формирование структуры обрабатываемых покрытий и прочностных, в том числе адгезионных, свойств композиций материалов существенно сдерживает расширение областей применения указанных технологий, поскольку эффективность их использования связана с оптимальным выбором технологических режимов. Кроме того, нам неизвестны публикации, посвященные развитию физических представлений об эволюции пористости покрытий в процессе их импульсной обработки высококонцентрированными потоками энергии. В связи с тем, что экспериментальный подбор рациональных значений технологических параметров является достаточно трудоёмким и энергоёмким процессом, весьма перспективно компьютерное моделирование и оптимизация процессов импульсной обработки с помощью концентрированных потоков энергии (КПЭ).

Сформулируем некоторые допущения, касающиеся физической модели. Полагаем, что распределение плотности энергии в поперечном сечении импульсного КПЭ является равномерным, что имеет место при использовании широкоапертурных пучков. Предположим, что параметр s характеризует объемную долю твердых карбидных включений в композиционном гетерогенном материале "металлическая связка - тугоплавкие включения", имеющем открытую пористость P . Следовательно, фактические объемные доли твердых включений и связки в пористом композите равны $(1-P)s$ и $(1-P)(1-s)$, соответственно.

Как и в работе [61], введем в рассмотрение эффективные значения плотности ρ_{eff} , удельной теплоемкости c_{eff} и теплопроводности λ_{eff} пористого металлокерамического композита. Согласно принципу аддитивности, плотность и теплоемкость можно представить в виде

$$\rho_{\text{eff}}(s,P)=(1-P)[(1-s)\rho_1+s\rho_2]+P\rho_g, \quad c_{\text{eff}}(s,P)=(1-P)[(1-s)c_1+sc_2]+Pc_g.$$

Для расчета эффективной теплопроводности λ_{eff} гетерогенного изотропного материала "металлическая связка - карбидные включения - газовые поры" воспользуемся аппроксимационными формулами, предложенными в [9],

$$\lambda_{\text{eff}} = \lambda(s) / \{1 + P[\lambda(s) / \lambda_g - 1]\}, \quad \lambda(s) = (1-s)\lambda_1 + s\lambda_2,$$

где нижние индексы $j=1$ и 2 отвечают связке и карбидным включениям, в то время как нижний индекс "g" соответствует газу, заполняющему поровое пространство покрытия.

Считаем, что при температуре плавления связующего тугоплавкие включения остаются твердыми вплоть до их температуры плавления. Поведение композиционных покрытий при более высоких температурах в данной работе не рассматривается. При импульсном облучении металлокерамического покрытия необходимо нагреть покрытие до полного оплавления только связующего. При этом тугоплавкие включения должны оставаться в твердом состоянии. Тогда температура плавления гетерогенного материала определяется как $T_m = T_{m1}$, а эффективная теплота его плавления как $L_{1m}(s,P) = (1-P)(1-s)L_{1m}$, где L_{m1} - удельная теплота плавления материала связующего. В качестве материала подложки в расчетах была выбрана сталь Ст.45.

При проведении вычислительных экспериментов был использован программный код [64], основанный на конечно-элементном моделировании нестационарных сопряженных задач

теплообмена и фазовых превращений (плавление/затвердевание, испарение) при обработке порошковых покрытий концентрированными потоками энергии.

Во-первых, выполнен цикл расчетов по оптимизации режимов обработки покрытий TiC-30%NiCr различной толщины ($h=50-200$ мкм) и пористости ($P=0-0.4$), результаты которых представлены на рис. 1.41. Расчеты проводились при следующем ограничении: полное оплавление связки (NiCr) в композиционном покрытии заданной толщины при условии, что максимальная температура его поверхности не превосходит среднюю температуру между температурами плавления карбида титана и нихрома $(T_{m,TiC} + T_{m,NiCr})/2$. На рис. 1.41 параметр h^* характеризует глубину теплового возмущения подложки, которая определялась как координата, отсчитываемая от ее поверхности, для которой температура T_i , в момент полного оплавления связующего в покрытии, удовлетворяет условию $(T_i - T_{b0})/(T_{m,NiCr} - T_{b0})=e^{-1}$.

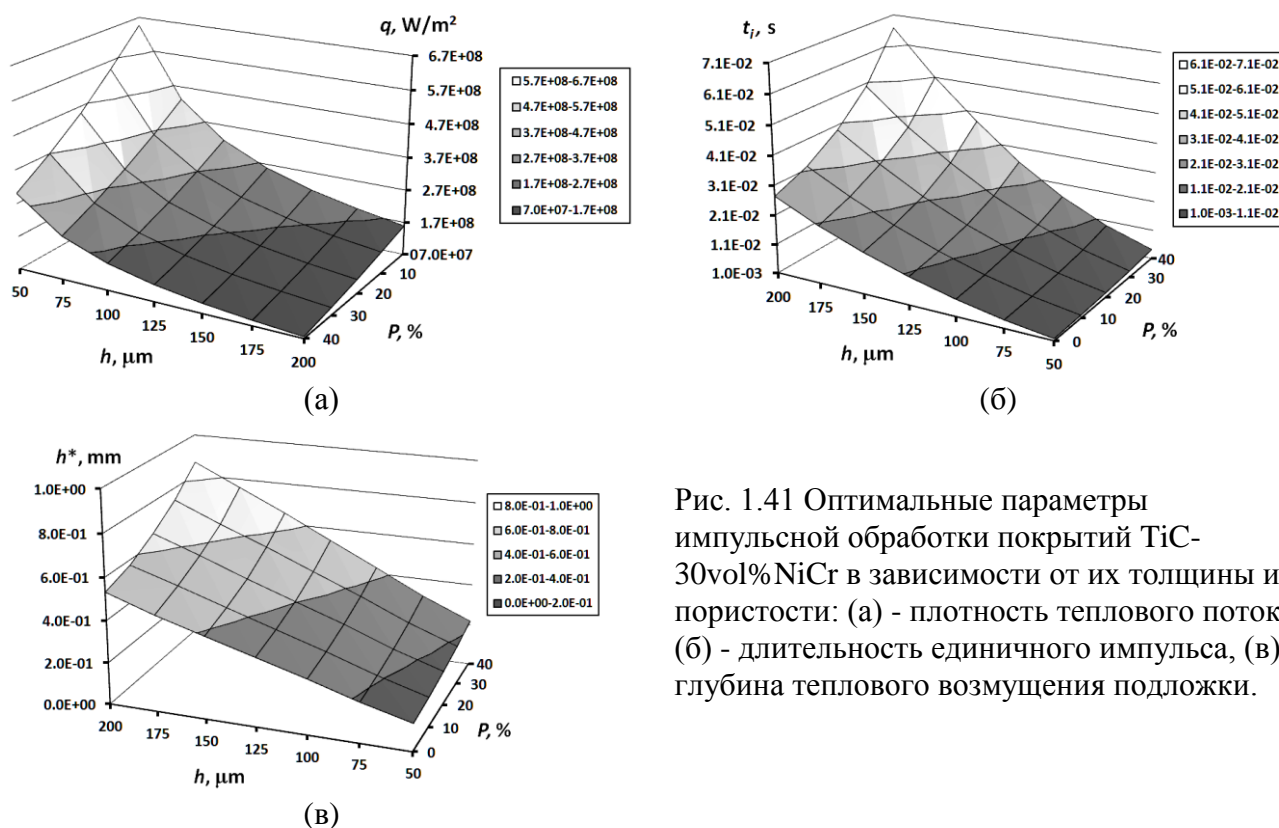


Рис. 1.41 Оптимальные параметры импульсной обработки покрытий TiC-30vol%NiCr в зависимости от их толщины и пористости: (а) - плотность теплового потока, (б) - длительность единичного импульса, (в) - глубина теплового возмущения подложки.

Во-вторых, выполнены аналогичные численные расчеты по оптимизации режимов обработки покрытий WC-12%Co различной толщины ($h=50-200$ мкм) и пористости ($P=0-0.4$), результаты которых представлены на рис. 1.42. В данном случае расчеты проводились при следующем ограничении: полное оплавление связки (Co) в покрытии при условии, что максимальная температура поверхности покрытия не превосходит среднюю температуру между температурами плавления карбида вольфрама и кобальта $(T_{m,Wc} + T_{m,Co})/2$. На рис. 1.42 параметр h^* характеризует глубину теплового возмущения подложки, которая определялась как координата, отсчитываемая от ее поверхности, для которой температура T_i , в момент полного оплавления связующего в покрытии, удовлетворяет условию $(T_i - T_{b0})/(T_{m,Co} - T_{b0})=e^{-1}$. В таблице 1.7 представлены теплофизические свойства материалов, которые использовались в расчетах.

Таблица 1.7. Характерные теплофизические свойства материалов.

| Материал | ρ , кг/м ³ | c , Дж/кг·К | λ , Вт/м·К | T_m , К | L_m , Дж/кг |
|----------|----------------------------|---------------|--------------------|-----------|-------------------|
| TiC | 4920 | 572.5 | 17 | 3530 | $1.4 \cdot 10^6$ |
| WC | 15650 | 248.5 | 50.3 | 2993 | $1.93 \cdot 10^5$ |
| Ni-20%Cr | 8340 | 460 | 12.2 | 1663 | 298851 |
| Co | 8900 | 674 | 45 | 1766 | 276584 |

Представляет большой интерес поведение покрытия, являющегося гетерогенным материалом "карбидные включения - материал связки - газ, заполняющий поровое пространство" при воздействии на него единичного импульса облучения заданной длительности и последующей автозакалки.

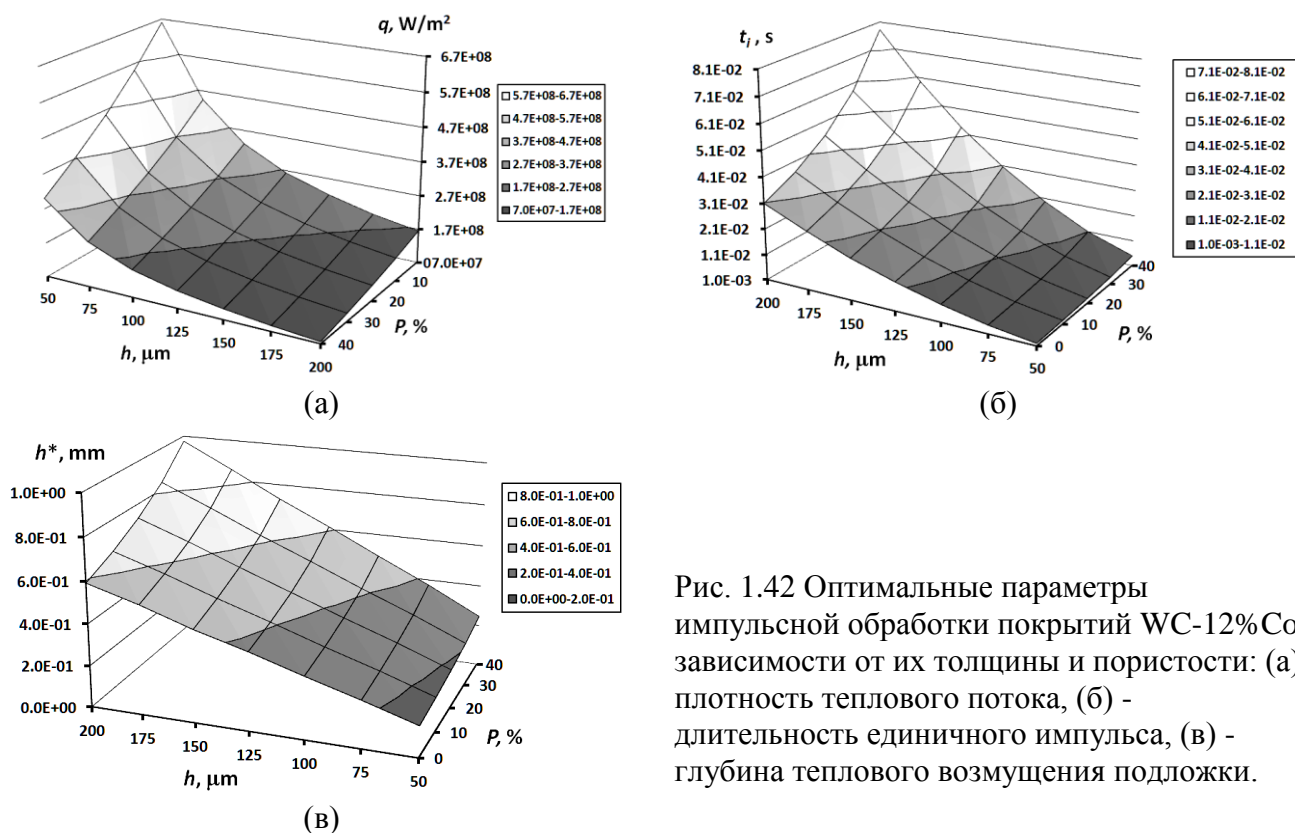


Рис. 1.42 Оптимальные параметры импульсной обработки покрытий WC-12%Co в зависимости от их толщины и пористости: (а) - плотность теплового потока, (б) - длительность единичного импульса, (в) - глубина теплового возмущения подложки.

Прежде всего, нас интересует эволюция пористости и ее структуры при многократном воздействии единичных высокоэнергетических импульсов с заданной плотностью мощности q , длительностью воздействия t_i и интервала задержки их следования t_d . Для этого рассмотрим одномерную задачу облучения плоского образца с линейными размерами $L_x \times L_y \times L_z$, на поверхность которого осаждено металлокерамическое покрытие толщиной h и открытой пористостью P . В первом приближении будем считать пористость изотропной. Следовательно, будет изотропна и проницаемость материала покрытия. В процессе импульсного облучения покрытия рассмотрим начальную стадию длительностью t_h нагрева его поверхности до температуры плавления связки, во время которой происходит истечение газа из порового объема покрытия через его внешнюю и боковые поверхности, вследствие его теплового расширения. Таким образом, относительная масса газа, оставшегося в покрытии в момент времени t_h , определяется распределением плотности газа в поровом пространстве покрытия. Следовательно,

$$G(t_h, q) / G_0 = \left(\int_V \rho_g(T) dV \right) / \rho_{g0} V,$$

где $V = L_x L_y h$ - объем покрытия, ρ_{g0} - плотность газа при начальной температуре покрытия T_0 . Используя полученную зависимость, можно построить поверхности G / G_0 , отвечающие оптимальным режимам облучения покрытий, представленным на рис. 1.41 и рис. 1.42. Данные поверхности характеризуют относительную массу газа, оставшегося в покрытии в момент начала плавления распределенных в нем микрообъемов материала связки, рис. 1.43.

При достижении поверхностью покрытия температуры плавления связки начинается плавление ее микрообъемов, случайно распределенных в напыленном материале, при этом

фронт плавления движется к подложке, а над ним происходит перегрев материала покрытия выше температуры плавления связки. Поскольку металлические расплавы (никель, кобальт и др.) хорошо смачивают карбиды титана и вольфрама [65], а поверхностное натяжение металлических расплавов уменьшается с ростом температуры, можно предположить, что в процессе плавления и перегрева микрообъемов связки ее расплав, смачивая карбидные включения, растекается по их поверхности, образуя пленку. Случайно распределенные в сечении покрытия расплавленные микрообъемы связки, вступающие в контакт, подпитывают более перегретые. При этом возможны два сценария в зависимости от объемной доли связки в исходном порошке и распределения ее микрообъемов в покрытии: 1) при относительно малой объемной доле связки ее отдельные микрообъемы изолированы друг от друга, и процесс смачивания карбидных включений носит локальный характер; при этом за фронтом плавления не образуется сплошного слоя "расплав связки - твердые карбидные включения", что приводит к дальнейшему истечению газа через проницаемые участки поверхности покрытия; 2) при объемной доле материала связки, достаточной для локальной плотной случайной упаковки карбидных включений ($\bar{s} \sim 0.65$) в расплаве связки, реализуется вытеснение газа из поровых микрообъемов покрытия, вследствие растекания расплава связки при смачивании карбидных включений и одновременного объемного расширения расплава; при продвижении фронта вглубь покрытия за ним образуется безпористый обработанный слой покрытия "расплавленная связка - ультрадисперсные включения карбида".

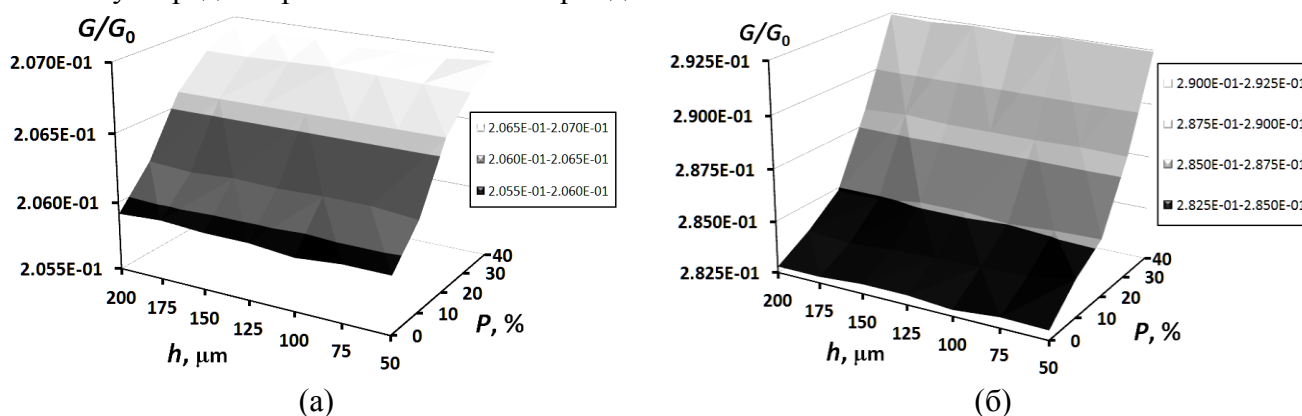


Рис. 1.43 Относительная масса газа, оставшегося в поровом объеме покрытий TiC-30vol%NiCr (а) и WC-19vol%Co (б) в момент t_h при их облучении единичным импульсом при оптимальных параметрах обработки (рис. 1.41 и рис. 1.42, соответственно) в зависимости от толщины и пористости покрытий.

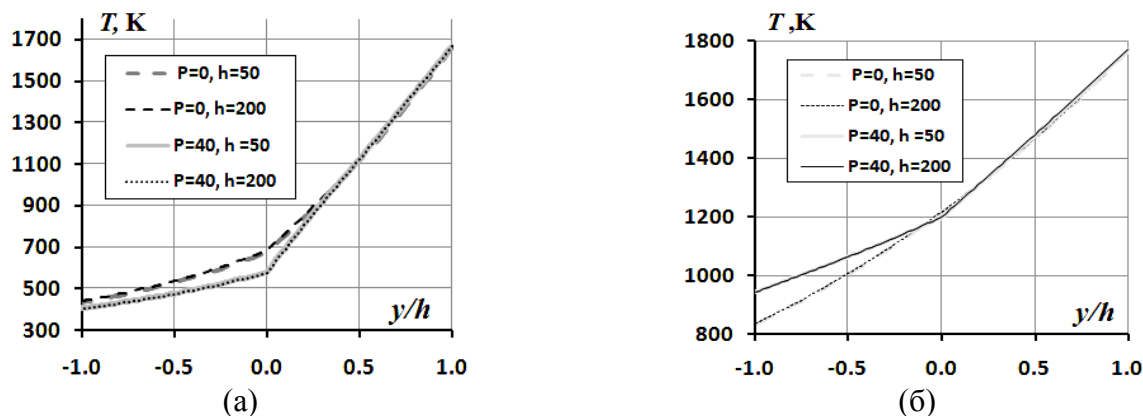


Рис. 1.44 Распределение температуры в поперечных сечениях покрытий TiC-30vol.%NiCr - (а), и WC-19vol.%Co - (б), в момент времени t_h при их однократном облучении при оптимальных параметрах обработки (рис. 1.41 и 1.42) при заданных значениях толщины и пористости. Координата $y=0$ соответствует границе раздела между покрытием ($y>0$) и подложкой ($y<0$).

Как видно из представленных данных, относительная масса газа G/G_0 , оставшегося в покрытии к моменту времени t_h , практически не зависит от толщины покрытия и слабо зависит от его пористости, рис. 1.43. Это объясняется автомодельным характером распределений температуры в покрытиях различной толщины, но фиксированной пористости (рис. 1.44), обработанных в оптимальных условиях (рис. 1.41 и рис. 1.42). Незначительная же вариация параметра G/G_0 при изменении пористости покрытий обусловлена изменением теплофизических свойств, прежде всего, эффективной теплопроводности гетерогенного материала.

Анализируя результаты расчетов, представленные на рис. 1.41 и рис. 1.42, можно заключить, что для импульсной высокоэнергетической обработки рассматриваемых металлокерамических покрытий наибольший практический интерес представляют КПЭ с плотностью мощности в импульсе $10^8 \leq q \leq 10^9$ Вт/м² и его длительностью $2 \cdot 10^{-3} \leq t_i \leq 5 \cdot 10^{-2}$ с.

1.2.4. СВ-синтез металлокерамических порошков TiC-NiCr и их применение для газотермического нанесения износостойких покрытий

В работах [66-70] представлены результаты экспериментов по самораспространяющемуся высокотемпературному синтезу (СВС) металлокерамики TiC-NiCr, реализуемому в механоактивированной порошковой смеси Ti-C-NiCr в свободном режиме горения и под давлением. Установлено, что увеличение объемной доли связующего компонента приводит к уменьшению размера включений TiC в частицах, полученных механическим измельчением синтезированных металлокерамических компактов. Для напыления покрытий использовалась разработанная в ИГиЛ СО РАН компьютеризированная установка ССДС2000. Приводятся результаты сравнения характеристик детонационных покрытий, нанесенных из полученных нами порошков и коммерческого порошка Cr₃C₂-NiCr. Показана перспективность применения СВС-порошков TiC-NiCr для газотермического напыления износостойких покрытий.

Ниже приведены результаты исследований, посвященных исследованию микроструктуры порошков TiC-NiCr, полученных в результате самораспространяющегося высокотемпературного синтеза с различным объемным содержанием металлической связки и ее влияния на свойства детонационных покрытий TiC-NiCr. Приводятся результаты сравнения характеристик детонационных покрытий, напыленных с использованием полученных порошков и коммерческого порошка Cr₃C₂-NiCr.

1.2.4.1. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез композиционных порошков TiC-NiCr с многомасштабной внутренней структурой

Как и в работах [71-73], в основу получения композиционных порошков TiC-NiCr положен самораспространяющийся высокотемпературный синтез, инициируемый в ультрадисперсных реагирующих порошках Ti-C, однородно перемешанных с инертным порошком NiCr в заданном объемном соотношении. Металлокерамические порошки TiC-NiCr получали механическим измельчением СВС-компактов TiC-NiCr, синтезированных либо в свободном режиме горения, либо под давлением, с последующим разделением по фракциям порошкового продукта.

В работе [71] таким способом был получен порошок TiC-30%об.NiCr с размером частиц 45-90 мкм, предназначенный для плазменного напыления. Однако выход данной фракции порошка составлял не более 20% [71], что объясняется достаточно высокой твердостью (~60 НРс) синтезированного под давлением металлокерамического компакта, при измельчении которого получается достаточно большое количество частиц размером <40 мкм, а также сверхтвердых гранул размером более 100 мкм, дальнейшее измельчение которых с помощью энергонапряженных планетарных мельниц типа АГО-2 [74] практически невозможно. В то же

время, как показано в работе [73], измельчение СВС–компакта того же состава, полученного (при прочих равных условиях) в режиме свободного горения механоактивированных (МА) исходных металлических порошковых компонентов, обеспечивает кратное увеличение выхода указанной фракции (до 60% и более). При этом металлокерамические частицы имеют высокодисперсное строение: достаточно равноосные ультрадисперсные включения карбидной фазы равномерно распределены в металлической связке во всем объеме частиц. Было обнаружено, что, при прочих равных условиях, дисперсность карбидных включений в частицах композиционного порошка зависит не только от размера ультрадисперсных частиц исходных порошков, но и от объемного содержания металлического связующего. Для подтверждения этой закономерности был выполнен дополнительный цикл модельных экспериментов по исследованию эволюции дисперсного состава включений TiC в СВС–компактах TiC–NiCr, полученных при изменении объемного содержания никель-хромового связующего как в режиме свободного горения, так и под давлением.

В данных экспериментах, как и в [67-70], синтез металлокерамического компакта осуществляли в порошковой смеси титана (ПТОМ-2), ламповой сажи (П803) и никель-хромового сплава (ПХ20Н80-56-24). Для измельчения исходных порошков титана и никель-хромового сплава проводилось их предварительное механоактивирование в энергонапряженной планетарной мельнице «Активатор–2SL» [74].

Предварительная обработка порошка титана проводилась в течение 90 с с добавлением 10% масс. поверхностно-активного вещества (ПАВ), в качестве которого использовалась ламповая сажа. Порошок нихрома механически обрабатывали в течение 120 с. При проведении синтеза композита TiC–NiCr использовались смеси порошков с размерами частиц нихрома и титана ≤ 40 мкм. В таблице 1.8 приведены составы исходных порошковых смесей с требуемой для синтеза карбида титана стехиометрического состава Ti–C и различным объемным содержанием металлического связующего, которые использовались при проведении экспериментов.

Таблица 1.8. Состав исходных порошковых смесей для СВС.

| Номер образца | Состав порошковой смеси Ti-C-NiCr |
|---------------|---|
| 1 | 70% об. (80% мас. Ti + 20% мас. C) + 30% об. NiCr |
| 2 | 60% об. (80% мас. Ti + 20% мас. C) + 40% об. NiCr |
| 3 | 50% об. (80% мас. Ti + 20% мас. C) + 50% об. NiCr |

Данные порошковые композиции непосредственно перед проведением синтеза подвергались дополнительной совместной механообработке в течение 60 с для обеспечения их равномерного перемешивания. Перед проведением синтеза в режиме свободного горения реактор продувался аргоном в течение 5 мин при расходе газа 36 л/мин, после чего инициировалась реакция. Все синтезированные металлокерамические компакты имели пористую структуру и достаточно легко разрушались. Дальнейшее кратковременное механическое воздействие на полученный порошок в планетарной мельнице позволяло получать металлокерамические частицы основной фракции с размерами от 40 до 90 мкм.

Для изучения основных характеристик композиционных порошков использовали следующие методы и оборудование: удельную поверхность определяли методом Брунауэра, Эммета и Теллера (БЭТ) по тепловой десорбции аргона с внутренним эталоном; объемное и счетное распределения частиц по размерам были получены с помощью лазерного анализатора частиц LS13320 фирмы Beckman Coulter (США); морфологию частиц изучали в растровом электронном микроскопе (РЭМ) Evo MA15 (Carl Zeiss, Германия).

Рентгенофазовый анализ механически активированных смесей и СВС–продуктов проводили на дифрактометре ДРОН–4.0 с использованием монокроматизированного $\text{CuK}\alpha$ –излучения. Анализ синтезированных образцов металлокерамики, полученных в свободном

режиме горения и под давлением, выявил присутствие только карбида титана и металлической связки – никель-хромового сплава.

Для изучения эволюции дисперсного состава включений карбида титана в синтезированных СВС–продуктах (рис. 1.45 и 1.46) по мере увеличения в них объемного содержания металлического связующего (табл. 1.8, образцы 1–3), были построены эмпирические гистограммы. Данные гистограммы, характеризующие счетные распределения включений TiC по размерам, являются результатом визуальной обработки изображений, полученных с помощью растровой электронной микроскопии. Результаты экспериментов подтвердили закономерность, установленную ранее в [73]: с увеличением объемной доли металлического связующего происходит перераспределение размеров карбидных включений в область меньших значений.

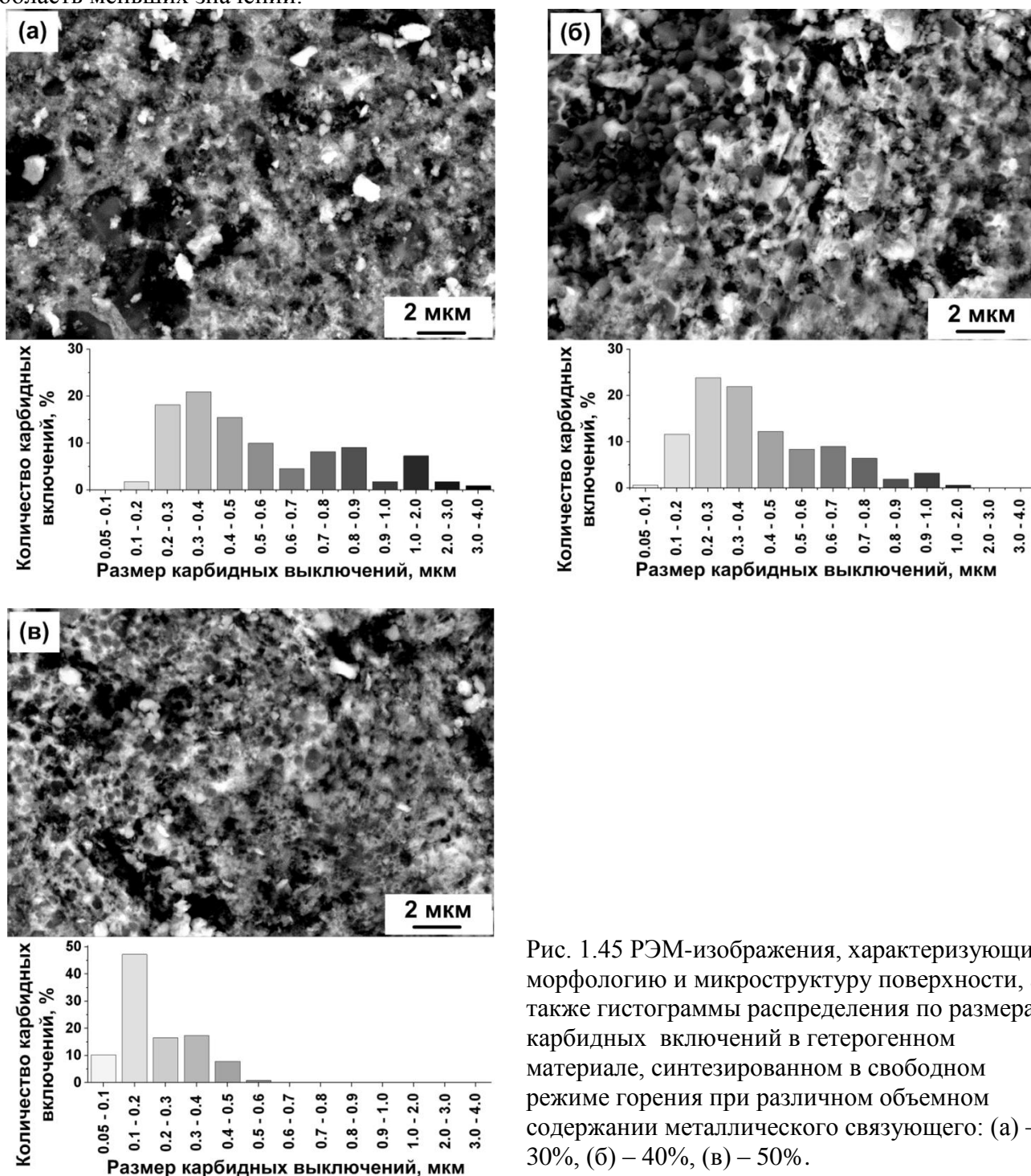


Рис. 1.45 РЭМ-изображения, характеризующие морфологию и микроструктуру поверхности, а также гистограммы распределения по размерам карбидных включений в гетерогенном материале, синтезированном в свободном режиме горения при различном объемном содержании металлического связующего: (а) – 30%, (б) – 40%, (в) – 50%.

Для объяснения установленной закономерности воспользуемся соображениями, приведенными в [73] в предположении об одномерном характере движения фронта горения в порошке. Как отмечено выше, при синтезе металлокерамики нами были использованы механоактивированные порошки титана, приготовленные в одних и тех же оптимальных условиях, определенных ранее в работе [72]. Ультрадисперсные частицы титана обладают высокой поверхностной активностью, что может приводить к их агломерированию еще на стадии подготовки порошковых композиций.

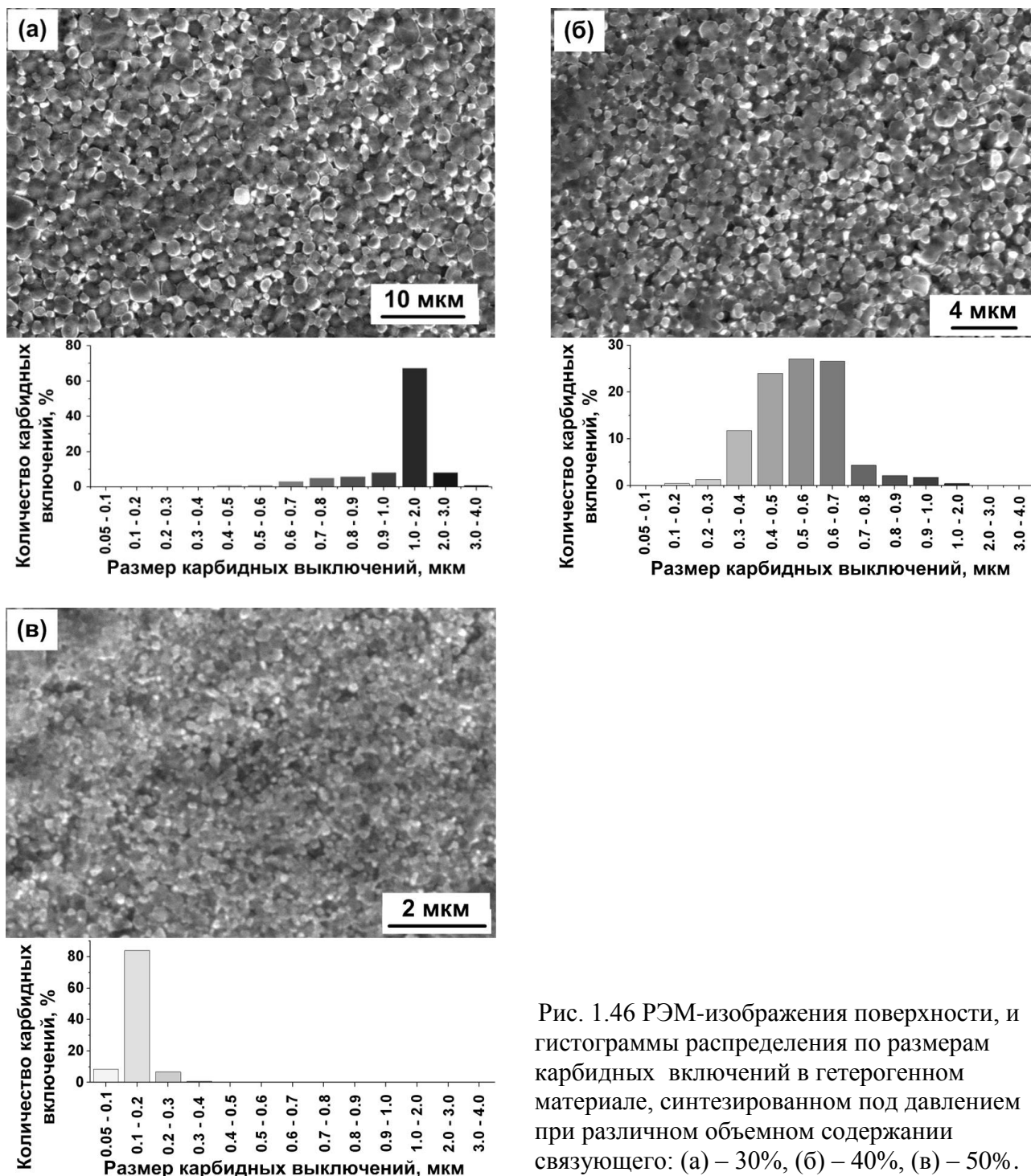


Рис. 1.46 РЭМ-изображения поверхности, и гистограммы распределения по размерам карбидных включений в гетерогенном материале, синтезированном под давлением при различном объемном содержании связующего: (а) – 30%, (б) – 40%, (в) – 50%.

Согласно [75], синтез чистого карбида титана в порошковой смеси Ti–C в отсутствие металлического связующего осуществляется в условиях, когда в волне горения частицы титана с температурой плавления $T_{m,Ti}=1958$ К находятся в расплавленном состоянии, а образующийся продукт - карбид титана, имеющий температуру плавления $T_{TiC}=3433$ К, является твердофазным, поскольку температура горения ниже 3210 К. Следовательно, перед фронтом горения, распространяющимся в порошковой смеси Ti–C, вследствие кондуктивного теплопереноса в среде находится слой порошка, в котором ультрадисперсные частицы (УДЧ) титана, а также их агломераты подвергаются плавлению. Плавление агломератов Ti приводит к образованию более крупных блоков из карбида титана в синтезированном в свободном режиме горения компакте, представляющем собой ячеисто-пористый каркас. При последующем механическом измельчении компакта получают порошковые частицы преимущественно неравноосной формы (рис. 1.47).

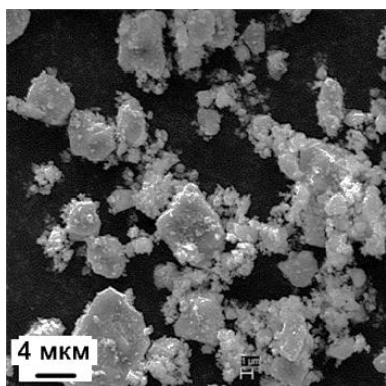


Рис. 1.47 РЭМ-изображения, порошковых частиц карбида титана, полученных в результате измельчения компакта, синтезированного в свободном режиме горения в отсутствие связующего.

В свою очередь, при движении фронта горения в порошковой смеси в присутствии металлического связующего NiCr с температурой плавления $T_{NiCr}=1663$ К, которая ниже температуры плавления титана $T_{Ti}=1958$ К, перед фронтом горения порошковой композиции Ti–C–NiCr первоначально возникает слой, в котором включения NiCr претерпевают плавление в то время, как УДЧ титана остаются еще в твердом состоянии.

Предварительное механоактивирование металлических компонентов увеличивает смачиваемость твердых включений титана расплавом нихрома, что, наряду с объемным расширением включений нихрома при их плавлении, способствует дезинтеграции агломератов, состоящих из УДЧ титана, ускорению плавления последних и, как следствие, приводит к уменьшению размеров включений TiC в металлокерамическом компакте. Кроме того, плавление механоактивированных частиц нихрома и УДЧ титана (средний счетный размер ~ 5 и 0.4 мкм, соответственно), окруженных прослойками из твердых частиц сажи (средний размер ~ 0.3 мкм), приводит к их локальному уплотнению и увеличению площади контактной границы между частицами сажи и титана, что ускоряет реакцию синтеза. Однако недостаточное содержание металла–связки приводит к остаточной распределенной пористости в синтезированном металлокерамическом компакте, поскольку микропустоты, образовавшиеся из-за поглощения УДЧ сажи, плотность которой существенно меньше плотности карбида титана, не могут быть целиком заполнены никель–хромовым расплавом. При увеличении объемного содержания последней до 30% пористость синтезированного компакта, а следовательно и порошковых частиц после его измельчения, значительно падает, поскольку расплав NiCr достаточно равномерно распределяется в поровом пространстве синтезируемой металлокерамики. При дальнейшем увеличении объемного содержания металлического связующего NiCr до 40% и 50% отмеченная тенденция сохраняется: происходит дальнейшее уменьшение размера включений TiC, равномерно распределенных в NiCr (рис. 1.45).

В то же время СВС под давлением способствует большей дезинтеграции агломератов из УДЧ титана расплавом связки, ускорению их плавления и, как следствие, приводит к дополнительному диспергированию включений карбида титана в синтезированном металлокерамическом компакте (рис. 1.46).

1.2.4.2. Детонационное напыление металлокерамических порошков TiC - NiCr

Материалом для детонационного напыления металлокерамических покрытий служили порошки TiC–n% об. NiCr (n=30, 40 и 50), полученные в результате механического измельчения СВС–компактов, синтез которых осуществлялся с использованием механоактивированных порошковых композиций титан–углерод–нихром в свободном режиме горения и под давлением [70], с последующим выделением фракции 20-45 мкм, а также коммерческий порошок Cr₃C₂–21% об. NiCr (агломерированный и спеченный, марка 1375VM, производитель Praxair, фракция 15–45 мкм). На рис. 1.48 и 1.49 представлены РЭМ–изображения, характеризующие морфологию и внутреннюю структуру частиц металлокерамических порошков. Анализ структуры частиц напыляемых порошков позволил оценить их пористость, которая для частиц Cr₃C₂–21% об. NiCr изменяется в широком диапазоне 0–40%. Пористость частиц TiC–30% об. NiCr, синтезированных в свободном режиме горения, изменяется в диапазоне 0–10%, а синтезированных под давлением - практически равна нулю.

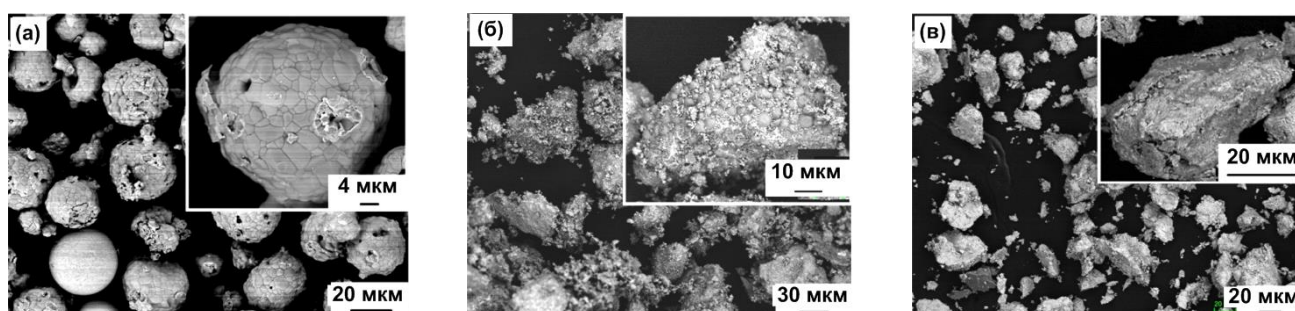


Рис. 1.48 Микрофотографии композиционных частиц: Cr₃C₂-21% об. NiCr (а); TiC-30% об. NiCr, синтезированных в свободном режиме горения (б); TiC-30% об. NiCr, синтезированных под давлением (в).

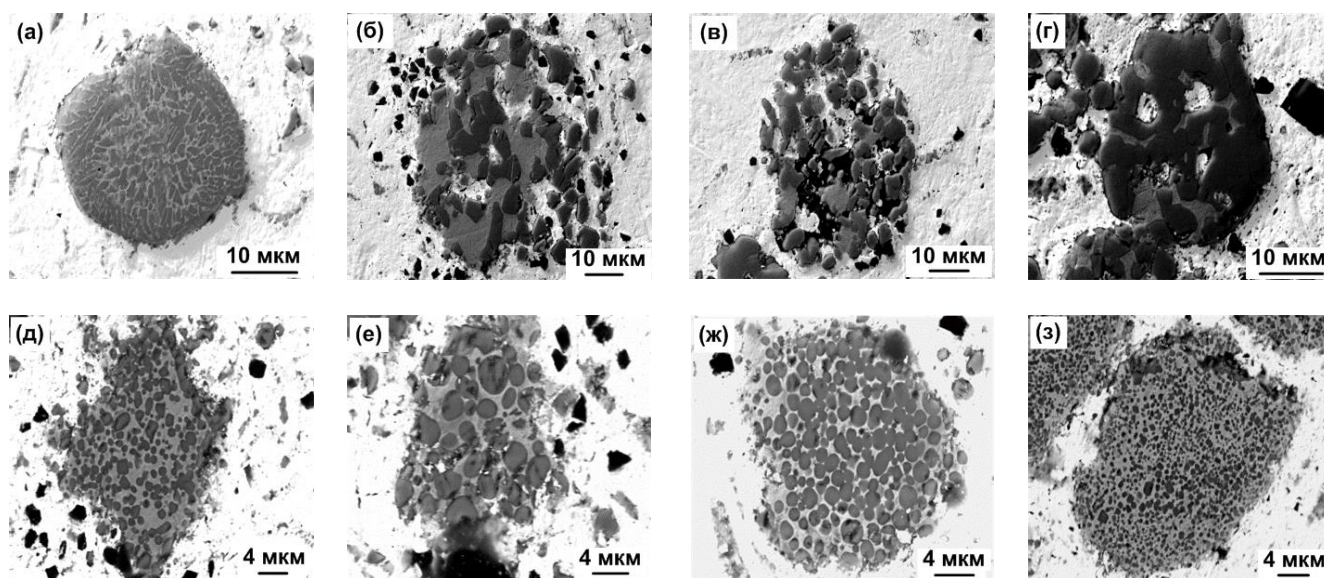


Рис. 1.49 Микрофотографии поперечных шлифов композиционных частиц: Cr₃C₂-21% об. NiCr (а)-(г) и TiC-30% об. NiCr, синтезированных в свободном режиме горения (д)-(з).

Эксперименты по напылению покрытий выполнены с использованием разработанной в ИГиЛ СО РАН компьютеризированной системы детонационного напыления CCDS2000 [58]. Данная система позволяет прецизионно управлять термическим, динамическим и химическим воздействием продуктов детонации на частицы напыляемого порошкового материала, которые

инжектируется в поток через отверстие в боковой стенке ствола с помощью импульсного дозатора. Это обеспечивает хорошую локализацию порошкового «облака» по длине ствола, а также однородность скорости частиц и их температуры в результате воздействия продуктов детонации. Принципиальная схема процесса детонационного напыления представлена на рис. 1.21. Напыление металлокерамических покрытий проводилось в оптимальном, так называемом Super D-Gun режиме [58, 76], с использованием бинарной смеси $C_2H_2-C_3H_8$. Для предотвращения декарбидизации и окисления порошковых частиц Cr_3C_2-NiCr концентрация кислорода во взрывчатой смеси удовлетворяла соотношению $O/C \approx 1$. Дистанция напыления – 200 мм, толщина покрытий ~300 мкм, подложками служили стальные пластинки (Ст3) размером 2x25x75 мм. Композиционные частицы перед соударением с подложкой находились в твердом, а также частично или полностью расплавленном состоянии и имели температуру, близкую к температуре плавления металлической связки, что подтверждается расчетами, выполненными с помощью программного кода [59]. На рис. 1.50 представлены поперечные шлифы покрытий, характеризующие микроструктуру металлокерамических покрытий, напыленных из разных порошков. В таблице 1.9 представлены характеристики напыленных покрытий.

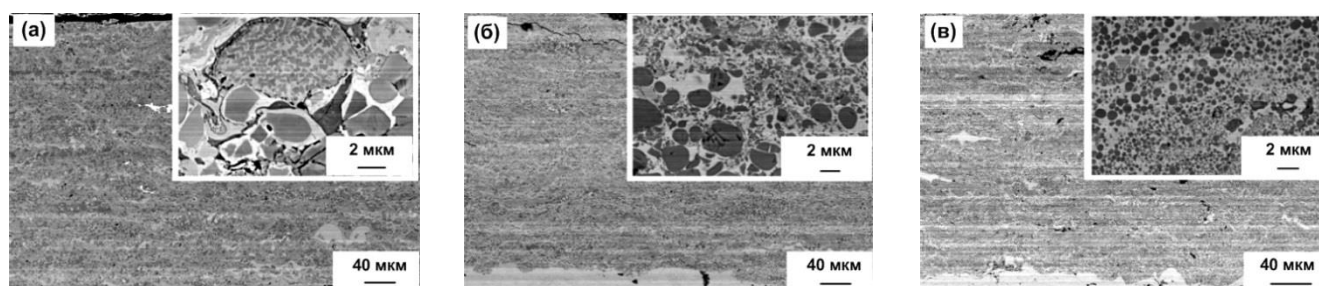


Рис. 1.50 РЭМ-изображения шлифов металлокерамических покрытий из разных порошков. Cr_3C_2 -21% об. NiCr (а); TiC-30% об. NiCr (синтез в свободном режиме) (б); TiC-30% об. NiCr (синтез под давлением) (в).

Таблица 1.9. Характеристики напыленных металлокерамических покрытий

| Исходный порошок | КИП, % | Потери материала покрытия *, $mm^3/10^3$ оборотов | Твердость, единицы HRA | Пористость, % | Микротвердость, HV_{300} |
|-------------------------------|----------------|---|--------------------------|---------------|----------------------------|
| Cr_3C_2 □ 21% NiCr | 33 | 5 | 80 | 0.55 | 988 |
| СВС (свободный режим горения) | TiC □ 30% NiCr | 32 | 84 | 0.86 | 763 |
| | TiC □ 40% NiCr | 51 | 80 | 0.64 | 852 |
| | TiC □ 50% NiCr | 52 | 17 | 84 | 0.32 |
| СВС (под давлением) | TiC □ 30% NiCr | 39 | 80 | 0.96 | 830 |
| | TiC □ 40% NiCr | 63 | 81 | 0.64 | 851 |
| | TiC □ 50% NiCr | 56 | 21 | 81 | 0.23 |

* - испытания износостойкости по стандарту ASTM G65.

Как видно, максимальной износостойкостью и твердостью обладают покрытия из порошка TiC–30% об. NiCr, синтезированного в свободном режиме горения, несмотря на их относительно низкую микротвердость. Пористость всех полученных покрытий меньше 1%, а коэффициент использования порошка (КИП) возрастает по мере увеличения объемной доли связующего.

Выводы. Выполнен цикл экспериментов по СВС металлокерамики TiC–NiCr, реализуемому в механоактивированных порошковых смесях Ti–C–NiCr в свободном режиме горения и под давлением. Установлено, что увеличение объемной доли металлического связующего приводит к уменьшению размера включений TiC в порошковых частицах, полученных механическим измельчением синтезированных металлокерамических компактов и последующим разделением порошка на фракции. Оптимизирован режим напыления коммерческого порошка Cr₃C₂–NiCr на детонационной установке CCDS2000. Проведено сравнение характеристик покрытий, полученных из СВС–порошков и из порошка Cr₃C₂–NiCr, которое показало перспективность применения СВС–порошков TiC–NiCr для газотермического напыления износостойких покрытий.

1.2.5. Расчетно-экспериментальное исследование по оптимизации газодинамического насадка к плазматрону для защиты истекающей струи

К настоящему времени наибольшее распространение в практике плазменного нанесения покрытий, обработки порошковых материалов и модифицирования поверхности, в том числе оплавления покрытий, получили плазматроны с интенсивной газовихревой подачей рабочего газа, генерирующие турбулентные потоки плазмы. Данные плазматроны имеют следующие недостатки: 1) вследствие того, что турбулентная закрученная струя плазмы, истекая из сопла, претерпевает интенсивное перемешивание с холодной окружающей атмосферой и быстро теряет свою энтальпию, протяженность зоны эффективного нагрева порошка в аксиальном направлении обычно не превосходит 5-7 диаметров сопла, что является недостаточным для эффективного нагрева и плавления частиц керамических материалов (например, оксидов металлов) из-за их малого времени пребывания в высокотемпературном ядре струи; 2) значительные градиенты скорости и температуры несущего турбулентного потока газа в его поперечных сечениях увеличивают вероятность появления непроплавленных или частично проплавленных частиц; 3) указанное перемешивание, наряду с превалированием в спектре турбулентных пульсаций истекающей струи плазмы, вследствие крупномасштабного шунтирования дуги, частот порядка 1-5 кГц, приводят также к значительному статистическому разбросу скоростей и температур частиц (как локальных, так и в сечениях струи), что увеличивает неоднородность свойств выходного порошкового продукта; 4) наличие тангенциальной составляющей в плазменной струе приводит к значительному поперечному переносу обрабатываемых частиц на периферию струи, что снижает эффективность их нагрева и снижает степень использования напыляемого порошка; 5) турбулентные потоки плазмы характеризуются значительными уровнями шумов (до 120-130 дБ).

Существующие напылительные плазматроны имеют высокую скорость истечения струи (до 600 м/с и выше) и функционируют в турбулентном режиме. Вследствие этого, при малых расстояниях между соплом плазматрона и поверхностью детали (~5-7 калибров), из-за значительного динамического напора струи на поверхность, может происходить разрушение слоя покрытия при его оплавлении; при увеличении же дистанции очень сложно прогреть обрабатываемую поверхность, так как у таких плазматронов, из-за достаточно высокого уровня турбулентности струи на срезе сопла, протяженность высокоэнергетической зоны струи невелика. Кроме того, интенсивное перемешивание плазменной струи, истекающей в воздушную атмосферу, приводит к окислению обрабатываемых металлических и металлокерамических порошков, а также покрытий, в частности, при их оплавлении.

Одним из путей преодоления указанных недостатков является создание квазиламинарного потока плазмы достаточно большой протяженности, истекающего из плазматрона при низких числах Рейнольдса, в результате чего существенно уменьшается подмешивание холодного окружающего газа в зону активной термообработки дисперсного материала.

В обзорных публикациях [15, 55] представлены результаты экспериментальных исследований по оптимизации геометрии выходного формирующего сопла в виде обратного

уступа (рис. 1.51), обеспечивающего более стабильное истечение протяженной квазиламинарной струи из плазмотрона с межэлектродной вставкой [14].

С использованием оптимизированного формирующего сопла был выполнен цикл экспериментов по исследованию смешения квазиламинарной аргон-азотной плазменной струи, истекающей в воздушную атмосферу при следующих условиях: ток дуги $I=200$ А, напряжение $U=200$ В, основной рабочий газ – смесь аргона с азотом ($G_{Ar}=0,25$ г/с, $G_{N_2}=0,43$ г/с), расход аргона на защиту анода - $G_{Ar}=0,07$ г/с, $D_1=9$ мм, $D_2=10$ мм, $D_3=18$ мм.

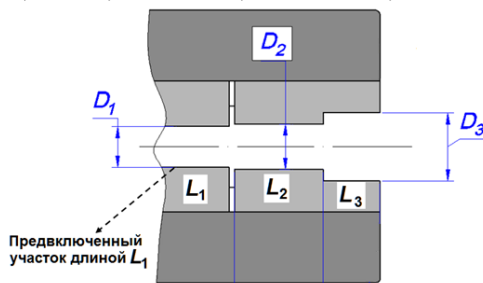


Рис. 1.51 Схема формирующего сопла в виде обратного уступа.

На рис. 1.52 представлена оптическая фотография истекающей струи. Данный тип струйных течений представляет интерес для обработки и напыления низкотеплопроводных порошков оксидов, а также оплавления напыленных покрытий, не критичных к окислению. Однако, использование формирующего сопла в виде обратного уступа приводит к эжекции воздуха в уступ из окружающей атмосферы (рис. 1.53).



Рис. 1.52 Оптическая фотография аргон-азотной квазиламинарной плазменной струи.

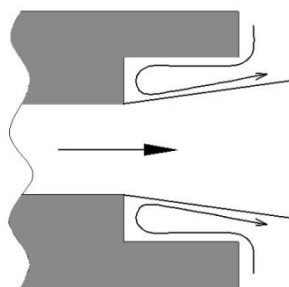


Рис. 1.53 Схема течения в формирующем сопле в виде обратного уступа.

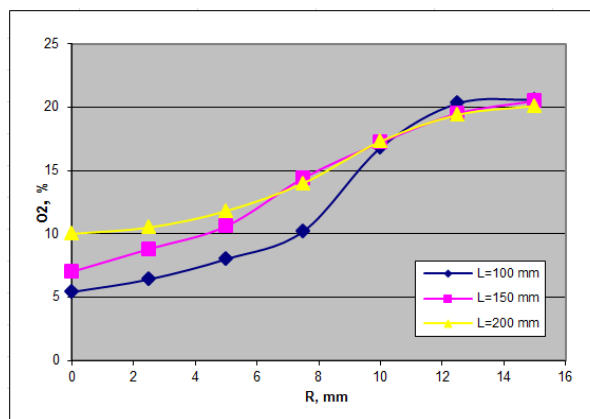


Рис. 1.54 Распределение объемной концентрации кислорода в контрольных сечениях аргон-азотной плазменной струи.

Рисунок 1.54 иллюстрирует распределения объемной концентрации кислорода в струе для трех контрольных сечений $L=100$, 150 и 200 мм. Из представленных результатов видно, что на оси ламинарной струи минимальное объемное содержание кислорода на расстоянии $L=100$ мм составляет величину не менее 5% и растёт с увеличением дистанции от среза сопла плазмотрона.

Для подавления эжекции воздуха в обратный уступ из окружающей атмосферы, а, следовательно, уменьшения содержания кислорода в плазменной струе был разработан насадок и проведены исследования по его оптимизации на экспериментальной установке, схема которой представлена на рис. 1.55.

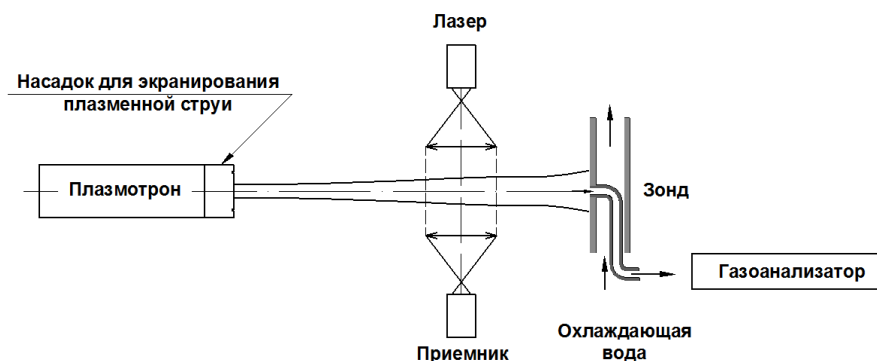


Рис. 1.55 Схема экспериментальной установки по диагностике плазменной струи.

В качестве зонда для локального отбора пробы газа использовалась водоохлаждаемая трубка с внешним диаметром 3 мм, внутрь которой была запаяна трубка с внутренним диаметром 0,5 мм. Отбор пробы газа производился с помощью газоанализатора БОНЕР «Тест 1-6» на расстояниях $z=100$, 125 , 150 , 175 и 200 мм на оси струи при указанных выше режимных параметрах плазмотрона.

Насадок для радиально-кольцевого экранирования плазменной струи схематически показан на рис. 1.56 и включает в себя ресивер с распределителем, в котором для равномерной подачи защитного (экранирующего) газа с одной стороны равномерно по окружности выполнено 12 отверстий диаметром 1 мм, а с другой – 8 тангенциальных пазов шириной 3 и глубиной 0,15 мм для однородного заполнения кольцевой щели заданной ширины H .

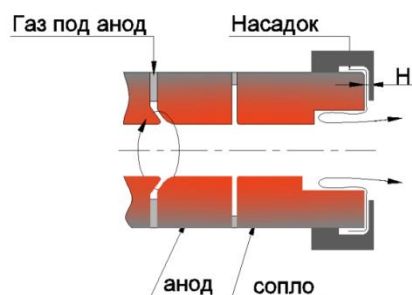


Рис. 1.56 Принципиальная схема метода экранирования плазменной струи.

При проведении экспериментов варьировались: ширина кольцевой щели ($H=1$ и 2 мм) и расход защитного газа (аргона). При этом, расходы газа задавались таким образом, чтобы для щелей шириной $H=1$ мм и $H=2$ мм среднемассовые скорости истечения радиально-сходящихся струй для соответствующих расходов аргона были одинаковыми. На рис. 1.57 представлены экспериментальные данные, характеризующие распределения объемной концентрации кислорода вдоль оси плазменных струй в зависимости от ширины щели и расхода защитного аргона. Как видно из представленных данных, использование экранирующего насадка с радиально сходящейся пристеночной защитной струей аргона позволяет, при прочих равных условиях, существенно (практически в два раза) снизить концентрацию кислорода в плазменной струе для контрольного сечения $L=100$ мм по сравнению с ее истечением без насадка. Следует отметить, что предложенный способ защиты плазменной струи, по сравнению с обычно используемыми аксиальными схемами, не требует повышенного расхода экранирующего газа, приводящего к излишней турбулизации струи с увеличением дистанции от среза сопла.

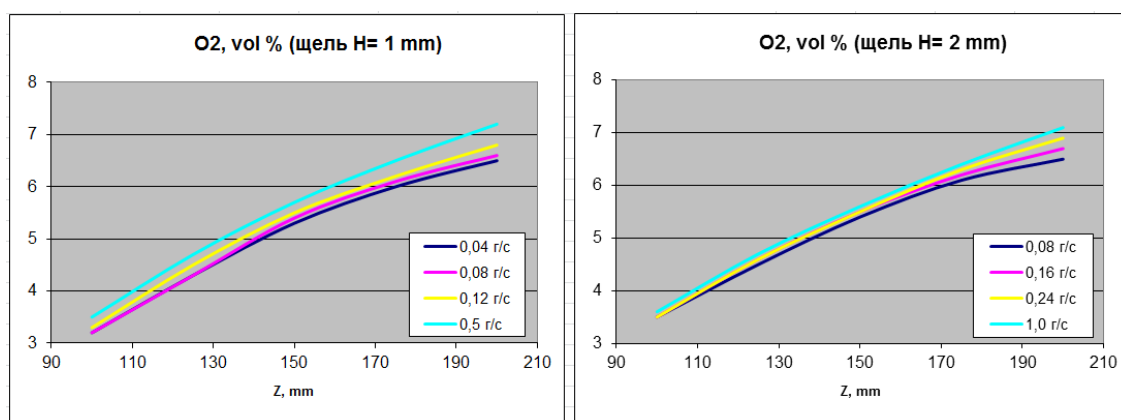


Рис. 1.57 Распределение концентрации кислорода вдоль оси струи при использовании экранирующих насадков с шириной щели $H=1$ и 2 мм.

Для нахождения оптимального расхода защитного газа для заданной ширины щели были выполнены дополнительные расчеты с использованием программного пакета ANSYS FLUENT [47]. При прочих равных условиях, оптимальный массовый расход защитного аргона через кольцевую щель заданной ширины должен обеспечивать такой же уровень его эжекции в обратный уступ, который наблюдается для эжекции окружающего воздуха при истечении плазменной струи без защитного насадка. При этом, для определения эквивалентного расхода инжектируемого аргона необходимо принимать во внимание различие его плотности от плотности воздуха. Геометрия выходного ступенчатого сопла плазматрона вместе с радиально-кольцевой щелью и без нее, принятая при численном исследовании, схематически представлена на рис. 1.58 и 1.59, соответственно.

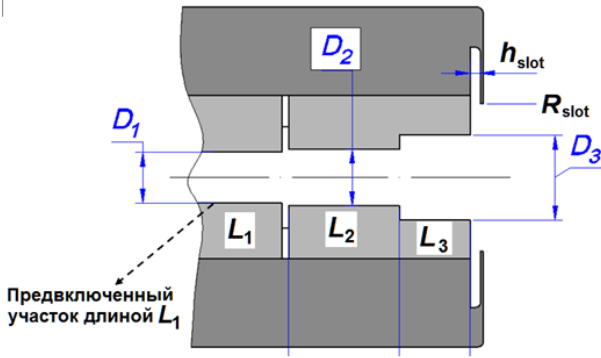


Рис. 1.58 Геометрия сопла плазмотрона с узлом ввода защитного газа.

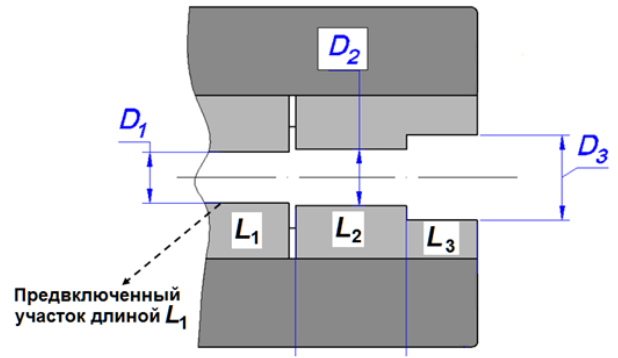


Рис. 1.59 Геометрия стандартного сопла плазмотрона.

Поток смеси аргона с гелием (массовая доля аргона - 0.833, гелия - 0.167), имеющий начальную среднemasовую скорость $w_{z0}=261$ м/с и температуру $T_{f0}=10500$ К, поступает на вход предвключенного участка диаметром D_1 и длиной L_1 , развивается внутри ступенчатого сопла и, взаимодействуя с радиально-сходящейся пристеночной струей аргона, истекающей из кольцевой щели шириной h_{slot} , выходное сечение которой удалено от оси струи на расстояние R_{slot} , затем истекает в окружающую атмосферу, температура которой равна 300К. Целью исследования была проверка влияния подачи аргона из кольцевой щели на интенсивность проникновения кислорода в ядро истекающей плазменной струи.

В расчётах использовалась модель сдвиговых напряжений Ментера ($k-\omega$ SST). Данная модель эффективно сочетает устойчивость и точность стандартной $k-\epsilon$ модели в пристеночных областях и $k-\omega$ модели на удалении от стенки. Ниже представлены основные математические соотношения и константы данной модели (Menter, 1994, 2003):

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right]$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i \omega)}{\partial x_i} = \alpha \rho S^2 - \beta^* \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}$$

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4 \rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right\}, CD_{k\omega} = \max \left(2 \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right)$$

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)}, F_2 = \tanh \left[\left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right]$$

$$P_k = \mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \rightarrow \tilde{P}_k = \min(P_k, 10 \cdot \beta^* \rho k \omega)$$

$$\beta^* = 0.09, a_1 = 5/9, a_2 = 0.44, \beta_1 = 3/40, \beta_2 = 0.0828,$$

$$\sigma_{k1} = 0.85, \sigma_{k2} = 1, \sigma_{\omega 1} = 0.5, \sigma_{\omega 2} = 0.856.$$

В расчетах учитывалась многокомпонентность плазменного потока.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho Y_i) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} Y_i) = -\nabla \cdot \vec{J}_i$$

где Y_i – массовая доля i -го компонента смеси, \vec{J}_i – диффузионный поток i -го компонента смеси.

$$\vec{J}_i = - \left(\rho D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \nabla Y_i - D_{T,i} \frac{\nabla T}{T},$$

$D_{i,m}$ – коэффициент массовой диффузии, $D_{T,i}$ – коэффициент термической диффузии, Sc_t – число Шмидта, $Sc_t = \frac{\mu_t}{\rho D_T}$, μ_t – турбулентная вязкость, D_T – турбулентная диффузия.

Решалась стационарная осесимметричная задача. Расчетная область включала канал плазмотрона и окружающий объем, позволяющий моделировать свободное истечение струи. Состав воздуха в массовых долях при расчетах принимался следующим - кислород 0.232, азот 0.755, аргон 0.013.

Для повышения устойчивости счета на левой границе расчетной области задавалась постоянная скорость 0.05 м/с, направленная вдоль оси плазматрона. На верхней границе расчетной области задавалось условие неподвижной стенки, на правой границе – условие свободного истечения.

Ниже представлены результаты расчетов, выполненных, при прочих равных условиях: 1 – без узла ввода защитного газа; 2 – для сопла, оснащенного узлом ввода защитного газа. Как и в экспериментах, при проведении расчетов приняты следующие значения геометрических параметров: $D_1=9$ мм, $L_1=16$ мм, $D_2=11$ мм, $L_2=24$ мм, $D_3=15$ мм, $L_3=12$ мм, $h_{\text{slot}}=2$ мм, $R_{\text{slot}}=11$ мм.

Сначала был выполнен расчет струи без кольцевого насадка. На основании полученных данных была сделана оценка расхода воздуха в пристеночном слое радиально-сходящегося течения толщиной, равной ширине щели насадка, формирующегося вдоль торцевой стенки сопла. Линии тока этого течения приведены на рис. 1.60,а. Видно, что вдоль торцевой стенки сопла в виде обратного уступа формируется поток, который втекает в уступ, затем разворачивается в нем и истекает из него вместе с основной плазменной струей в открытую атмосферу. Таким образом происходит подмешивание внешнего газа в струю.

С точки зрения эффективности плазменной струи, необходимо ограничить поступление кислорода в её ядро. Насадок к формирующему соплу обеспечивает формирование осесимметричного радиально-сходящегося течения аргона необходимой толщины (скорость на выходе из кольцевой щели ~ 1 м/с) и, тем самым, ограничивает проникновение в струю кислорода из окружающей атмосферы (рис. 1.60,б). Видно, что поток защитного аргона разделяется на два: одна часть аргона эжектируется в уступ, а вторая – разворачивается в направлении основной струи плазмы и увлекается в осевом направлении ее периферийным течением.

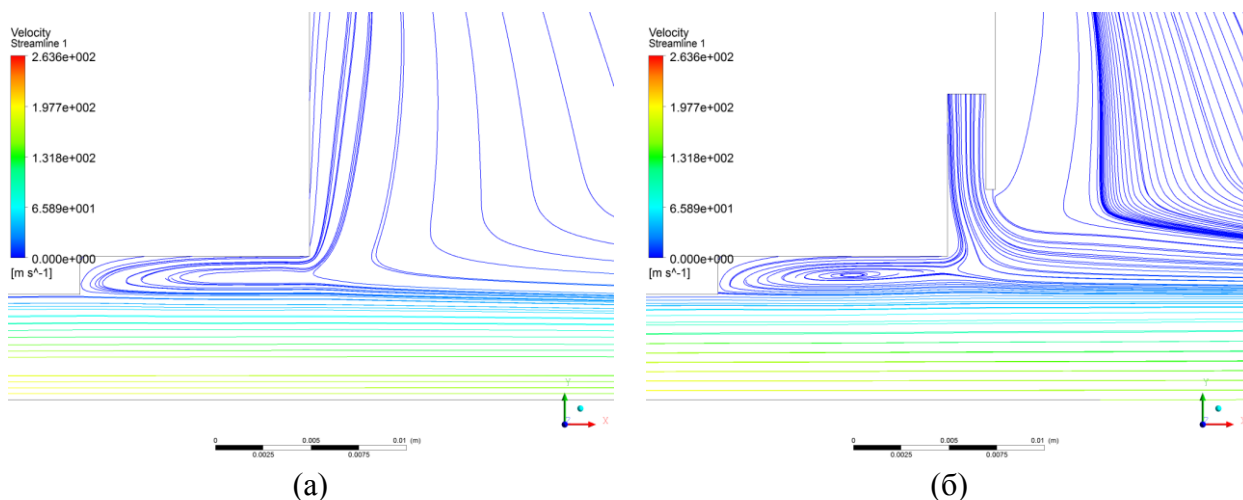


Рис. 1.60 Линии тока в области последнего уступа. (а) - сопло без насадка, (б) – с насадком.

Рассмотренный выше метод экранирования протяженной плазменной струи, истекающей из плазматрона с межэлектродной вставкой с формирующим соплом в виде обратного уступа представляет первостепенный интерес для обработки поверхности, в том числе для оплавления покрытий. Для обработки порошковых материалов и нанесения покрытий применение обратного уступа с инъекцией газа из окружающей среды в уступ весьма проблематично, поскольку при вводе порошка под срез сопла плазматрона инжектируемый газ будет увлекать частицы напыляемого порошка в уступ, что приведет к нежелательному осаждению их на стенках сопла.

В этой связи, нами исследован другой метод защиты струи, основанный на вводе защитного газа (аргона) в канал плазматрона непосредственно перед анодом с цилиндрическим каналом. Однако, в отличие от аргоно-азотной или азотной квазиламинарных плазменных

струй, имеющих относительно большую протяжённость при низких числах Рейнольдса, добиться протяжённой аргоно-гелиевой струи без подмешивания кислорода из окружающей среды весьма проблематично.

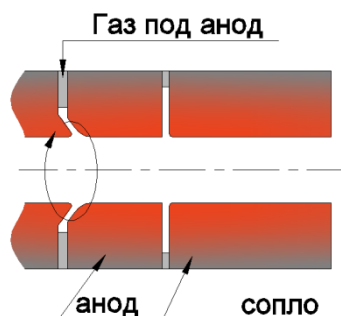
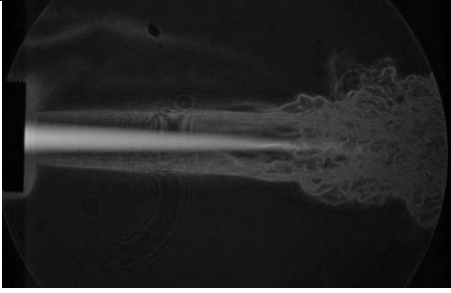
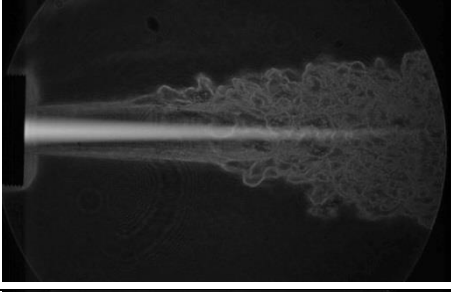
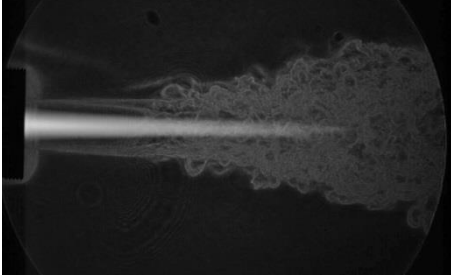


Рис. 1.61 Схема ввода защитного газа под анод.

С этой целью для исследования поведения аргоно-гелиевой струи были проведены эксперименты при фиксированном составе и расходе основного рабочего газа – смеси аргона и гелия ($G_{Ar}=0,4$ г/с, $G_{He}=0,2$ г/с), но с переменным расходом аргона, вводимого непосредственно под анод (рис. 1.61). Диагностика струи, истекающей из плазмотрона, проводилась с помощью теневого прибора ТП-АВТ-1 с адаптивным визуализирующим транспарантом с частотой регистрации семь кадров/сек. Диаметр наблюдаемой области составлял 120 мм.

Таблица 1.10. Результаты визуализации и режимы истечения Ar-He плазменных струй для различных расходов защитного газа (аргон), вводимого непосредственно под анод.

| | |
|--|---|
| | <p>(а) Истечение аргоновой плазменной струи в режиме запуска плазмотрона: $I=250$ А, $U=131$ В, Основной рабочий газ: аргон ($G_{Ar} = 0,6$ г/с), Защитный газ под анод: аргон ($G_{Ar} = 0,14$ г/с).</p> |
| | <p>(б) Истечение аргоно-гелиевой плазменной струи в режиме №1 работы плазмотрона: $I=250$ А, $U=174$ В, Основной рабочий газ: аргон-гелий ($G_{Ar} = 0,4$ г/с, $G_{He} = 0,2$ г/с). Защитный газ под анод – аргон ($G_{Ar} = 0,14$ г/с).</p> |
| | <p>(в) Истечение аргоно-гелиевой плазменной струи в режиме №2 работы плазмотрона: $I=250$ А, $U=176$ В, Основной рабочий газ: аргон-гелий ($G_{Ar} = 0,4$ г/с, $G_{He} = 0,2$ г/с). Защитный газ под анод – аргон ($G_{Ar} = 0,21$ г/с).</p> |

| | | |
|--|-----|--|
|  | (г) | <p>Истечение аргоно-гелиевой плазменной струи в режиме №3 работы плазмотрона: $I=250$ А, $U=178$ В, Основной рабочий газ: аргон-гелий ($G_{Ar} = 0,4$ г/с, $G_{He} = 0,2$ г/с). Защитный газ под анод – аргон ($G_{Ar} = 0,28$ г/с).</p> |
|  | (д) | <p>Истечение аргоно-гелиевой плазменной струи в режиме №4 работы плазмотрона: $I=250$ А, $U=181$ В, Основной рабочий газ: аргон-гелий ($G_{Ar} = 0,4$ г/с, $G_{He} = 0,2$ г/с). Защитный газ под анод – аргон ($G_{Ar} = 0,42$ г/с).</p> |
|  | (е) | <p>Истечение аргоно-гелиевой плазменной струи в режиме №5 работы плазмотрона: $I=250$ А, $U=176$ В, Основной рабочий газ: аргон-гелий ($G_{Ar} = 0,54$ г/с, $G_{He} = 0,2$ г/с). Защитный газ под анод – аргон ($G_{Ar} = 0,14$ г/с).</p> |

Как видно из представленных теневых фотографий, при увеличении расхода газа под анод струя вначале становится более стабильной. Но при расходе аргона $G_{Ar}=0,42$ г/с наблюдается ее заметная турбулизация, но при этом длина высокотемпературного ядра струи достигает максимального значения. Сравнение режимов 3 и 5, одинаковых по суммарному расходу газов, показывает большую турбулизацию струи в для пятого режима, что указывает на более эффективное управление струей путем изменения расхода защитного газа под анод.

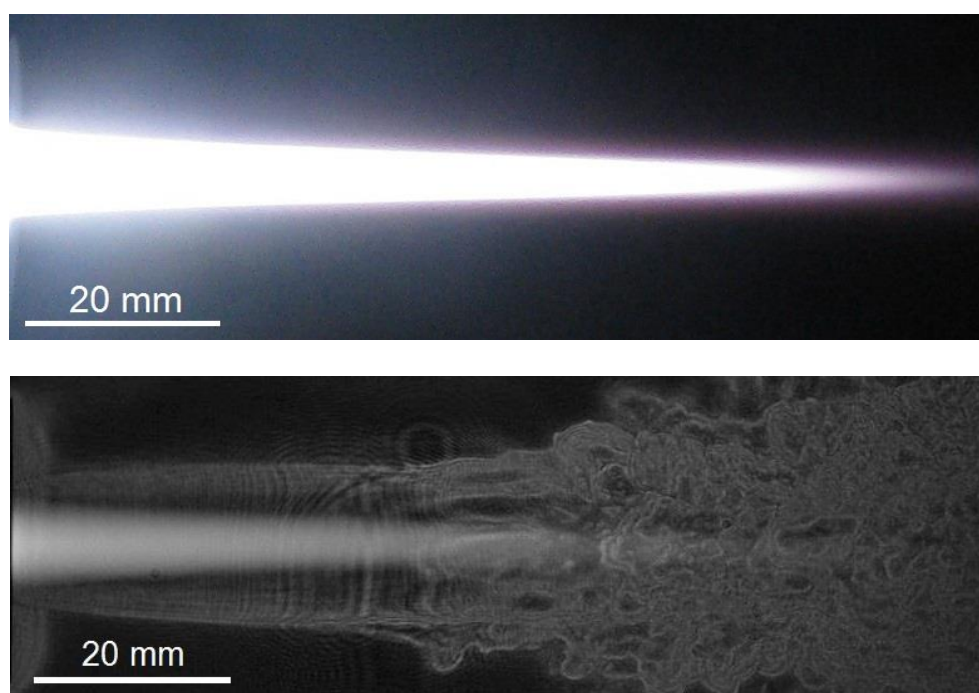


Рис. 1.62 Оптическая и теневая фотографии плазменной струи для режима №1.

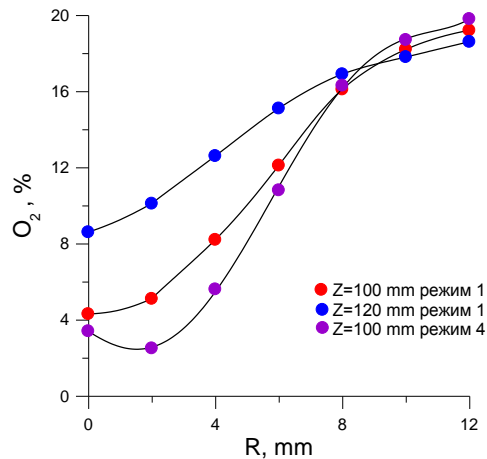


Рис. 1.63 Распределение объемной концентрации кислорода в контрольных сечениях $L=100$ и 120 мм в зависимости от расхода защитного газа.

На оптической и теневой фотографиях (рис. 1.62), представленных для режима №1 в одном масштабе, видно, что использование только оптического изображения не позволяет при оптимизации режима работы плазматрона наблюдать реальную структуру течения в струе, в том числе развитие турбулентности. Оптическая фотография получена с помощью камеры Canon PowerShot A720 IS при времени экспозиции 80 мсек с использованием нейтрального светофильтра НС-10.

Анализ содержания кислорода в аргоно-гелиевой струе показывает, что для режима №1 минимальное содержание кислорода для контрольного сечения $z=100$ мм составляет 4,1%, а с увеличением дистанции до 120 мм на оси вырастает в два раза. Соответствующие измерения для аргоно-гелиевой струи, истекающей в режиме №4, выявили особенность, связанную с тем, что минимальное содержание кислорода наблюдается не на оси струи, а в кольцевой зоне радиусом 2 мм, где объемная концентрация кислорода равно 2,5%.

1.3. In-situ карботермическое восстановление металлических порошков в плазменных струях

Плазменный синтез и обработка порошковых материалов являются к настоящему времени достаточно представительной областью процессов и технологий, состояние которых отражено в ряде обзоров и монографий [77-84] и др. Анализ известных публикаций показывает, что основное внимание исследователей сосредоточено на плазмохимическом синтезе в газовой фазе, в частности из хлоридов, с последующей конденсацией для получения различных ультрадисперсных, в том числе наноразмерных, порошков, а также на процессах в контролируемой атмосфере, определяемых массообменом “частица – плазма” (восстановление порошков металлов из их оксидов в водород- и углеродсодержащей плазме, синтез порошков карбидов и нитридов, соответственно, в углеродсодержащей и азотной плазме и т.п.).

Следует отметить, что традиционная плазмохимия и плазменная металлургия, основанные на массообмене между частицами обрабатываемого порошка и несущим потоком плазмы, в значительной степени определяются переносом к поверхности частицы и диффузией в ее объеме соответствующего газа-реагента в количестве, диктуемом стехиометрией реакции. Только в этом случае можно обеспечить полное протекание требуемого процесса (восстановления, синтеза и т.п.) во всем объеме частицы в течение времени ее пребывания в плазменном потоке. Однако, при размере частиц в десятки микрон времена массообмена “частица – плазма” могут быть одного порядка и более времени их пребывания в плазменной

струе, что существенно лимитирует полноту прохождения требуемой реакции, а, следовательно, получение целевого порошкового продукта.

В то же время, широкие перспективы в исследовании и практической реализации новых плазменных микрометаллургических процессов в агломерированных частицах-композитах для получения порошков различного функционального назначения открываются на стыке гетерогенной плазмохимии и механохимии [85, 86] путем: 1) предварительной механической активации (МА) исходных порошковых компонентов в энергонапряженных планетарных мельницах для создания агломерированных порошков, частицы которых состоят из однородно перемешанных реагентов с заданной стехиометрической композицией и размером реагирующих включений нано- и субмикронного диапазона; 2) последующей плазменной обработки агломерированных частиц, при которой, благодаря значительной площади контакта между взаимодействующими компонентами и больших значений коэффициентов диффузии в жидкой фазе (примерно на четыре-пять порядков по сравнению с твердой), становится возможным за время пребывания частицы в потоке плазмы прямое карбо-, алюмо- или магниетермическое восстановление металлов из оксидов, синтез интерметаллидов, карбидов, боридов т.п.

Однако агломерированные частицы, полученные в результате МА, как правило, не обладают достаточной механической прочностью, термостабильностью и сыпучестью. Поэтому в работе [87], иллюстрирующей одну из возможностей in-situ плазменной микрометаллургии в реагирующих агломерированных частицах, однородно перемешанная композиция из механоактивированных ультрадисперсных порошков (УДП) оксида магния и ламповой сажи подвергалась прессованию для получения гетерогенного компакта. Полученный компакт затем механически измельчался, а порошковые агломерированные частицы "MgO - C" рассеивались на ситах для получения необходимых фракций по размерам. В качестве исходных порошков использовались оксид магния марки ТУ 60984176 и ламповая сажа марки П803 в стехиометрическом отношении 77%MgO - 23%C (проценты массовые).

1.3.1. Эффективная теплопроводность и теплоемкость пористых гетерогенных компактов

На сегодняшний день в литературе имеются теоретические разработки и формулы, по которым можно рассчитать эффективную теплопроводность пористых сред, насыщенных жидкостью или газом, но остается актуальной задача экспериментального исследования гетерогенных сред, так как они дают более конкретные и точные значения эффективного коэффициента теплопроводности [88-90]. Наряду с экспериментальными исследованиями бурно развивается аппарат численной гомогенизации, основанный на современных многомасштабных конечно-элементных методах [91, 92]. Совместное использование аппарата математического и физического моделирования значительно обогащает оба направления, реализуя валидацию разработанных численных схем на классе задач, приближенных к реальным, с одной стороны, и позволяя получить дополнительную априорную информацию о структуре гетерогенной пористой среды, с другой стороны.

Для разработки инженерно-физической модели процесса плазменного карботермического восстановления магния из оксида магния необходимо знание эффективных теплофизических свойств гетерогенной пористой среды «оксид магния – углерод – газ, заполняющий поровое пространство», во многом определяющих погрешность результатов вычислительных экспериментов.

В этой связи, в задачу выполненных модельных исследований входило: компактирование таблеток из порошковой смеси (MgO—C) при разном давлении прессования; проведение экспериментов по определению теплоемкости, температуропроводности и теплопроводности; компьютерное моделирование влияния пористости таблеток на коэффициент теплопроводности.

В экспериментах использовался оксид магния (ТУ 60984176) и ламповая сажа (П803). Перед изготовлением таблеток порошки оксида магния и ламповой сажи в соотношении

массовых долей 0,77 MgO / 0,23 сажа в течение 5 минут перемешивались в планетарной мельнице АГО-2. Для получения таблеток использовалась пресс-форма диаметром 11 мм, навеска порошковой смеси составляла 0,75-0,8 г, чтобы высота таблеток была равна ≈ 3 мм. Прессование образцов проводилось при комнатной температуре. Давление прессования для образца № 1 – 1000 МПа, для образца № 2 – 400 МПа, для образца № 3 – 200 МПа.

Измерение плотности. Для каждого образца была измерена масса и геометрические размеры, по результатам которых рассчитана плотность ρ (см. таблицу 1.11). Масса m измерена на аналитических весах AND GH-252 с погрешностью $\pm 0,1$ мг, а диаметр D – электронным штангенциркулем Kraftool с погрешностью $< 0,03$ мм. Высота h образцов измерена электронным длинномером Tesa Digico 10 в пяти точках с погрешностью $< 0,001$ мм. Результаты представлены в таблице 1.11. Погрешность измерения ρ не превышала 0,5%. Как видно из данных таблицы, с повышением давления прессования получались более плотные образцы.

Измерение теплоемкости. Удельную теплоемкость C_p исследуемых образцов измеряли с использованием метода дифференциальной сканирующей калориметрии. Эксперименты проводили в интервале температур от комнатной до 200°C со скоростью нагрева 10 К/мин в проточной атмосфере аргона (20 мл/мин) на установке DSC 404 F1 в платиновых тиглях с корундовыми вкладышами (Al_2O_3). Из набора образцов под номером два (таблица 1.11) брали образец, откалывали от него часть массой 40,61 мг. В качестве калибровочного образца использовали сапфир $\alpha-Al_2O_3$ из набора C_p -стандартов с массой 42,22 мг.

Полученные данные в пределах погрешности измерения, которая на данной установке для удельной теплоемкости не превышает 3%, аппроксимируются следующей зависимостью:

$$C_p = 0,810 + 0,002T - 2,97 \cdot 10^{-6}T^2 \quad (1.48)$$

Среднее значение теплоемкости при комнатной температуре составляет примерно $C_p = 900$ Дж/(кг·К).

Измерение температуропроводности. Коэффициент температуропроводности (a) исследуемых образцов определялся методом лазерной вспышки на установке LFA-427 в воздушной атмосфере при комнатной температуре. Суть данного метода заключается в том, что тигель с образцом снизу облучается коротким лазерным импульсом. После чего ИК-детектор регистрирует изменение температуры верхней поверхности образца. Величина a определялась по полученной термограмме разогрева данной поверхности. Для каждого образца измерение коэффициента температуропроводности проводилось три раза. Результаты усредненных значений a представлены в таблице 1.12 (столбец 2). Погрешность измерения коэффициента температуропроводности для твердых образцов на LFA-427 составляла 2 – 5%.

Таблица 1.11. Результаты измерений плотности.

| Образец | D | h | m | ρ | $\langle \rho \rangle$ |
|---------|-------|--------|---------|-------------------|------------------------|
| № | мм | мм | г | г/см ³ | г/см ³ |
| 1 | 12,80 | 3,4242 | 0,80082 | 1,818 | 1,825 |
| | 12,84 | 3,1980 | 0,76170 | 1,840 | |
| | 12,80 | 3,3972 | 0,79439 | 1,818 | |
| 2 | 12,84 | 3,1970 | 0,72093 | 1,742 | 1,749 |
| | 12,78 | 3,3754 | 0,77545 | 1,792 | |
| | 12,81 | 3,5604 | 0,79016 | 1,723 | |
| | 12,79 | 3,5836 | 0,79843 | 1,735 | |
| | 12,79 | 3,3678 | 0,75885 | 1,755 | |
| 3 | 12,77 | 3,6034 | 0,78934 | 1,711 | 1,693 |
| | 12,78 | 3,8230 | 0,83236 | 1,698 | |
| | 12,74 | 3,1558 | 0,68604 | 1,706 | |
| | 12,82 | 3,2378 | 0,70015 | 1,676 | |
| | 12,81 | 3,9080 | 0,84164 | 1,672 | |

Таблица 1.12. Результаты измерения коэффициента температуропроводности и расчета коэффициента теплопроводности при комнатной температуре

| Образец | a | λ | $\langle \lambda \rangle$ |
|---------|--------------------|-----------|---------------------------|
| № | мм ² /с | Вт/(м·К) | Вт/(м·К) |
| 1 | 2 | 3 | 4 |
| 1 | 0,125 | 0,205 | 0,224 |
| | 0,154 | 0,253 | |
| | 0,130 | 0,214 | |
| 2 | 0,159 | 0,250 | 0,250 |
| | 0,152 | 0,239 | |
| | 0,165 | 0,260 | |
| 3 | 0,162 | 0,247 | 0,253 |
| | 0,170 | 0,259 | |
| | 0,160 | 0,244 | |
| | 0,172 | 0,262 | |
| | 0,167 | 0,254 | |

Расчет эффективной теплопроводности. С использованием измеренных значений теплоемкости C_p , температуропроводности a и плотности ρ образца был рассчитан коэффициент теплопроводности λ исследуемого материала по формуле $\lambda = a \cdot \rho \cdot C_p$. Как видно из таблицы 1.12 (столбцы 3 и 4), теплопроводность образцов падает с увеличением давления прессования от 200 до 1000 МПа примерно на 10%.

Математические модели для расчета зависимости эффективной теплопроводности от пористости. Результаты физического эксперимента выявили высокую степень зависимости значения эффективных коэффициентов теплопроводности (λ_{eff}) и температуропроводности (a_{eff}) от пористости, что потребовало разработки математических моделей численной гомогенизации для интерпретации полученных опытных данных.

В этой связи, была предложена и исследована иерархия моделей представления композитных пористых материалов и численной гомогенизации на основе многомасштабного метода конечных элементов (ММКЭ): 1) без учета пористости; 2) для сферических и/или эллипсоидальных пор малого размера; 3) для щелеобразных пор. Валидация разработанной численной схемы проведена на описанных выше образцах компактированного под давлением гетерогенного материала "матрица С—ультрадисперсные включения MgO" стехиометрического состава для реакции карботермического восстановления магия (0,77 MgO / 0,23 C). Пористость образцов варьировалась в пределах 30–45%. Задача решалась в трехмерной постановке: макроэлементы – параллелепипедальные, микроэлементы – тетраэдральные, число макроэлементов – 125000.

Полученные результаты математического моделирования для различных типов пор и различной объемной концентрации сферических включений MgO (s_{MgO}) позволяют сделать следующие выводы: (1) - модель среды "матрица С—ультрадисперсные включения MgO" для различных значений концентрации сферических включений MgO без учета пористости демонстрирует слабую зависимость эффективного коэффициента теплопроводности от концентрации при изменении s_{MgO} в пределах от 25% до 40%; (2) - наличие микроразмерных сферических пор оказывает слабое влияние на величину эффективного коэффициента теплопроводности (порядка 10-15%), а с увеличением концентрации газовых пор значение λ_{eff} уменьшается; (3) - результаты моделирования эффективной среды с мелкозернистыми порами эллипсоидальной формы показывают, что эффективный коэффициент теплопроводности для пор такой структуры изменяется в зависимости от ориентации максимальной оси эллипсоида, а

при ее ориентации по направлению теплового потока теплопроводность увеличивается на 10-20%; (4) - результаты вычислительных экспериментов показали незначительное изменение (в пределах 20%) величины эффективного коэффициента теплопроводности при варьировании ширины и способов расположения щелей при сохранении послойной раскладки. Повышение точности определения эффективного коэффициента теплопроводности зависит от возможности учета структуры, концентрации, формы и размера пор (щели с различным углом наклона, каверны).

Заключение. Получены и исследованы таблетки из смеси оксида магния и сажи. По результатам физических экспериментов установлено, что коэффициент теплопроводности снижается с увеличением давления прессования, хотя при этом таблетки имеют большую плотность. Было сделано предположение, что основной причиной уменьшения коэффициента теплопроводности является появление трещин в процессе прессования образца, чем выше давление прессования, тем больше возможности для образования поперечных трещин в таблетке. Поперечные трещины или расслоение таблеток – это результат эффекта перепрессовки. При давлении прессования больше 1000 МПа уже трудно получить прочные таблетки, они расслаиваются при извлечении из пресс-формы, хотя при давлении в 200 МПа все таблетки извлекали без расслоения. При компактировании происходит выдавливание находящегося в объеме смеси (MgO—C) некоторого количества воздуха, но тот воздух, который остается (защемляется) при большом давлении сжимается, а при снятии нагрузки расширяясь, разрывает таблетку. При небольших давлениях прессования защемленный воздух не образует протяженных разрывов, но с повышением давления прессования происходит постепенное слияние и увеличение протяженности воздушных пор перерастающих в плоскость разрыва таблетки.

При давлении прессования от 200 МПа до 1000 МПа идет процесс формирования и увеличения количества протяженных воздушных пор. Это объясняет причину уменьшения коэффициента теплопроводности таблеток при увеличении давления прессования, так как поток тепла быстрее проходит по частицам сажи и оксида магния, нежели по протяженным порам, заполненным газом.

Численные расчеты подтверждают, что величина коэффициента теплопроводности в значительной степени зависит от ориентации и концентрации щелеобразных пор, заполненных воздухом, и практически не зависит от концентрации сферических микровключений газовых пор. Таким образом, уменьшение коэффициента теплопроводности таблеток (MgO—C) с ее увеличением давления прессования обусловлено ориентацией и концентрацией протяженных щелеобразных пор, заполненных газом.

1.3.2. In-situ неравновесное карботермическое восстановление магния при обработке агломерированных частиц "оксид магния - углерод" в плазменной струе

Магний широко применяется в виде сплавов с алюминием, цинком и марганцем для изготовления деталей авиационных и автомобильных двигателей. Магниевые сплавы обладают хорошими литейными свойствами, что дает возможность получать из них сложные отливки. Сплавы магния легко поддаются свариванию и обработке резанием. Отмечается также повышенный интерес к использованию магниевых сплавов, вместо полимерных материалов, при производстве имплантантов, устойчивых к биоразложению [93].

При производстве магния наиболее распространен электролитический способ, при котором Mg в процессе электролиза получается из вводимого в электролит хлорида $MgCl_2$. Применяют также термические способы производства магния с использованием в качестве восстановителя C, Si или CaC_2 , а в качестве сырья используется доломит $MgCO_3 \cdot CaCO_3$.

В последние годы отмечается большой интерес к равновесному карботермическому восстановлению оксида магния для получения чистого магния согласно основной реакции $MgO(s) + C(s) = Mg(g) + CO(g)$ [94-97] и др. В то же время, научный и практический интерес представляет исследование возможности неравновесного карботермического восстановления

оксида магния, основанного на реакции $MgO(l) + C(s) = Mg(g) + CO(g)$, что, при прочих равных условиях, может существенно повысить производительность процесса. Здесь s и l отвечают твердому и жидкому состоянию, g - газу.

Ниже представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований по неравновесному карботермическому восстановлению оксида магния при плазменной обработке агломерированных частиц-механокомполитов "оксид магния - углерод", впервые частично опубликованные в [98].

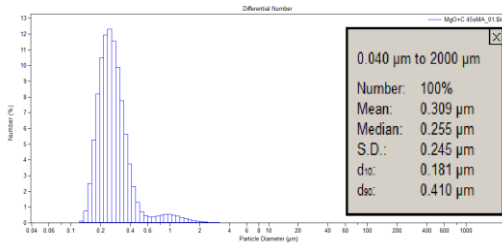
Температуры плавления T_m и кипения T_b MgO и Mg лежат в существенно различных диапазонах: $T_{m,MgO}=3098K$, $T_{b,MgO}=3873K$, $T_{m,Mg}=923K$, $T_{b,Mg}=1380K$. Следовательно, возможны различные сценарии карботермического восстановления оксида магния (см. табл. 1). При плазменной обработке агломерированных частиц интенсивность процесса восстановления оксида магния зависит от скорости диффузии углерода в ультрадисперсные включения оксида магния при заданной температуре агломерата. В этой связи, как отмечалось выше, представляет значительный интерес развитие научных основ карботермического восстановления оксида магния по сценарию 4 (табл. 1).

Механическая обработка исходных порошковых компонентов, а также их совместная обработка проводилась в высокоэнергетической планетарной мельнице "Активатор-2SL" [17]. Анализ полученных данных позволил определить оптимальный режим обработки порошковой смеси стехиометрического состава, удовлетворяющий следующим условиям: обработанные порошковые частицы должны иметь высокую удельную поверхность, узкие интервалы с минимальным значением размеров частиц; минимальное среднее значение размера частиц. Гистограммы счетного и объемного распределений частиц по размерам определялись с использованием лазерного анализатора частиц «LS13320» («Beckman Coulter», США). Удельную поверхность образцов обработанных порошков определяли методом БЭТ по тепловой десорбции аргона с внутренним эталоном. Установлено, что оптимальным режимом обработки порошковых частиц является совместная обработка в течение 45с порошка оксида магния с добавлением порошка ламповой сажи в пропорции 77:23. При этом, значение удельной поверхности достигает значения $21 \text{ м}^2/\text{г}$, гистограммы счетного и объемного распределений частиц по размерам представлены на рис. 1.

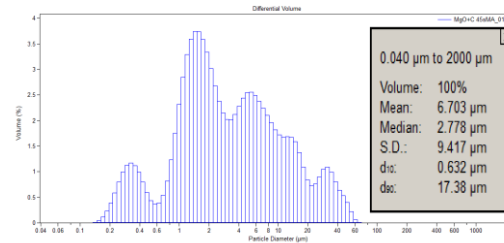
Таблица 1.13. Возможные сценарии восстановления магния при обработке агломерированных частиц "оксид магния - углерод".

| № | Температура агломерата MgO-C | Реакция, ответственная за восстановление |
|---|----------------------------------|--|
| 1 | $T_p < T_{m,Mg}$ | $MgO_{(s)} + C_{(s)} = Mg_{(s)} + CO_{(g)}$ |
| 2 | $T_{m,Mg} \leq T_p < T_{b,Mg}$ | $MgO_{(s)} + C_{(s)} = Mg_{(l)} + CO_{(g)}$ Формирование пленки расплава магния на поверхности реагирующих ультрадисперсных включений MgO. |
| 3 | $T_{b,Mg} \leq T_p < T_{m,MgO}$ | $MgO_{(s)} + C_{(s,g)} = Mg_{(g)} + CO_{(g)}$ Формирование и отток паров Mg с поверхности реагирующих ультрадисперсных включений MgO. |
| 4 | $T_{m,MgO} \leq T_p < T_{b,MgO}$ | $MgO_{(l)} + C_{(s,g)} = Mg_{(g)} + CO_{(g)}$ Интенсивное формирование и отток паров Mg с поверхности реагирующих ультрадисперсных включений MgO. |

| | | |
|----------|-------------------|---|
| 5 | $T_p = T_{b,MgO}$ | $MgO_{(g)} + C_{(s,g)} = Mg_{(g)} + CO_{(g)}$ Реакция протекает в пограничном слое испаряющихся ультрадисперсных включений MgO. |
|----------|-------------------|---|



(a)

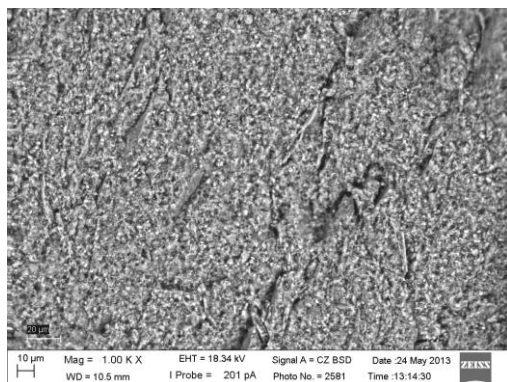


(б)

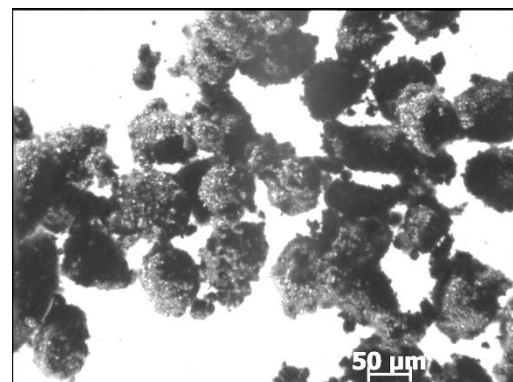
Рис. 1.64 Гистограммы счетного (а) и объемного (б) распределений частиц по размерам порошковой смеси 77%MgO + 23%C, обработанной в течение 45 сек.

Обработанный в оптимальном режиме порошок MgO и ламповой сажи в массовом отношении 77:23 подвергался прессованию для получения гетерогенного компакта стехиометрического состава. Для этого использовали пресс-форму диаметром 25 мм. Навеску порошковой смеси подбирали таким образом, чтобы цилиндрический образец, полученный в результате компактирования, имел высоту не более 2 см. Прессование образцов проводили при комнатной температуре, используя метод одностороннего холодного сжатия. Давление прессования составляло 1000 МПа.

Изучение СЭМ-фото поперечного разреза полученного компакта, представленного на рис. 1.65,а, позволило визуальнo, с помощью программы ImageJ, оценить его пористость, которая лежит в диапазоне 20-30%.



(a)



(б)

Рис. 1.65 Внутренняя структура прессованного компакта - (а), характерный вид агломерированных частиц фракции 63-80 мкм после его дезинтеграции и отсева на ситах - (б).

Полученные гетерогенные компакты подвергались затем механическому ударно-сдвиговому разрушению, в результате чего получали агломерированные частицы различного фракционного состава с использованием аналитических сит с размерами ячеек 40, 63, 80 и 100 µm. При этом, крупные агломерированные частицы подвергались повторному механическому ударно-сдвиговому разрушению и заново просеивались на ситах. Необходимо отметить, что

порошки выделенных фракций (40-63, 63-80 и 80-100 мкм) практически не содержат отдельных более мелких агломерированных частиц, что говорит о прочности полученных частиц, которые в процессе рассева не разрушаются (рис. 1.65,б).

Поскольку при диффузии и растворении углерода в расплавленных ультрадисперсных включениях оксида магния восстановленный по сценарию 4 (таблица 1.13) продукт находится в виде паров магния и монооксида углерода, плазменную обработку агломератов MgO+C необходимо проводить в существенно неравновесных условиях, при которых карботермическое восстановление Mg происходит в приповерхностном слое агломерированной частицы синхронно с направленным внутрь нее движением фронта плавления f_{MgO} включений MgO. Одновременно имеет место отток паров магния и монооксида углерода с поверхности агломерата (рис. 1.66). Плазменную обработку агломерированных частиц, во избежание появления дополнительных продуктов побочных реакций, необходимо осуществлять в нейтральной (аргоновой) среде.



Рис. 1.66 Схематическое представление процесса карботермического восстановления магния при плазменной обработке агломерированных частиц MgO+C. (а) - фрагмент поперечного сечения агломерата, (б) - реагирование одиночного включения MgO в приповерхностном слое агломерата.

Воспользовавшись подходом, развитым в работе [6], были получены приближенные теоретические решения, позволяющие в критериальном виде формулировать требования к плотности мощности теплового потока q от плазмы к агломерированной частице с учетом эффективных свойств ее материала, выполнение которых необходимо для обеспечения требуемого темпа ее градиентного нагрева.

$$q(\bar{\delta}) = 3\lambda_p(T_{m, MgO} - T_{p0}) / [(1 + \bar{\delta} / 2)^2 - 1]R_{p0}. \quad (1.49)$$

На на рис. 1.67,а и 1.67,б приведены, соответственно, плотности мощности теплового потока q и времена t_f , необходимые для обеспечения указанных выше условий нагрева агломератов MgO+C стехиометрического состава для их размеров $D_{p0}=40, 63, 80$ и $100 \mu m$, отвечающих граничным значениям размера частиц для трех указанных выше выделенных фракций порошка (пористость $P=0.4$). Считаем, что в начальный момент времени поровый объем агломератов заполнен аргоном при температуре $T_{p0}=300$ К. Как видно, требования к плотности мощности теплового потока q для обеспечения необходимого режима нестационарного нагрева, при прочих равных условиях, возрастают с уменьшением начального размера D_{p0} агломерата.

Полученные критериальные зависимости и выполненные численные оценки использовались в экспериментах при выборе режима работы плазмотрона (расход рабочего и транспортирующего газа, тепловая мощность струи, внутренний диаметр сопла-анода) при обработке агломерированных порошков указанных фракций.

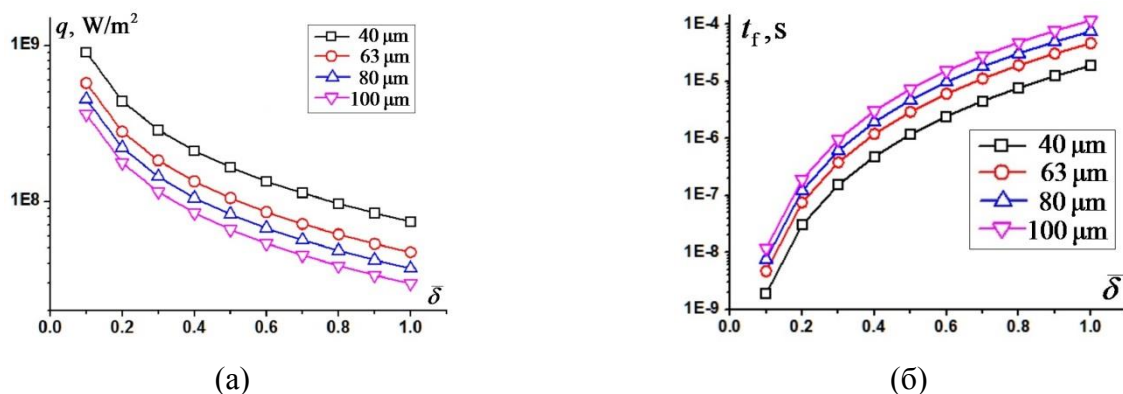


Рис. 1.67 Зависимость плотности мощности теплового потока (а) и времени достижения поверхностью агломератов температуры плавления оксида магния - (б), от относительной толщины теплового пограничного слоя при обработке агломератов "оксид магния - углерод" размером $D_{p0}=40, 63, 80$ и $100 \mu\text{m}$ (пористость $P=0.4$) в режиме нерегулярного нагрева.

С учетом изложенного выше, для карботермического восстановления Mg по предложенной схеме нами использовался плазмотрон с межэлектродной вставкой [14], позволяющий осуществлять требуемую обработку агломерированных порошков MgO+C и обеспечивающий стабильное истечение плазменных струй в широком диапазоне чисел Рейнольдса.

На рис. 1.68 представлена схема экспериментальной установки, использованной для восстановления магния. Восстановление проводилось с помощью плазмотрона (2) с межэлектродной вставкой номинальной мощностью 50 кВт, установленном на реактор с водяным охлаждением (4), который позволяет проводить обработку и синтез порошковых материалов в контролируемой атмосфере. Перед выходным сечением сопла плазмотрона были размещены два инжектора: один для ввода порошка с помощью транспортирующего газа (аргон), а другой для встречного вдува метана.

Предварительно реактор продувался аргоном в течение пяти минут. Затем в один из инжекторов подавался метан, а навстречу ему через 15 секунд подавался обрабатываемый агломерированный порошок. Аргон использовался как в качестве основного плазмообразующего, так и в качестве транспортирующего газа для подачи порошка в плазменную струю с помощью дозатора (3). Обработка порошков осуществлялась при следующих значениях режимных параметров: расход основного рабочего газа (аргон), подаваемого в канал плазмотрона, - $G_{\text{Ar}}=0.7$ г/с, расход вспомогательного газа (аргон), подаваемого на защиту анода, - $G_{\text{Ar}}=0.1$ г/с, расход метана $G_{\text{CH}_4}=0.05$ г/с; ток дуги $I=275$ А, напряжение на дуге $U=113$ В.

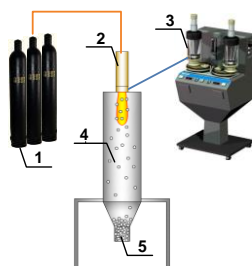


Рис. 1.68 Принципиальная схема экспериментальной установки. 1 – баллоны с плазмообразующим газом; 2 – плазмотрон с межэлектродной вставкой, 3 – дозатор порошка TWIN, 4 – водоохлаждаемый реактор с контролируемой атмосферой; 5 – приемник порошка.

Для каждой из трёх фракций обрабатываемого порошка менялось значение расхода транспортирующего газа: 1) $G_{\text{Ar}}=0.05$ г/с - для порошка дисперсностью 80-100 мкм; 2) $G_{\text{Ar}}=0.055$ г/с - для порошка дисперсностью 63-80 мкм; 3) $G_{\text{Ar}}=0.06$ г/с - для порошка

дисперсностью 40-63 мкм. После окончания процесса обработки порошка и выключения плазмотрона производилась холодная продувка реактора аргоном в течение одной минуты.

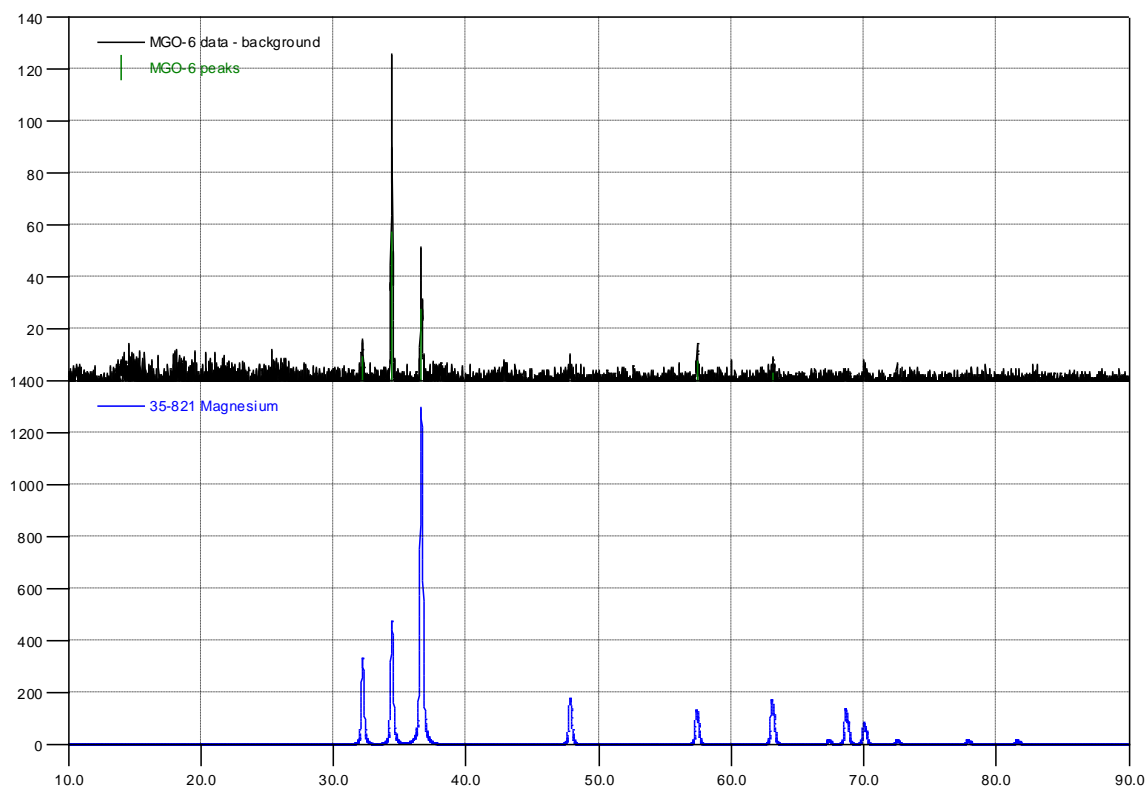


Рис. 1.69 Рентгенограмма образца порошка, полученного при обработке агломерированных частиц "оксид магния - углерод" фракции 63-80 мкм.

Синтезированный продукт собирался с верхнего фланца реактора и из приёмника порошка, расположенного в нижней части реактора. Отбор пробы с внутренней стенки реактора (трубы) был невозможен, поскольку легкое касание стенки трубы приводило к самовозгоранию полученного порошка магния.

Выполненный рентгенофазовый анализ образцов, полученных при плазменной обработке фракций 40-63 и 80-100 мкм исходного агломерированного порошка, показал наличие не только металлической фазы, но и присутствие фазы оксида магния, как для пробы, взятой из приёмника порошка, так и для пробы порошка, взятой с поверхности фланца. Но анализ рентгенограмм показывает, что уровень пиков магния выше уровня пиков оксида магния для порошковой пробы, взятой с поверхности фланца.

В то же время, при восстановлении магния при плазменной обработке агломерированных порошковых частиц фракции 63-80 мкм (рис. 1.69) наблюдается полное отсутствие пика, указывающего на наличие оксида металла.

Таким образом, подтверждена возможность плазменного карботермического восстановления металлического магния с помощью обработки агломерированных порошковых частиц-механокомпозигов в контролируемой нейтральной атмосфере.

Однако, следует отметить, что в процессе изъятия восстановленного порошка магния из приемника порошка и стенок реактора авторы неоднократно замечали самовозгорание порошковых частиц за счет незначительного трения. Данное явление говорит о том, что процесс восстановления магния происходит во всем объеме реактора, а самовозгорание происходит вследствие повышенной поверхностной активности порошкового продукта, находящегося в ультрадисперсном состоянии.

Выводы. Разработаны теоретические основы, позволяющие планировать физический эксперимент и проводить интерпретацию опытных данных при исследовании процессов плазменной обработки агломерированных порошков, в частности процесса карботермического восстановления магния при обработке агломерированных частиц-механокомпозитов "оксид магния - углерод" в аргоновой контролируемой среде. Учет реальной пористости агломерированных частиц, от которой существенно зависят физические свойства гетерогенного материала, позволил корректно сформулировать требования к диапазону размеров агломерированных частиц "оксид магния - углерод" и режимам их плазменной обработки. Выполненный цикл исследований по карботермическому восстановлению магния при плазменной обработке агломерированных частиц-механокомпозитов "оксид магния - углерод" подтвердил возможность практической реализации процесса.

1.4. Список использованных источников к Блоку 1

1. O.P. Solonenko, I.P. Gulyaev, A.V. Smirnov, Thermal plasma processes for production of hollow spherical powders: theory and experiment // Journal of Thermal Science and Technology, 2011, Vol. 6, No. 2. – P. 219-234.
2. V. Hurevich, L. Pawlowski, I. Smurov, Heating of porous particles in plasma flame // Proc. of Int. Thermal Spray Conf. March 4-6, 2002. Essen, Germany. – P. 32-36.
3. Z. Karoly, J. Szepvolgyi, Hollow alumina microspheres prepared by RF thermal plasma // Powder Technology, 2003, Vol. 132. – P. 211-215.
4. A. Kumar, S. Gu, Modelling impingement of hollow metal droplets onto a flat surface // International Journal of Heat and Fluid Flow, 2012, Vol. 37. – P. 189-195.
5. O.P. Solonenko, H. Nishiyama, A.V. Smirnov, H. Takana, and J. Jang, Scaling of powder spheroidization process based on low power DC-RF plasma system // Proc. of 10th International Conference on Flow Dynamics (ICFD2013), November 25-27, 2013, Sendai, Japan. - P. 258-259 (Electronic publication).
6. О.П. Солоненко, Критериальные условия формирования полых микросфер при плазменной обработке агломерированных частиц // Теплофизика и аэромеханика, 2014, Том 21, №6. - С. 767-778.
7. O.P. Solonenko, Similarity criteria of HOSP formation at plasma processing of agglomerated particles // Journal of Physics: Conference Series, 2014, Vol. 550, 012028. - 10 p., doi:10.1088/1742-6596/550/1/012028.
8. O.P. Solonenko, H. Nishiyama, H. Takana, S. Uehara, Feasibility of micron-sized hollow alumina powder production by use of low power DC-RF hybrid plasma flow system // Proceedings of the 12th Intern. Conf. on Flow Dynamics, October 27-29, 2015, Sendai, Japan. - P. 182-183.
9. Физико-химические процессы обработки материалов концентрированными потоками энергии/ Под ред. А.А. Углова. - М.: Наука, 1989. - 268 с.
10. А.В. Лыков, Теплообмен (Справочник). - М.: Энергия, 1978. - 480 с.
11. В.В. Дейнеко, Методы приближенного решения обыкновенных дифференциальных уравнений. - Новосибирск: Издатель, 1993. - 240 с.
12. М.А. Маурах, Б.С. Митин, Жидкие тугоплавкие окислы, М.: Металлургия. - 288 с.
13. O.P. Solonenko, A.V. Smirnov, I.P. Gulyaev, Spreading and solidification of hollow molten drop under impact onto substrate: computer simulation and experiment // Complex Systems: 5th Intern. Workshop on Complex Systems, 25-28 September 2007, Sendai, Japan, AIP Conference Proceedings, 2008, Vol. 982. – P. 561-568.
14. О.П. Солоненко, А.В. Смирнов, Многофункциональный плазматрон для генерации стабильной, протяженной, малошумной квазиламинарной струи. Конструктивное решение (ноу-хау, 2007 г.), Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения РАН (ИТПМ СО РАН).

15. O.P. Solonenko, H. Nishiyama, A.V. Smirnov, H. Takana, J. Jang, Visualization of arc and plasma flow patterns for advanced material processing // *Journal of Visualization*, 2015, Vol. 18. - P. 1–15 (Review Paper), DOI 10.1007/s12650-014-0221-6
16. И.П. Гуляев, О.П. Солоненко, Моделирование поведения полых частиц ZrO₂ в плазменной струе с учетом их термического расширения // *Теплофизика и аэромеханика*, 2013, Том 20, №6. - С. 789-802.
17. Е.В. Фоменко, Н.Н. Аншиц, М.В. Панкова, Л.А. Соловьев, С.Н. Верещагин, А.Г. Аншиц, В.М. Фомин, Гелиевая проницаемость микросферических мембран на основе муллитизированных ценосфер // *Доклады РАН*, 2010, 435(5). - С. 640-642.
18. N. Markocsan, P. Nylen, J. Wigren, and X.-H. Li, Low thermal conductivity coatings for gas turbine application // *J. Therm. Spray Technol.*, 2007, 16(4). - P. 498-505.
19. В.А. Неронов, Д.А. Сибриков, Диоксид циркония. Общие сведения. Фазовые равновесия в системах ZrO₂-CaO, ZrO₂-MgO, ZrO₂-Y₂O₃. Свойства // *Препр. Ин-т теор. и прикл. механики СО РАН*, 2002, № 2-2002. - 49 с.
20. О.П. Солоненко, И.П. Гуляев, А.В. Смирнов, Плазменные процессы получения порошков, состоящих из полых микросфер / *Проблемы и достижения прикладной математики и механики: к 70-летию академика В.М. Фомина: сб. науч. тр. – Новосибирск: Изд-во Нонпарель*, 2010. - С. 502-519.
21. K.S. Ravichandran, K. An, R.E. Dutton, S.L. Semiatin, Thermal conductivity of plasma-sprayed monolithic and multilayer coatings of alumina and yttria-stabilised zirconia // *J. Am. Ceram. Soc.*, 1999, 82(3). - P. 673-682.
22. M.R. Dorfman, M. Nonni, J. Mallon, W. Woodard, P. Meyer, Thermal spray technology growth in gas turbine coatings // *Proc. of Int. Thermal Spray Conf.*, 2004, Osaka, Japan.
23. H.B. Guo, S. Kuroda, H. Murakami, Comparative study on segmented thermal barrier coatings sprayed from different feedstocks // *Proc. of Intern. Thermal Spray Conf.*, 2005, Basel, Switzerland (Electronic publication).
24. W. Chi, S. Sampath, H. Wang, Ambient and high-temperature thermal conductivity of thermal sprayed coatings // *J. Therm. Spray Technol.*, 2006, 15(4). - С. 773-778.
25. O.P. Solonenko, A.A. Mikhalchenko, E.V. Kartaev, Splat formation under YSZ hollow droplet impact onto substrate // *Proc. of Intern. Thermal Spray Conf.*, 2005, Basel, Switzerland (Electronic publication).
26. I.P. Gulyaev, O.P. Solonenko, Hollow droplets impacting onto a solid surface // *Exp. Fluids*, 2013, Vol. 54. - P. 1432-1441
27. M.J. Lance, J.A. Haynes, M.K. Ferber, and W.R. Cannon, Monoclinic zirconia distributions in plasma-sprayed thermal barrier coatings // *J. Therm. Spray Technol.*, 2000, 9(1). - P. 68-72.
28. J.F. Bisson, C. Moreau, M. Dorfman, C. Dambra, and J. Mallon, Influence of hydrogen on the microstructure of plasma-sprayed yttria-stabilized zirconia coatings // *J. Therm. Spray Technol.*, 2005, 14(1). - С. 85-90.
29. F. Ladru, H. Reymann, M. Mensing, S. Zimmermann, J. Fischer, Tailoring of YSZ powders to meet fixed process windows, parameters and properties for land based turbine // *Proc. of Intern. Thermal Spray Conf.*, 2006, Seattle, USA.
30. P. Roy, G. Bertrand, C. Coddet, Influence of spraying variables and of a new zirconia hollow powder on the microstructure of plasma sprayed thermal barrier coating // *Proc. of Intern. Thermal Spray Conf.* 2003, Orlando, USA.
31. B. Kadyrov, Y. Evdokimenko, V. Kisel, and E. Kadyrov, Calculation of the limiting parameters for oxide ceramic particles during HVOF spraying / *Thermal Spray Industrial Applications*, eds. C.C. Berndt, S. Sampath, ASM International, Materials Park, OH, 1994. - P. 245-250.
32. S.V. Joshi, Comparison of particle heat-up and acceleration during plasma and high Velocity oxy-fuel spraying // *Powder Metall. Int.*, 1992, 24. - P. 373-378.
33. T. Dobbins, R. Knight, M. Mayo, HVOF thermal spray deposited Y₂O₃-stabilized ZrO₂ coatings for thermal barrier applications // *J. Therm. Spray Technol.*, 2003, 12(2). - P. 214-225.

34. A. Tricoire, B. Kjellman, J. Wigren, M. Vanvolsem, L. Aixala, J. R. Serrano, Insulated piston fire face for diesel engines // Proc. of Int. Thermal Spray Conf. 2008, Maastricht, Netherlands.
35. T. Klocker, T.W. Clyne, M.R. Dorfman, Process modelling to optimize the structure of hollow zirconia particles for use in plasma sprayed thermal barrier coatings // Proc. of Intern. Thermal Spray Conf. 2001, Singapore.
36. T. Klocker, T.W. Clyne, In-flight behaviour of dense and hollow particles during plasma spraying: Part II – Experimental study // J. Therm. Spray Technol., submitted, January 2003.
37. D. Wroblewski, O. Ghosh, A. Lum, M. VanHout, S. N. Basu, M. Gevelber and D. Willoughby, Analysis of plasma spray particle state distribution for deposition rate control // Proc. of Intern. Thermal Spray Conf., 2008, Maastricht, The Netherlands.
38. O.P. Solonenko, I.P. Gulyaev, A.V. Smirnov, Hollow droplets micro explosive thermal spraying: fundamentals // Proc. of Intern. Thermal Spray Conf. 2008, Maastricht, The Netherlands.
39. В.В. Кудинов, П.Ю. Пекшев, В.Е. Белашенко, О.П. Солоненко, В.А. Сафиуллин, Нанесение покрытий плазмой, М.: Наука, 1990. - 408 с.
40. А.Ф. Пузряков, Теоретические основы технологии плазменного напыления: учебное пособие, М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2003. - 360 с.
41. P. Fauchais, Understanding plasma spraying // J. Phys. D: Appl. Phys, 2004, 37. - R86–R108.
42. Y. Lee, Y. Chyou, E. Pfender, Particle dynamics and particle heat and mass transfer in thermal plasmas. Part II. Particle heat and mass transfer in thermal plasmas // Plasma Chem. Plasma Process, 1985, 5. - P. 391–409.
43. D. Xu, X. Wu, X. Chen, Motion and heating of non-spherical particles in a plasma jet // Surf. Coat. Technol, 2002, 171. - P. 149–156.
44. D.J. Carlson, R.F. Hoglund, Particle drag and heat transfer in rocket nozzles // AIAA Journal, 1964, 2(11). - P. 1980-1984.
45. W.E. Ranz, W.R. Marshall, Evaporation from drops // Chem. Eng. Prog, 1952, 48(3). - P. 141-146.
46. О.П. Солоненко, А.П. Алхимов, В.В. Марусин и др., Высокоэнергетические процессы обработки материалов, Новосибирск: Наука, 2000. - 425 с.
47. FLUENT 6.3 User's guide. [Электронный ресурс].
48. А.С. Предводителев, Е.В. Ступоченко, А.С. Плешанов и др., Таблицы термодинамических функций воздуха, М.: ВЦ АН СССР, 1962.
49. K. Shinoda, H. Murakami, S. Kuroda, K. Takehara, S. Oki, In situ visualization of impacting phenomena of plasma-sprayed zirconia: from single splat to coating formation // J. Thermal Spray Tech, 2008, 17(5-6). - P. 623-630.
50. I.P. Gulyaev, O.P. Solonenko, P.Yu. Gulyaev, A.V. Smirnov, Hydrodynamic features of the impact of a hollow spherical drop on a flat surface // Technical Physics Letters, 2009, 35(10). - P. 885–888.
51. Физические величины: справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова.- М.; Энергоатомиздат, 1991.-1232 с.
52. J. Madejski, Solidification of droplets on a cold surface // J. Heat Mass Transfer, 1976, 19. - P. 1009-1013.
53. V.Yu. Ulianitsky, O.P. Solonenko, A.V. Smirnov, I.S. Batraev, Detonation spraying of hollow microspherical alumina powder // Proc. of ITSC'2014, 21-23 May 2014, Barcelona, Spain. - P. 668-673. (Electronic publication)
55. O.P. Solonenko, A.V. Smirnov, Advanced oxide powders processing based on cascade plasma // High-Tech Plasma Processes, 13th European Plasma Conference, 22-27 June 2014, Toulouse, France.
56. О.П. Солоненко, В.Ю. Ульяницкий, А.В. Смирнов, И.С. Батраев, Плазменный синтез микросферического полого порошка α -Al₂O₃ и его применение для детонационного напыления высокоплотных покрытий // Труды 12-й Международной конференции "Пленки и Покрытия - 2015", 19-22 мая 2015 года, Санкт-Петербург, Россия, Изд-во Политехнического университета - С. 266-271.

57. B. Sun, H. Fukanuma, N. Ohno, The influence of spray parameters on the characteristics of Al₂O₃ particles and coatings sprayed by detonation spray // Proc. of ITSC'2009. - P. 830-835.
58. V. Ulianitsky, A. Shtertser, S. Zlobin, I. Smurov, Computer-controlled detonation spraying: from process fundamentals toward advanced applications // J. of Thermal Spray Technology, 2011, 20(4). - P. 791-801.
59. T.P. Gavrilenko, Yu.A. Nikolaev, V.Yu. Ulianitsky, M.Ch. Kim, J.W. Hong, Computational code for detonation spraying process // Proc. of the 15th Intern. Thermal Spray Conf., 25-29 May 1998, Nice, France, 1998. - P. 1475-1483.
60. O.P. Solonenko, Formation of splats from suspension particles with solid inclusions finely dispersed in a melted metal matrix // J. of Thermal Spray Technology, 2012, 21(6). - P. 1135-1147.
61. O.P. Solonenko, Theoretical analysis of cermet splats formation under porous quasiliquid particle 'melted binder – suspended ultrafine refractory inclusions' impacting with substrate // Surface and Coatings Technology, 2015, Vol. 277. - P. 128–135.
62. В.В. Кудинов, Плазменные покрытия, М.: Наука, 1977. - 184 с.
63. О.П. Солоненко, В.А., В.И. Иордан, Компьютерное проектирование газотермических покрытий из порошков металлов // Теплофизика и аэромеханика, 2011, том 18, № 2. – С. 265-283.
64. А.Ж. Жайнаков, О.П. Солоненко, Г.Д. Кабаева, А.А. Головин, Компьютерное моделирование процессов обработки материалов высококонцентрированными потоками энергии / Под ред. академика РАН В.М. Фомина, Бишкек: Илим, 2011. – 228 с.
65. А.Д. Панасюк, В.С. Фоменко, Г.Г. Глебова, Стабильность неметаллических материалов в расплавах. Справочник, Киев: Наукова думка, 1986. - 353 с.
66. O.P. Solonenko, V.E. Ovcharenko, A.E. Chesnokov, Evolution of ultra-fine TiC-inclusions in TiC-NiCr cermet powders synthesized at different volume content of binder and high-energy impacts, Book of abstracts of the 18th International Conference on Composite Structures - ICCS18, 15-18 June 2015, Lisbon, Portugal. - P. 266-267.
67. О.П. Солоненко, В.Е. Овчаренко, А.Е. Чесноков, Композиционные порошки с многомасштабной внутренней структурой для газотермического напыления, Труды 12-й Международной конференции "Пленки и Покрытия - 2015", 19-22 мая 2015 года, Санкт-Петербург, Россия, Изд-во Политехнического университета - С. 276-280.
68. В.Ю. Ульяницкий, О.П. Солоненко, А.Е. Чесноков, И.С. Батраев, Сравнение детонационных металлокерамических покрытий из коммерческого порошка карбид хрома - нихром и СВС порошков карбид титана - нихром, Труды 12-й Международной конференции "Пленки и Покрытия - 2015", 19-22 мая 2015 года, Санкт-Петербург, Россия, Изд-во Политехнического университета - С. 272-275.
69. О.П. Солоненко, В.Е. Овчаренко, А.Е. Чесноков, Влияние объемного содержания металлической связки на размер карбидных включений при СВ-синтезе металлокерамики TiC-NiCr, Доклады VI Всероссийской конференции «Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине», 24-27 марта 2015 года, Том 1, Новосибирск, Параллель, 2015. - С. 232-236.
70. O.P. Solonenko, V.E. Ovcharenko, V.Yu. Ulianitsky, A.E. Chesnokov, I.S. Batraev, Effect of the microstructure of SHS powders of titanium carbide–nichrome on the properties of detonation coatings, Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 2016, Vol. 10, No. 5. – P. 1040–1047.
71. O.P. Solonenko, V.E. Ovcharenko, Yu.F. Ivanov, and A.A. Golovin, Plasma-sprayed metal-ceramic coatings and modification of their structure with pulsed electron-beam irradiation // Journal of Thermal Spray Technology, 2011, 20(4). – P. 927-938.
72. О.П. Солоненко, А.Е. Чесноков, Получение металлокерамических порошков с заданным объемным содержанием ультрадисперсных включений карбида титана для газотермического напыления // Труды 11-й Международной конференции «Пленки и Покрытия – 2013», 6–8 мая 2013, Санкт-Петербург, Россия. - С. 344-348.

73. O.P. Solonenko, A.E. Chesnokov, A.V. Smirnov, Production and plasma spraying of cermet powders TiC-NiCr with given volume content of carbide ultra-fine inclusions // Proc. of ITSC'2014, 21-23 May 2014, Barcelona, Spain. - P. 373-378.
74. А.А. Леуткин, Планетарная шаровая мельница. Патент на полезную модель № RU 33037 U1 от 11.03.2003. Патентообладатель: ЗАО "Активатор".
75. А.Г. Мержанов, Твердопламенное горение. Черноголовка: ИСМАН, 2000. 224 с.
76. J.E. Jackson, EP Patent #0313176. April 26, 1989.
77. R.M. Young, E. Pfender, Generation and behavior of fine particles in thermal plasmas – A review // Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 5, 1985. – P. 1-37.
78. R.W. Smith, D. Wei, D. Apelian, Thermal plasma materials processing—applications and opportunities // Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 9, 1989 (Supplement). – P. 135S-165S.
79. D.R. Mac Rae, Plasma arc process systems, reactors, and applications // Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 9, 1989 (Supplement). – P. 85S-118S.
80. E. Pfender, Thermal plasma technology: Where do we stand and where are we going? // Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 19, 1999. – P. 1-31.
81. Плазмохимическая технология / В.Д. Пархоменко, П.И. Сорока, Ю.И. Краснокутский и др. – Новосибирск: Наука, Сиб. отд., 1991. – 392 с. (Низкотемпературная плазма, Т.4).
82. Плазменная металлургия / Ю.В. Цветков, А.В. Николаев, С.А. Панфилов. – Новосибирск: Наука, Сиб. отд., 1992. – 265 с. (Низкотемпературная плазма, Т.8).
83. Yu.V. Tsvetkov, Plasma metallurgy: current state, problems and prospects // Pure Appl. Chem., Vol. 71, No. 10, 1999. - P. 1853-1862.
84. P. Proulx, M. Morsli, Mathematical modelling of advanced thermal plasma reactors and application to nanoparticle production // Complex Systems: American Institute of Physics, Melville, New York, Vol. 982, 2008. - P. 569-576.
85. O.P. Solonenko, V.A. Poluboyarov, A.N. Cherepanov, In-situ plasma micro-metallurgy in mechanically agglomerated reacting powder particles // Proc. of 5th Intern. Conf. on Flow Dynamics, 17-19 November 2008, Sendai, Japan.
86. О.П. Солоненко, В.А. Полубояров, А.Н. Черепанов, Плазменная микрометаллургия в агломерированных реагирующих частицах – механокомпозитах для получения нового класса порошков с нано – и субмикроструктурой, Труды 9-й Международной конференции “Пленки и Покрытия”, Санкт-Петербург, Россия, 2009. – С. 201-203.
87. O.P. Solonenko, A.V. Smirnov, A.E. Chesnokov, V.A. Poluboyarov, A.A. Zhdanok, Nonequilibrium carbothermic reduction of magnesium at the treatment of agglomerated particles “magnesium oxide-carbon” in the plasma jet // Thermophysics and Aeromechanics, 2016, Vol. 23, Iss. 3. – P. 451-459.
88. А.Ф. Чудновский, Теплофизические характеристики дисперсных материалов, М.: Физматгиз, 1962. – 456 с.
89. И.Д. Морохов, Л.И. Лаповок, Физические явления в ультрадисперсных средах, М.: Энергоатомиздат, 1984. – 224 с.
90. Г.Н. Дульнев, Ю.П. Заричняк, Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Справочная книга. Л.: Энергия, 1974. – 264 с.
91. Efendiev Y.R., Hou T.Y. Multiscale finite element methods. Theory and application. - Springer. 2009. - P. 234.
92. М.И. Эпов, Э.П. Шурина, М.К. Артемьев. Численная гомогенизация электрических характеристик сред с контрастными мелкомасштабными включениями // Доклады Академии Наук, 2012, Т. 442, №1. – С.118-120.
93. M. Wolff, J.G. Schaper, M. Dahms, T. Ebel, K.U. Kainer, T. Klassen, Magnesium powder injection moulding for biomedical application // Powder Metallurgy, Vol. 57, 2014. – P. 331-340.
94. Li Rongti, Pan Wei, Masamichi Sano, Kinetics and mechanism of carbothermic reduction of magnesia // Metallurgical and Materials Transactions B, Vol. 34B, 2003. - P. 433-437.

95. Cheng-bo Yang, Yang Tian, Tao Qu, Bin Yang, Bao-qiang Xu, Yong-nian Dai, Production of magnesium during carbothermal reduction of magnesium oxide by differential condensation of magnesium and alkali vapours // *Journal of Magnesium and Alloys*, Vol. 1, 2013. - P. 323-329.
96. R.B. Li, S.J. Zhang, L.J. Guo, J.J. Wei, Numerical study of magnesium (Mg) production by the Pidgeon process: Impact of heat transfer on Mg production process // *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 59, 2013. - P. 328-337.
97. Cheng-bo Yang, Yang Tian, Tao Qu, Bin Yang, Bao-qiang Xu, Yong-nian Dai, Analysis of the behavior of magnesium and CO vapor in the carbothermic reduction of magnesia in a vacuum // *Journal of Magnesium and Alloys*, Vol. 2, 2013. - P. 50-58.
98. О.П. Солоненко, А.В. Смирнов, А.Е. Чесноков, Карботермическое восстановление магния при плазменной обработке агломерированных частиц оксид магния - углерод // Труды VI Всероссийской конференции с приглашением иностранных участников «Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине», 24-27 марта 2015 года, Новосибирск, Россия. - С. 237-242.

Блок 2 – Холодное газодинамическое напыление (ХГН) функциональных покрытий из металлических и металлокерамических порошков

2.1. Исследование процесса нанесения ХГН покрытий на внутреннюю поверхность труб с использованием сверхзвукового радиального сопла

2.1.1. Проектирование и изготовление экспериментального сверхзвукового радиального сопла

Спроектирована и изготовлена экспериментальная установка для нанесения ХГН покрытий на внутреннюю поверхность труб длиной 500 мм, диаметром 80 – 100 мм и 45 – 80 мм. Установка была смонтирована на стенде ХГН, который включал в себя (рис. 2.1.1): узел напыления, состоящий из форкамеры и сверхзвукового радиального сопла; подогреватель рабочего газа; дозатор; средство перемещения устройства внутри изделия (промышленный робот KUKA KR 16-2 (KUKA Roboter GmbH, Германия)), изолирующую камеру; систему очистки газа.

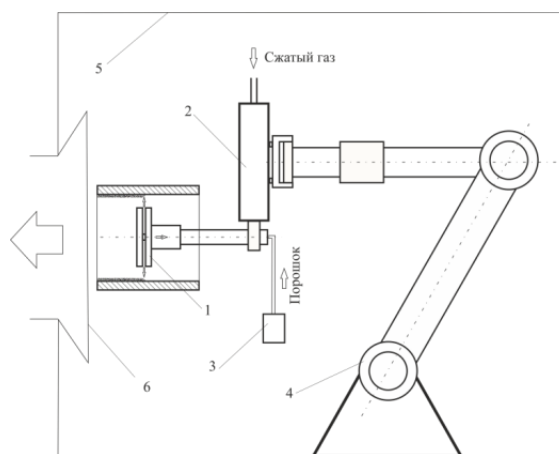


Рис. 2.1.1 Схема устройства газодинамического нанесения покрытий на внутренние цилиндрические поверхности.

1 – узел напыления, состоящий из форкамеры и сверхзвукового радиального сопла, 2 – подогреватель рабочего газа, 3 – дозатор, 4 – средство перемещения устройства внутри изделия (промышленный робот KUKA KR 16-2 (KUKA Roboter GmbH, Германия)), 5 – изолирующая камера, 6 система очистки газа.

Узел напыления (рис. 2.1.2), содержит корпус 1, систему подачи рабочего газа 2 и частиц порошка 3 в корпус 1, генератор 4 закрученного или радиального потоков с отверстиями 5 подачи рабочего газа, радиальные отверстия 6 подачи порошка, форкамеру 7, радиальное сверхзвуковое сопло, состоящее из неподвижной 8 и подвижной 9 частей.

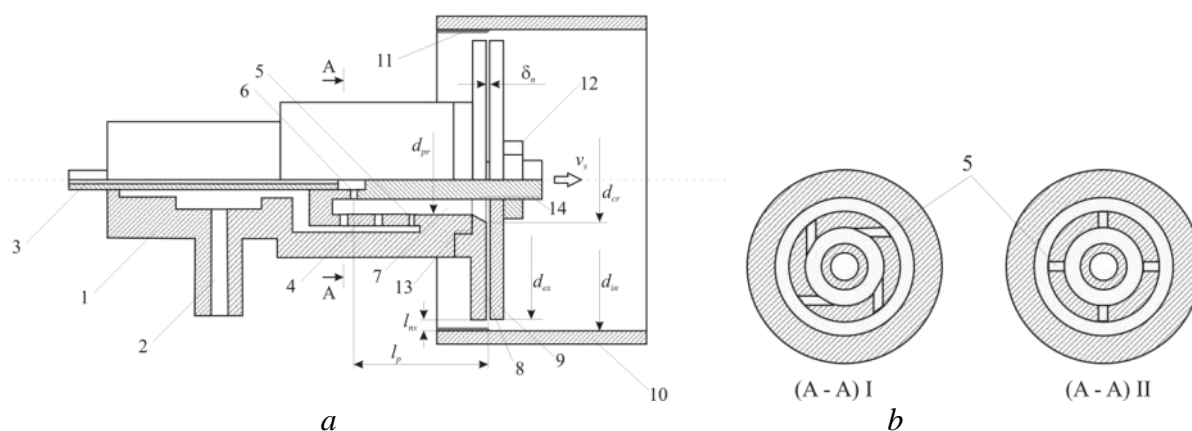


Рис. 2.1.2 Схема соплового блока с радиальным сверхзвуковым соплом.

1 – корпус, 2 – система подачи рабочего газа, 3 – система подачи частиц порошка, 4 – генератор закрученного или радиального потоков, 5 – отверстия подачи рабочего газа, 6 – радиальные отверстия подачи порошка, 7 – форкамера, 8 – неподвижная часть радиального сверхзвукового сопла, 9 – подвижная часть радиального сверхзвукового сопла.

Радиальное сопло выполнено с возможностью регулирования поперечного размера канала сверхзвуковой части, выбираемого из требуемой производительности, за счет перемещения подвижной части 9 сопла по резьбе 14, это обеспечивает унификацию устройства в более широком диапазоне типоразмеров напыляемых изделий (труб).

Изготовлены два сопловых блока различных размеров (рис. 2.1.3): 1 – диаметр выходного сечения $d_{ex} = 72$ мм, диаметр критического сечения $d_{cr} = 18$ мм, длина сверхзвукового участка $L_n = 27$ мм, поперечный размер канала $\delta_n = 0,5 - 2$ мм; 2 – диаметр выходного сечения $d_{ex} = 40$ мм, диаметр критического сечения $d_{cr} = 10$ мм, длина сверхзвукового участка $L_n = 15$ мм, поперечный размер канала $\delta_n = 0,5 - 2$ мм.

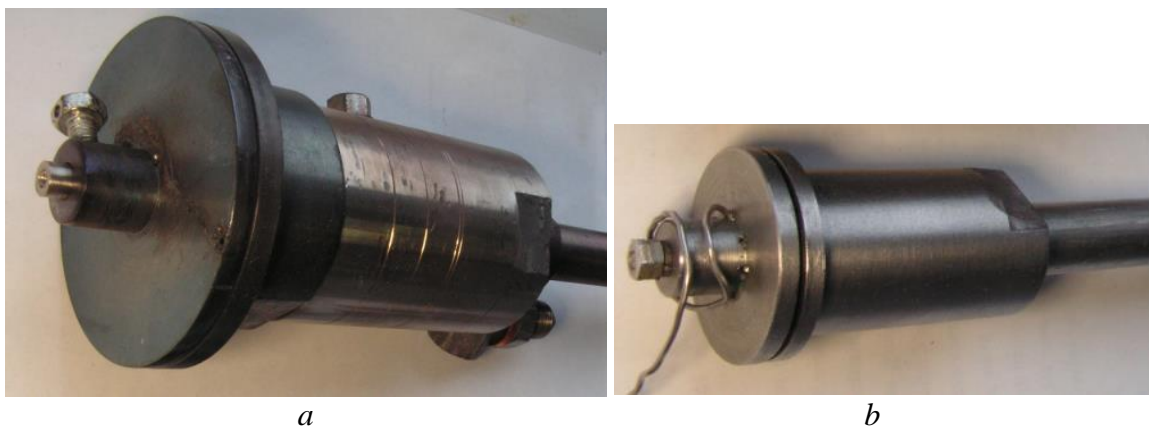


Рис. 2.1.3 Фотографии сопловых блоков.

$a - d_{ex} = 72$ мм, $d_{cr} = 18$ мм, $L_n = 27$ мм, $\delta_n = 0,5 - 2$ мм; $b - d_{ex} = 40$ мм, $d_{cr} = 10$ мм, $L_n = 15$ мм, $\delta_n = 0,5 - 2$ мм.

Получены образцы ХГН покрытий Al и Cu на внутреннюю поверхность труб с использованием сверхзвуковых радиальных сопла. На фиг. 2.1.4 показан образец, полученный при использовании радиального сопла с $d_{cr} = 18$ мм, $d_{ex} = 72$ мм, $L_n = 27$ мм, $\delta_n = 0,75$ мм.

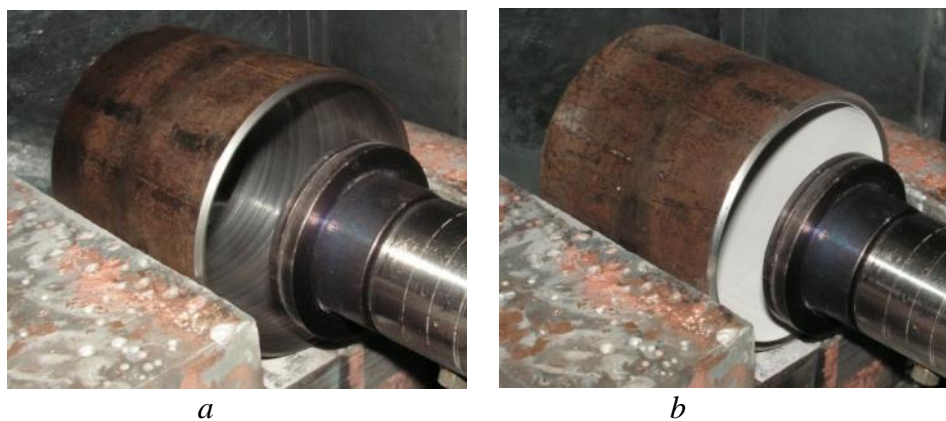


Рис. 2.1.4 Образец трубы с алюминиевым покрытием

$d_{in} = 100$ мм, $l_{ns} = 14$ мм, $p_0 = 1,5$ МПа, $T_0 = 200^\circ\text{C}$.; a – до напыления, b – после напыления.

На фиг. 2.1.5 показаны образцы, полученные при использовании радиального сопла с диаметром критического сечения 10 мм, диаметром выходного сечения 40 мм, длиной сверхзвукового участка 15 мм, с постоянным поперечным размером канала $\delta_n = 0,5$ мм. Порошок алюминия (10 – 40 мкм) напыляли ($p_0 = 1,5$ МПа, $T_0 = 200^\circ\text{C}$.) на внутреннюю поверхность труб с внутренним диаметром $d_{in} = 45 - 80$ мм.

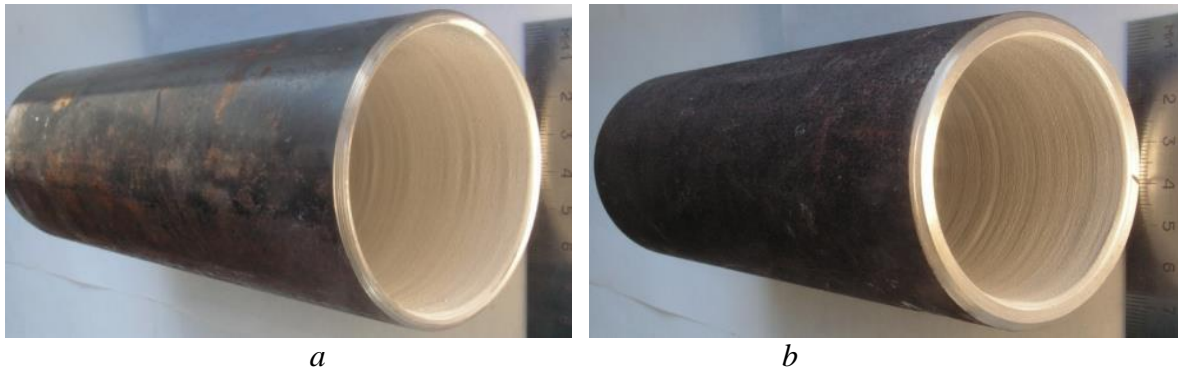


Рис. 2.1.5 Образцы труб с алюминиевым покрытием. $a - d_{in} = 55$ мм, $b - d_{in} = 60$ мм.

Экспериментальные исследования показали перспективность нанесения покрытий на внутреннюю поверхность труб малого диаметра ($45 \text{ мм} \leq d_{in} \leq 100 \text{ мм}$) с помощью радиальных сверхзвуковых сопел.

2.1.2. Исследование газодинамики радиальной сверхзвуковой струи и её натекания на преграду

Исследована газодинамика сверхзвуковой радиальной струи. Проведена ее визуализация при истечении в затопленное пространство с атмосферным давлением и ее натекания на преграду. Трубкой Пито измерены профили давления на различных расстояниях от среза сопла и осевое продольное распределение давления для различных ширин сверхзвуковой части сопла δ_{ex} и давления в форкамере сопла $p_0 = 1,0 - 2,5$ МПа.

Исследуемая струя создавалась радиальным соплом, которое имело диаметр критического сечения $d_{cr} = 18$ мм, диаметр выходного сечения $d_{ex} = 72$ мм, число Маха, вычисленное по одномерной модели идеального газа $M_{ex} = 2,94$. Имелись сменные форкамеры с радиальным и тангенциальным вдувом газа. Давление в форкамере сопла варьировалось от 1,0 до 2,5 МПа и измерялось датчиком полного давления. Ширина канала сверхзвуковой части сопла в ходе эксперимента варьировалась от $\delta_{ex} = 0,5$ мм до $\delta_{ex} = 2$ мм. В стенке сопла на расстоянии 2 мм от выходного сечения расположен датчик статического давления.

Предварительно была проведена визуализация сверхзвуковой радиальной струи при истечении в затопленное пространство с атмосферным давлением и ее натекания на преграду. Результаты представлены на рис. 2.1.6 – 8. На рис. 2.1.6 приведены картины осесимметричной волновой структуры радиально растекающихся сверхзвуковых струй в плоскости параллельной течению, в том числе, при натекании на плоскую преграду при варьировании давления в форкамере p_0 , ширины проточного канала δ_{ex} и расстояния от среза сопла до преграды l_{ns} . Время экспозиции составляло 10 мс.

На снимках чётко просматриваются периодические тёмные и светлые кольца, интенсивность и величина промежутков которых зависит, как от ширины канала ($\delta_{ex} = 0,5 - 2$ мм), так и от величины давления в форкамере ($p_0 = 1,0 - 2,5$ МПа). На рис. 2.1.6 хорошо прослеживается наличие первых 3 – 5 «бочек».

На рисунке 2.1.7 приведена картина свободной радиальной струи в перпендикулярной плоскости (когда плоскости стенок сопла параллельны лучам света). Хорошо видно, что радиальные струи резко расширяются на некотором расстоянии от среза сопла (рис. 2.1.7a). Это расстояние зависит как от ширины канала сопла, так и от давления в форкамере. Следует отметить, что время экспозиции в данном случае сравнительно велико, что приводит к размазыванию картины на участке, который отображается как резкое расширение струи. На самом деле это могут быть колебания струи. И действительно, в некоторых случаях, при уменьшении времени экспозиции до 4 мкс такие колебания струи наблюдались (рис. 2.1.7b).

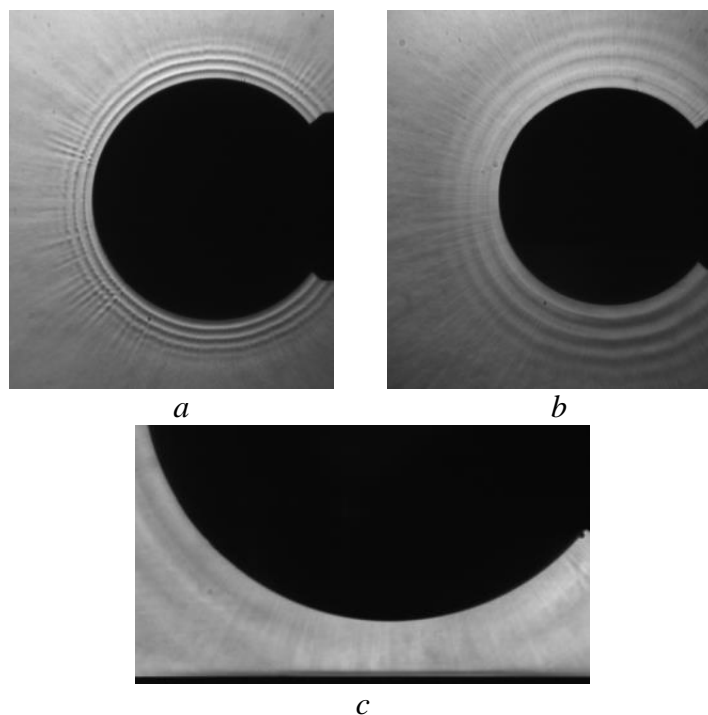


Рис. 2.1.6 Шлирен фотографии осесимметричной волновой структуры радиально растекающихся сверхзвуковых струй в плоскости параллельной течению (*a – b*) и при натекании на плоскую преграду (*c*). – $\delta_{ex} = 0,5$ мм; *a, b, c* – $\delta_{ex} = 2,0$ мм; *a* – $p_0 = 1,5$ МПа; *b* – $p_0 = 2,5$ МПа; *c* – $p_0 = 2,5$ МПа, $l_{ns} = 8$ мм ($l_{ns}/\delta_{ex} = 4$).

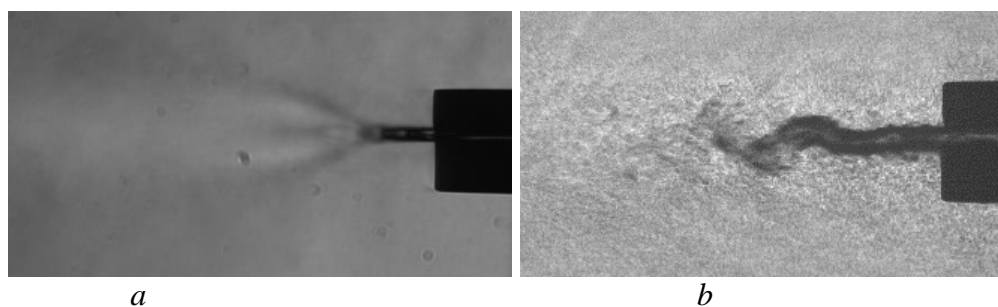


Рис. 2.1.7 Шлирен фотографии свободной струи в плоскости, когда плоскости стенок сопла параллельны лучам света; *a* – $\delta_{ex} = 0,5$ мм, $p_0 = 2,5$ МПа; *b* – $\delta_{ex} = 2,0$ мм, $p_0 = 1,0$ МПа.

На рис. 2.1.8 представлен ряд снимков натекания струи на плоскую преграду, установленную на различных расстояниях от среза сопла.

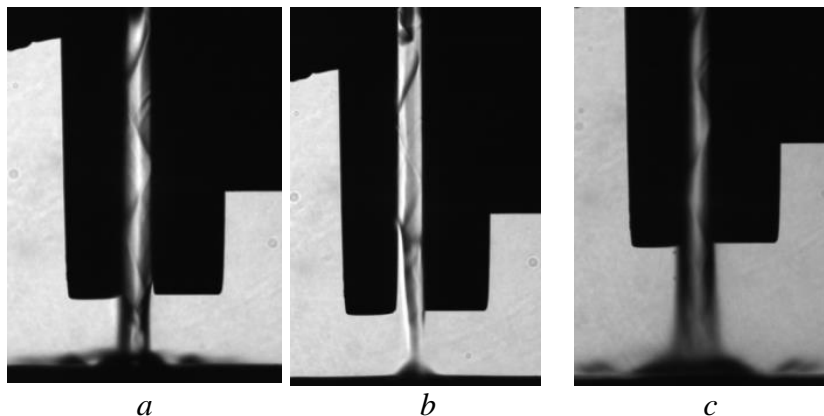


Рис. 2.1.8 Шлирен фотографии струи натекающей на преграду когда плоскости стенок сопла параллельны лучам света. *a* – $\delta_{ex} = 3,0$ мм, $p_0 = 1,5$ МПа, $l_{ns} = 6$ мм ($l_{ns}/\delta_{ex} = 2$); *b* – $\delta_{ex} = 3,0$ мм, $p_0 = 2,5$ МПа, $l_{ns} = 6$ мм ($l_{ns}/\delta_{ex} = 2$); *c* – $\delta_{ex} = 3,0$ мм, $p_0 = 2,5$ МПа, $l_{ns} = 12$ мм ($l_{ns}/\delta_{ex} = 4$).

Фотографии (рис. 2.1.8a, b, c) сделаны при ширине сверхзвукового канала $\delta_{ex} = 3,0$ мм. На рис. 2.1.8a, b, c достаточно наглядно просматривается система косых скачков уплотнения между стенками сопла.

На рис. 2.1.8a, b наглядно зафиксирован несимметричный отрыв потока вблизи среза сопла. При данном сочетании геометрических и газодинамических начальных параметров отраженный косой скачек в условиях несколько перерасширенного течения (измеренное значение примерно равно $n = 0,8$) при падении на стенку сопла вблизи выходного сечения, провоцирует отрыв пограничного слоя вниз по потоку. Видно, что несимметричный отрыв сопровождается отклонением плоскости струи от плоскости стенок сопла. Отклонение происходит в противоположную сторону от той стенки сопла, на которой происходит ранний отрыв, спровоцированный косым скачком.

Показано, что сопло с размером сверхзвуковой части сопла $\delta_{ex} = 0,5$ мм даёт заметно заниженные значения чисел Маха, из-за сильного влияния вязкости газа.

Профили давления в радиальной струе на различных расстояниях от среза сопла (1 – 16 калибров), при различных давлениях в форкамере (1 – 2,5 МПа) и при различной ширине сопла (0,5 – 2 мм) были измерены трубкой Пито. Также проведена оптическая визуализация свободных радиальных струй и струй, натекающих на преграду.

Показано, что:

- Течение из-за значительных потерь за счет вязкости и скачков уплотнения не описывается изоэнтропической моделью.
- Статическое давление вблизи среза радиальных сопел при разных давлениях в форкамере и разных расстояниях между стенками сопла остается на уровне 0,08 – 0,14 МПа.
- Число Маха течения на срезе сопла увеличивается с ростом давления в форкамере. Сопло шириной $\delta_{ex} = 0,5$ мм даёт заметно заниженные значения чисел Маха, из-за сильного влияния вязкости газа.
- В сверхзвуковой радиальной струе прослеживается наличие первых 3 – 5 «бочек» после чего наблюдается резкое ее расширение. Расстояние от среза сопла, на котором наблюдается расширение (3,5 – 6,5 калибров) зависит как от ширины сопла, так и от давления в форкамере.
- В условиях несколько перерасширенного течения (измеренное значение примерно равно $n = 0,8$) наблюдается несимметричный отрыв вблизи среза сопла, спровоцированный отраженным косым скачком, и отклонение струи от плоскости стенок сопла.

2.1.3. Экспериментальное исследование процесса напыления сверхзвуковым радиальным соплом

По радиальным распределениям давления в струях, истекающих из сопел различной ширины определена длина сверхзвуковой части струи. Получена аппроксимация зависимости толщины струи от расстояния от среза сопла аналитической формулой, которая при правильном подборе параметров обобщает экспериментальные данные. Это позволяет прогнозировать характерный диапазон внутренних диаметров труб, на которые могут быть нанесены покрытия одним напылительным узлом.

Применительно к условиям ХГН важно оценить длину сверхзвукового участка радиальной струи, в пределах которой должна устанавливаться напыляемая поверхность. Оценка длины сверхзвукового участка радиальных струй проводилась, используя предварительно полученные трубкой Пито радиальные распределения давления для разных ширин сопла $\delta_{ex} = 0,5 - 2$ мм и разных давлений в форкамере $p_0 = 1,0 - 2,5$ МПа.

Показано, что l_{s0} (длина сверхзвукового участка на осевой плоскости струи) и $l_{s0.5}$ (длина сверхзвукового участка, на которой сверхзвуковые скорости реализуются внутри области, где давление p'_0 составляет более половины от давления p_0 на осевой плоскости) растут практически линейно с увеличением давления торможения и $l_{s0} \approx 2l_{s0.5}$.

Можно отметить, что закрутка потока не приводит к существенным отличиям в распределении давлений. Следовательно, полученные выше оценки длин сверхзвукового

участка для радиальных струй без закрутки (l_{s0} и $l_{s0.5}$) применимы и для радиальных струй с закруткой потока в форкамере.

Толщина струи также является важной характеристикой для ХГН. Необходимо знать начальную дистанцию от среза сопла, на которой радиальная струя имеет примерно одинаковую толщину. На этом начальном участке струи скорость и температура частиц будут примерно одинаковы по сечению струи. Расширение струи означает образование слоя смешения с атмосферным воздухом, в котором скорость и температура газа падают, что приводит к падению скорости и температуры частиц по сечению и как следствие снижению коэффициента напыления, ухудшению адгезии, и др.

Толщина струи определялась как расстояние между двумя точками, расположенными на границах струи, в которых величина отношения $\frac{p_0'}{p_0}$ составляла определенный процент от

максимального значения. Границе ядра струи соответствует уровень 50%. Поскольку распределение частиц по толщине струи близко к нормальному, то в ядре струи в этом случае оказывается около 80% частиц. Показано, что примерно до 4 калибров толщина струи меняется незначительно, основное расширение (почти линейное) начинается от 4 калибров и далее.

На рис. 2.1.9 представлены данные в обобщенном виде и показана предложенная аналитическая аппроксимирующая формула при параметрах $\bar{\delta}_{j0}$, \bar{r}_{z0} и \bar{r}_{z2} , полученных при

минимизации соотношения $f(\bar{\delta}_{j0}, \bar{r}_{z0}, \bar{r}_{z2}) = \sum_{i=1}^5 [\bar{\delta}_{ji} - \bar{\delta}_j(\bar{r}_{zi})]^2$ (см. таблицу 2.1.1). Физический

смысл трех параметров ($\bar{\delta}_{j0}$, \bar{r}_{z2} и \bar{r}_{z0}) состоит в следующем. Коэффициент $\bar{\delta}_{j0}$ представляет собой среднюю толщину струи на расстоянии от 0 до 4 калибров. Величина \bar{r}_{z2} обозначает расстояние, на котором струя расширяется в 2 раза по сравнению с начальной величиной δ_{j0} . Величина \bar{r}_{z0} обозначает т.н. полюс, точку, из которой начинается линейное расширение струи.

По оси абсцисс отложена координата, определяемая как $\xi_r = \frac{\bar{r}_z - \bar{r}_{z0}}{\bar{r}_{z2} - \bar{r}_{z0}}$.

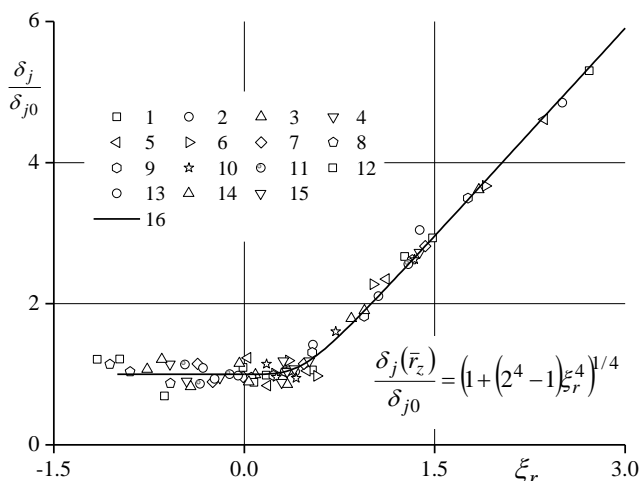


Рис. 2.1.9 Обобщенная зависимость толщины радиальной струи от расстояния от среза сопла.

- 1 – $\delta_{ex} = 2,0$ мм, $p_0 = 1,0$ МПа, 2 – $\delta_{ex} = 2,0$ мм, $p_0 = 1,5$ МПа,
- 3 – $\delta_{ex} = 2,0$ мм, $p_0 = 2,0$ МПа, 4 – $\delta_{ex} = 2,0$ мм, $p_0 = 2,5$ МПа,
- 5 – $\delta_{ex} = 1,5$ мм, $p_0 = 1,0$ МПа, 6 – $\delta_{ex} = 1,5$ мм, $p_0 = 1,5$ МПа,
- 7 – $\delta_{ex} = 1,5$ мм, $p_0 = 2,0$ МПа, 8 – $\delta_{ex} = 1,5$ мм, $p_0 = 2,5$ МПа,
- 9 – $\delta_{ex} = 1,0$ мм, $p_0 = 1,0$ МПа, 10 – $\delta_{ex} = 1,0$ мм, $p_0 = 1,5$ МПа,
- 11 – $\delta_{ex} = 1,0$ мм, $p_0 = 2,0$ МПа, 12 – $\delta_{ex} = 1,0$ мм, $p_0 = 2,5$ МПа,
- 13 – $\delta_{ex} = 0,5$ мм, $p_0 = 1,5$ МПа, 14 – $\delta_{ex} = 0,5$ мм, $p_0 = 2,0$ МПа,
- 15 – $\delta_{ex} = 0,5$ мм, $p_0 = 2,5$ МПа, 16 – аппроксимация.

Таблица 2.1.1

| δ_{ex} , мм | Параметры | p_0 , МПа | | | |
|--------------------|---------------------|-------------|--------|--------|---------|
| | | 1,0 | 1,5 | 2,0 | 2,5 |
| 2,0 | $\bar{\delta}_{j0}$ | 0,547 | 0,493 | 0,614 | 0,719 |
| | \bar{r}_{z2} | 6,546 | 5,269 | 9,252 | 12,274 |
| | \bar{r}_{z0} | 1,045 | -1,861 | 1,298 | 4,781 |
| 1,5 | $\bar{\delta}_{j0}$ | 0,609 | 0,646 | 0,787 | 0,854 |
| | \bar{r}_{z2} | 7,241 | 7,873 | 12,166 | 12,425 |
| | \bar{r}_{z0} | 0,818 | -1,161 | 4,415 | 5,278 |
| 1,0 | $\bar{\delta}_{j0}$ | 0,692 | 0,804 | 1,046 | 0,859 |
| | \bar{r}_{z2} | 8,537 | 11,607 | 13,07 | 10,685 |
| | \bar{r}_{z0} | -1,252 | -1,269 | 4,732 | 5,554 |
| 0,5 | $\bar{\delta}_{j0}$ | | 1,507 | 1,52 | 2,081 |
| | \bar{r}_{z2} | | 15,131 | 15,229 | 49,289 |
| | \bar{r}_{z0} | | 4,941 | 6,477 | -19,116 |

Показано, что $\bar{\delta}_{j0}$ растет с увеличением давления и уменьшением ширины канала сверхзвуковой части сопла. Параметры \bar{r}_{z2} и \bar{r}_{z0} (см. таблицу 2.1.1) тоже растут как с увеличением давления p_0 , так и с уменьшением δ_{ex} .

Из полученных данных следует, что на дистанциях напыления менее 4 – 6 калибров радиальная струя имеет примерно одинаковую толщину. Следовательно, скорость и температура частиц будут примерно одинаковы по всему сечению струи, что означает, что напыляемая поверхность может быть установлена в пределах этой дистанции без потери качества покрытия и коэффициента напыления. Вероятнее всего, дистанция напыления может быть расширена до значений $l_{s0,5} \sim 8$ калибров, хотя при этом может наблюдаться некоторое уменьшение коэффициента напыления. В качестве максимальной дистанции, на которой еще можно ожидать напыления, можно принять величину равную длине $l_{s0} \sim 16$ калибров.

Проведено сравнение радиальных распределений давления в радиальной струе, определена длина сверхзвуковой части струи, получены зависимости толщины струи от расстояния от среза сопла и ее аппроксимации аналитической формулой и показано, что:

- Длина сверхзвукового участка радиальной струи на осевой плоскости примерно в 2 раза больше длина сверхзвукового участка ядра струи ($l_{s0} \approx 2l_{s0,5}$). Эти длины (в исследованном диапазоне p_0) растут практически линейно с увеличением давления торможения и падают с уменьшением ширины сопла.
- Полученные оценки длин сверхзвукового участка для радиальных струй без закрутки (l_{s0} и $l_{s0,5}$) применимы и для радиальных струй с закруткой потока в форкамере.
- Проведено сравнение расширения радиальной струи с расширением струи, истекающей из сопла прямоугольного сечения и показано, что радиальная струя имеет заметно меньший (примерно в 2 раза) по длине начальный участок.

Исходя из полученных данных, можно заключить, что на дистанциях напыления менее 4 – 6 калибров скорость и температура частиц будут примерно одинаковы по всему сечению струи, что означает, что напыляемая поверхность может быть установлена в пределах этой дистанции без потери качества покрытия и коэффициента напыления. В качестве максимальной дистанции, на которой еще можно ожидать напыления, можно принять величину равную длине $l_{s0} \sim 16$ калибров.

2.1.4. Установление оптимальной конструкции радиального сопла, параметров напыления и размеров напыляемых частиц

Для нахождения оптимальной конструкции радиального сопла была проведена серия экспериментов, в которых изучалось сверхзвуковое течение газа в различных радиальных соплах.

Эксперименты проводились на установке, показанной на рис. 2.1.10а,б. Установка состояла из следующих основных частей: 1 – центральный направляющий стержень диаметром $d_1 = 10$ мм, подвижный наружный диск 2 с диаметром $d_0 = 72$ мм, 3 – внутренний неподвижный диск с диаметром равным наружному, 4 – корпус модели с трубопроводом подачи воздуха высокого давления d_4 и системой равномерно расположенных 12 отверстий ($d_3 = 6$ мм), через которые производился вдув газа в форкамеру установки с давлением p_0 . В качестве газа использовался холодный воздух ($\gamma = 1,4$, $T_0 = 300$ К) высокого давления ($0,9 \text{ МПа} \leq p_0 \leq 1,5 \text{ МПа}$). Через входной патрубок воздух под высоким давлением подавался по направлению стрелок внутрь корпуса 4, после чего через систему отверстий диаметром $d_3 = 6$ мм воздух поступал в форкамеру. Форкамера была выполнена в виде цилиндра, внутренняя поверхность которого совпадала с центральным направляющим стержнем с диаметром $d_1 = 10$ мм, а внешняя поверхность имела диаметр $d_2 = 18$ мм. Из форкамеры воздух поступал в радиальное сопло, представляющее из себя два диска (отмечены цифрами 2 и 3 на рис. 2.1.10а). Внешний диск имел закругление, которое обеспечивало плавное втекание газа в радиальное сопло, в котором газ ускорялся до сверхзвуковой скорости. Расстояние между дисками определяло ширину радиального сопла h . Данная модельная газодинамическая установка позволяла исследовать течения в различных радиальных соплах без изменения ее конструкции, путем изменения расстояния между дисками h .

Истечение газа из сопла происходило в окружающее пространство, которое было заполнено воздухом, находящимся при нормальных условиях (давление $p_g = 0,1$ МПа, температура $T_g = 300$ К).

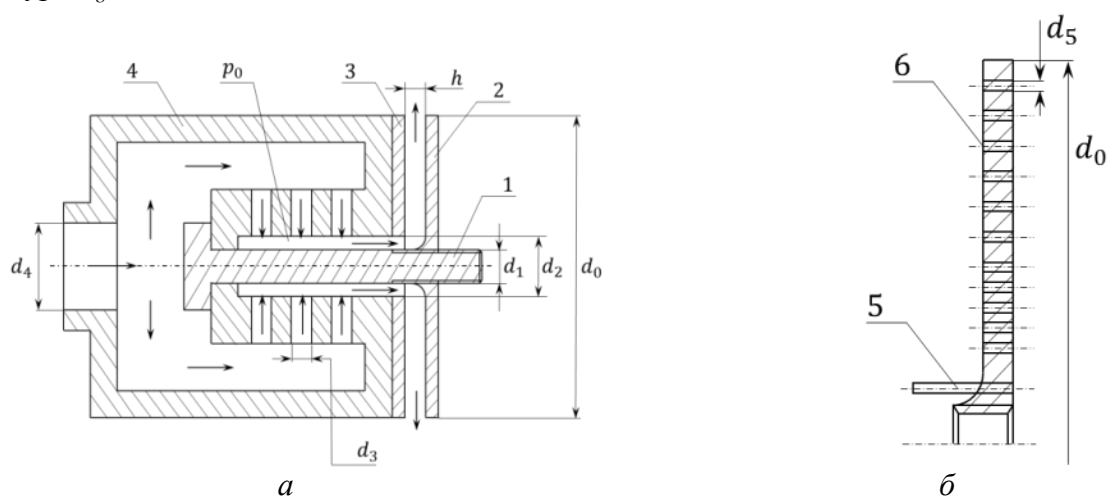


Рис. 2.1.10 Схема экспериментальной установки (а) и внешний диск с отверстиями (б).

В эксперименте на внешнем диске измерялось статическое давление на различных расстояниях от оси сопла с помощью датчиков, которые соединялись с отверстиями диаметром $d_5 = 0,8$ мм, расположенными на поверхности внешнего диска (отмечены цифрой 6 на рис. 1б). Первое отверстие находилось на удалении 10 мм от центральной оси модели, последующие 4 отверстия были расположены с шагом 1,5 мм, дальнейшие 6 дренажных отверстий размещены с шагом 3 мм. На удалении 8 мм от центральной оси была установлена трубка Пито (отмечены цифрой 5 на рис. 1б), которая использовалась для контроля полного давления в кольцевой форкамере модели. Дренажные отверстия были соединены с тензометрическими датчиками давления КИМ разработки ИТПМ СО РАН пневмометрическими трубками длиной 1 м с внешним диаметром 0.8 мм и внутренним проходным диаметром 0,5 мм. Точность измерения усреднённого статического и полного давления составляла 0,2 %.

На рис. 2.1.11 значками показаны измеренные в экспериментах распределения статического давления, соответствующие сверхзвуковым течениям в радиальных соплах с различной шириной между дисками h . Штриховыми линиями показаны мгновенные распределения давления, а сплошной линией – распределение среднего статического давления, полученного в численных расчетах (более подробно результаты численных расчетов будут описаны в п. 2.4.4.). На рис. 2.1.11 показаны распределения давления в двух соплах для течений газа при давлении в форкамере $p_0 = 0,9$ МПа.

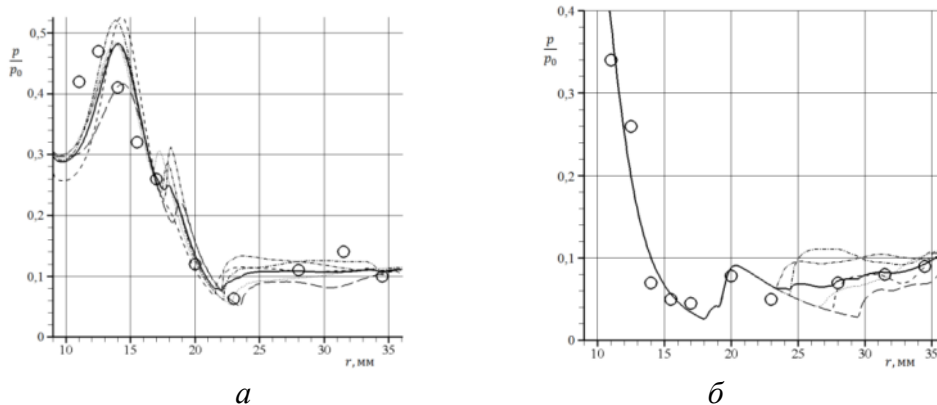


Рис. 2.1.11 Результаты расчета течения газа в соплах шириной: а – $h = 14$ мм; б – $h = 3,1$ мм.

Из рис. 2.1.11 видно, что в широком сопле $h = 14$ мм максимум давления достигается на расстоянии 5 мм от входа в сопло. Это связано с образованием ударной волны вблизи внешней стенки сопла, в которой происходят потери полного давления. В сопле шириной $h = 3,1$ мм течение на входе в сопло близко к изоэнтропическому течению. В окрестности $r \approx 25$ мм и вблизи выхода из сопла наблюдаются скачки давления, возникающие за косыми ударными волнами, которые образуются в окрестности точек присоединения оторвавшегося пограничного слоя.

Распределения статического давления для течений газа в более узких соплах показаны на рис. 2.1.12.

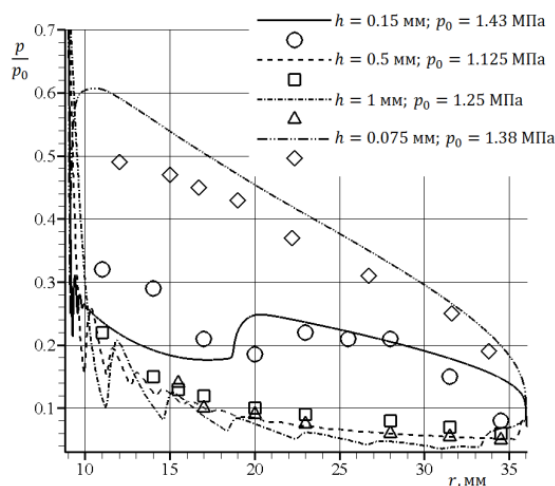


Рис. 2.1.12 Результаты расчета течения газа в соплах различной ширины h .

Видно, что для $h > 0,5$ мм реализуются течения, близкие к изоэнтропическим течениям, в которых внутренняя энергия газа переходит в кинетическую энергию. Небольшие колебания давления обусловлены косыми ударными волнами. При $h = 0,15$ мм в течении возникает прямой псевдоскачок, в котором происходит торможение газа. Более ярко это явление выражено для сопла $h = 0,075$ мм. За псевдоскачком устанавливается постоянный градиент давления, который компенсирует силу сопротивления, действующую на газ со стороны стенок сопла.

Приведенные выше результаты (см. рис. 2.1.11, 2.1.13) показывают, что для ускорения микрочастиц в методе ХГН необходимо использовать сопла, ширина которых меняется в интервале $0,15 \text{ мм} \leq h \leq 3,0 \text{ мм}$. В этих случаях течение газа близко к изоэнтропическому, что позволяет эффективно использовать внутреннюю энергию газа для ускорения микрочастиц.

2.2. Исследование зависимости профиля дорожки напыления от геометрических параметров сопла

2.2.1. Настройка оборудования и отработка методики измерения распределения частиц по концентрации и скоростям на срезе сопел Лавыля

Разработана и изготовлена система измерения скорости частиц на выходе из сопла методом лазер-трехимпульсной тенеграфии (Laser 3 Pulse Shadowgraphy diagnostic complex). В состав установки входят (см. рис. 2.2.1): цифровой осциллоскоп Voltcraft DSO-2250 USB, цифровой генератор Актacom АНР-3516-SW, цифровая камера Videoscan-285/P-USB (минимальное время экспозиции 3,5 мкс), полупроводниковый модулируемый лазерный модуль WSTech UT5-40G-658 (мощность 40 мВт, длина волны 658 нм, ТТЛ модуляция от 0 до 155 МГц).

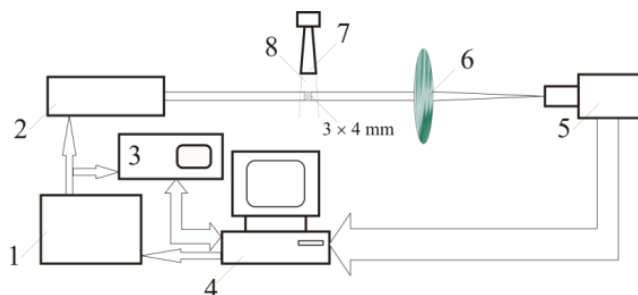


Рис. 2.2.1 Схема оптической диагностики для измерения скорости частиц.

1 – генератор ТТЛ импульсов, 2 – полупроводниковый лазер, 3 – осциллограф, 4 – ПК, 5 – CCD камера, 6 – линза, 7 – сопло, 8 – струя.

Измерение длины треков и расчет скоростей частиц проводился с помощью специализированного пакета программ. (Авторы выражают благодарность К.В. Клинкову за помощь в создании (*Laser 3 Pulse Shadowgraphy diagnostic complex*) комплекса диагностической аппаратуры и предоставление пакета программ для обработки изображений).

Изготовлены сопла прямоугольной геометрии разного размера и получены покрытия в виде одиночных дорожек. Для экспериментов по нанесению дорожек использовался порошок Cu 99,7% -35 мкм, TLS Technik, рабочий газ – азот. Были изготовлены два прямоугольных сопла с длиной сверхзвуковой части 150 мм. Прямоугольное сопло R18 имело толщину 1,5 мм, ширину критического сечения 2,0 мм, ширину выходного сечения 18 мм. Прямоугольное сопло R23, соответственно, 2 мм, 2,82 мм и 23 мм. Осесимметричное сопло (CGT T40) имело длину сверхзвуковой части 170 мм, диаметры критического и выходного сечений 2,7 и 7,8 мм, соответственно. Эксперименты проводились на установке CGT KINETIKS 4000, оснащенной 6-осевым роботом ABB 440. Дорожки напыления были нанесены при давлении торможения 3,8 МПа, температуре торможения 350 °С, дистанции напыления 35 мм, скорости сканирования 50 мм/с, расходе порошка 0,8 г/с. Анализ профилей дорожек напыления проводился по фотографиям поперечного сечения (рис. 2.2.2), полученных с помощью оптического микроскопа Zeiss Axio Scope.A1. Средняя ширина дорожки напыления прямоугольного сопла R18 по десяти измерениям составила 21,1 мм, для сопла R23 – 27,7 мм, для круглого сопла CGT T40 – 9,8 мм.

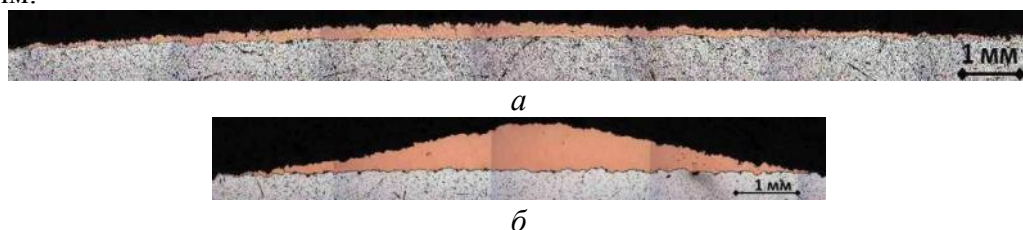


Рис. 2.2.2 Фотографии поперечных шлифов дорожки напыления.

а – сопло R18, ширина дорожки напыления 21,1 мм, б – сопло CGT T40, ширина дорожки напыления 9,8 мм.

Из представленного можно заключить, что вид профилей дорожек напыления зависит от геометрии используемых сопел.

2.2.2. Измерение распределения частиц по скоростям и концентрации в сверхзвуковом потоке и исследование зависимости профиля дорожки напыления от геометрических параметров сопла

Покрyтие методом ХГН получают сканированием, так как обычно размеры подложки много больше размеров сопла. В таком случае равномерность толщины конечного покpытия зависит от формы профиля (поперечного сечения) одиночной дорожки и шага сканирования. Шаг и скорость сканирования оказываются взаимосвязанными, поскольку обычно задана толщина конечного покpытия. Отметим, что в целях повышения производительности напыления желателъно выбирать шаг сканирования как можно больше.

Принятая система координат показана на рис. 2.2.3.

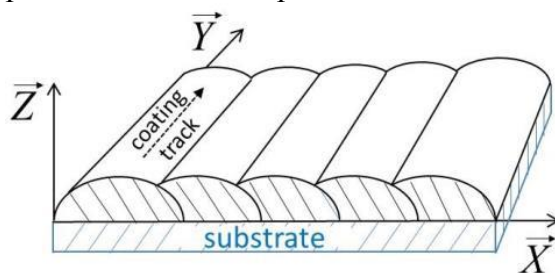


Рис. 2.2.3 Пояснение к принятой в работе системе координат.

На данном этапе измерение профилей покpытий (т.е. получение наборов x_i, z_i с некоторым шагом Δx) проводилось с помощью бесконтактного оптического (интерференционного) профилометра ContourGT-K1 (Bruker Corporation, США). Такой метод позволяет за один проход вдоль всего покpытия (вдоль оси x) собирать данные с участка некоторой ширины (1,73 мм вдоль оси y). Для обработки отбиралось несколько (5 – 10) одиночных «разрезов» (наборов x_i, z_i) с этого участка.

На рис. 2.2.4 показан пример данных, полученных с помощью оптического профилометра для круглого сопла CGT T40. Видно, что профиль представляет собой сумму гладкого профиля $\bar{z}(x)$ и случайной составляющей (шероховатости).

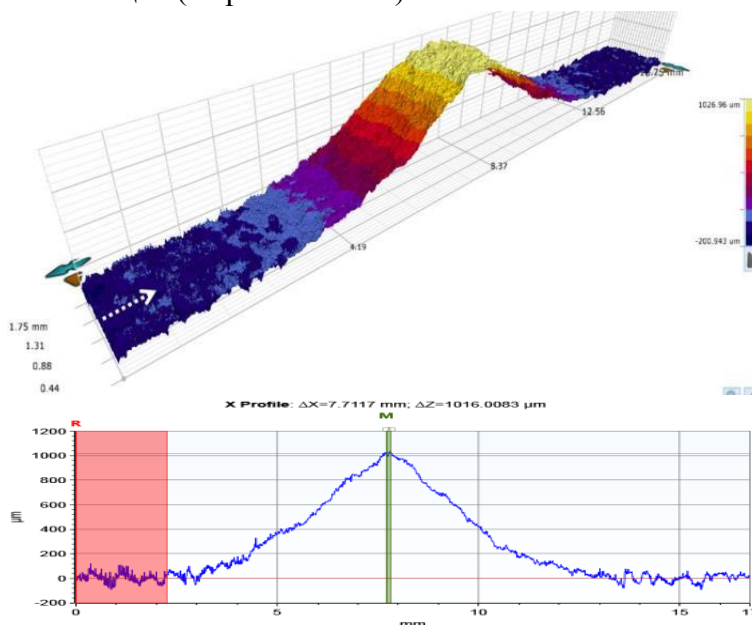


Рис. 2.2.4 Пример оптической профилометрии одиночной дорожки от круглого сопла T40.

Для нахождения гладкого профиля одиночной дорожки был применен метод Фурье-сглаживания, основанный на отбрасывании данных выше частоты обрезки Ω . Чем больше величина Ω , тем менее гладкий получается профиль. Пробными расчетами установлено, что Ω должно лежать в пределах $1 - 3 \text{ мм}^{-1}$. Подбирая коэффициент, соответствующий максимальной толщине дорожки напыления можно добиться минимальной (близкой к 0) ошибки аппроксимации.

На рис. 2.2.5 приведено сравнение профилей одиночных дорожек различной толщины (с максимальной средней толщиной 950 и 450 мкм), полученных с помощью сопла Т40 при разной скорости перемещения.

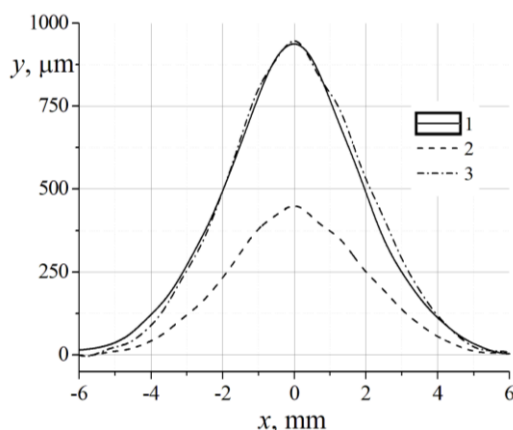


Рис. 2.2.5 Сравнение профилей сопла С5. 1 – гладкий (FFT $F_c=1.83 \text{ mm}^{-1}$) профиль с толщиной в пике 950 мкм; 2 – гладкий (FFT $F_c=1.83 \text{ mm}^{-1}$) профиль с толщиной в пике 450 мкм; 3 – умноженный на 2.11 профиль 2.

Видно, что даже при отличии толщин профилей почти в 2 раза можно использовать простое умножение на коэффициент для моделирования разной скорости перемещения или разного расхода порошка. Отметим, что ширина профиля в данном случае меняется пренебрежимо мало.

При сканировании получим результирующее покрытие за счет наложения дорожек как сумму профилей $Z_0 \cdot \bar{z}(x)$ со сдвигом s .

$$\bar{Z}(x) = Z_0 \sum_{n=0}^N \bar{z}(x - ns)$$

Величина N подбирается достаточно большой, чтобы на профиле покрытия была заметна периодичность, Z_0 – согласующий коэффициент, влияющий на конечную толщину покрытия, подбирается из сравнения с экспериментальными данными.

Для оценки неравномерности полученного профиля покрытия используется максимальная разница в локальной средней толщине покрытия

$$R_f = \max(\bar{Z}(x)) - \min(\bar{Z}(x))$$

На рис. 2.2.6 представлены результаты расчетов при аппроксимации профиля от сопла Т40 Фурье-сглаживанием.

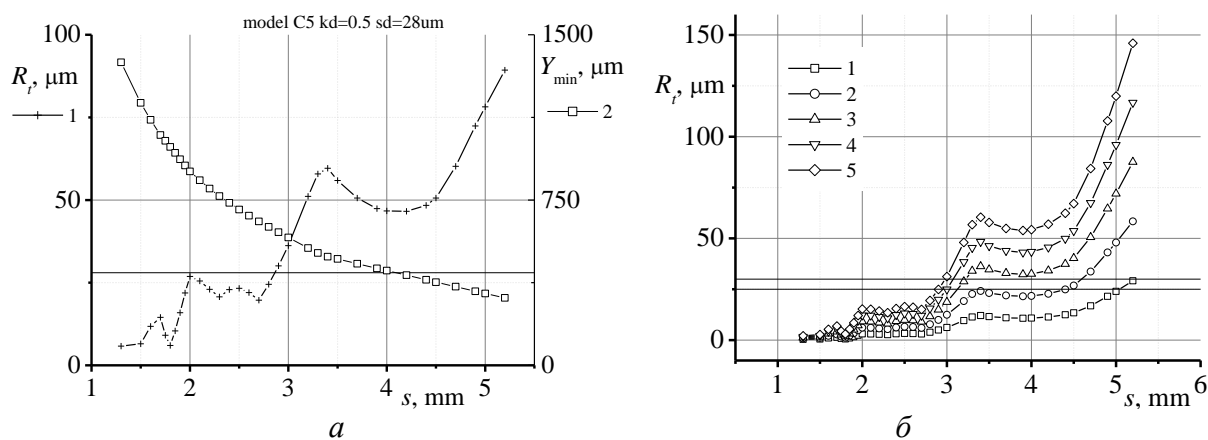


Рис. 2.2.6 Результаты расчета для сопла Т40. *a* – при фиксированном расходе порошка и скорости перемещения сопла относительно преграды: 1 – максимальная разница в локальной средней толщине покрытия, 2 – минимальная средняя толщина покрытия, *б* – при фиксированной минимальной средней толщине покрытия: 1 – 100, 2 – 200, 3 – 300, 4 – 400, 5 – 500 мкм.

На рис. 2.2.7 приведены данные расчетов для сопла R18 при аппроксимации профиля Фурье-сглаживанием.

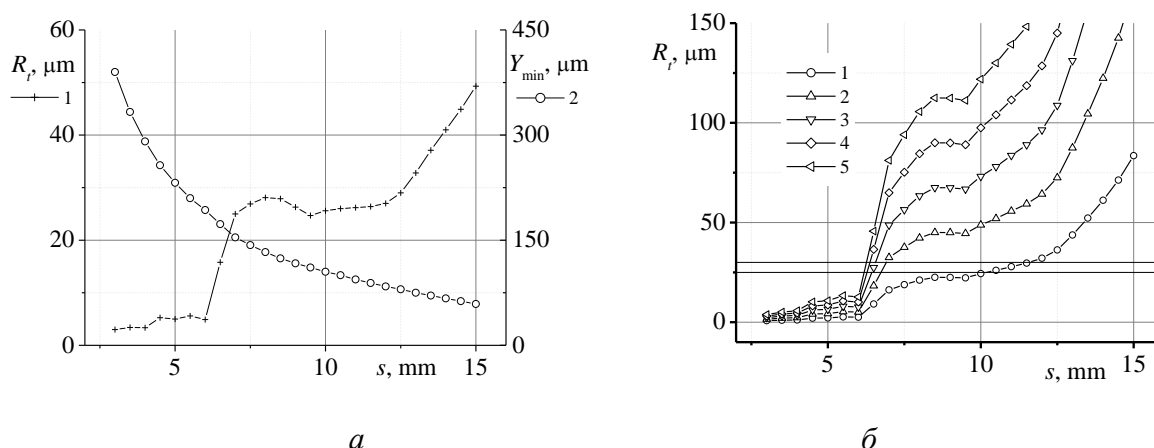


Рис. 2.2.7 Результаты расчета для сопла R18. *а* – при фиксированном расходе порошка и скорости перемещения сопла относительно преграды: 1 – максимальная разница в локальной средней толщине покрытия, 2 – минимальная средняя толщина покрытия, *б* – при фиксированной минимальной средней толщине покрытия: 1 – 100, 2 – 200, 3 – 300, 4 – 400, 5 – 500 мкм.

Отсюда следуют два важных вывода: 1) аппроксимация профиля одиночной дорожки является определяющей, 2) условие малой (близкой к нулю) ошибки аппроксимации не является достаточным. Можно с хорошей точностью аппроксимировать профиль разными кривыми, и при этом результаты расчета будут разными.

2.2.3. Исследование зависимости профиля покрытия от скорости перемещения сопла

Исследована зависимость коэффициента напыления и формы профиля одиночной дорожки от скорости перемещения сопла относительно преграды. В настоящее время востребована технология формирования методом ХГН покрытий с высокой равномерностью по толщине. При этом размеры подложки на практике, как правило, много больше размеров сопла, что приводит к необходимости перекрытия дорожек напыления с определенным шагом при нанесении покрытия. Поэтому в исследовании роста равномерных покрытий необходимо учитывать как формирование одиночной дорожки в зависимости от условий напыления, так и процесс суперпозиции дорожек друг с другом.

Для экспериментов по нанесению дорожек был взят дендридный медный порошок меди ПМС-1 ($d_{50} = 52$ мкм). В качестве рабочего газа применялся воздух. Использовалось коническое сопло с длиной сверхзвуковой части 120 мм, диаметрами критического и выходного сечений 3,0 и 6,0 мм, соответственно. Эксперименты проводились на установке ХГН собственной разработки, оснащенной 6-осевым промышленным роботом KR 16-2 (KUKA Roboter GmbH, Германия). Дорожки напыления наносились при следующих условиях: давление торможения 3,10 МПа, давление в дозаторе 3,18 МПа, температура торможения 770 К, дистанция напыления 30 мм, скорость сканирования от 10 до 400 мм/с, расход порошка 1 г/с. В качестве подложек брались стальные пластины размером $70 \times 32 \times 3$ мм. Поверхность подложек перед напылением подвергалась пескоструйной обработке. Покрытие наносилось вдоль меньшей стороны подложки.

Анализ профилей дорожек напыления проводился с помощью интерференционного профилометра ContourGT-K1 (Bruker, США) с программным пакетом Vision64 (Bruker, США) и компьютерного кода собственной разработки в среде MathCAD.

В качестве примера на рис. 2.2.8 показаны фотографии одиночных дорожек напыления.

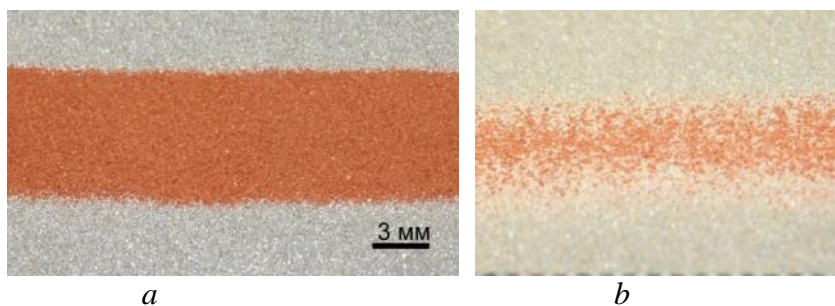


Рис. 2.2.8 Дорожки напыления. $a - u_n = 50$ мм/с, $b - u_n = 400$ мм/с.

На рис. 2.2.9 представлены профилограмма и усредненные профили одиночных дорожек напыления, полученных при разной скорости перемещения сопла относительно подложки. Можно отметить, что дорожка напыления обладает заметной шероховатостью, и, кроме того, край дорожки имеет «рваный» вид. Эти обстоятельства приводят к тому, что для получения сглаженного профиля необходимо проводить усреднение по достаточно большому числу данных. И даже этого оказывается недостаточно при высоких скоростях перемещения сопла. Для удобства профили нормировались на максимальную среднюю высоту. Можно заключить, что в широком диапазоне скоростей (от 10 до 200 мм/с) форма профиля остается одинаковой. Профиль, полученный при скорости 400 мм/с, оказывается несколько меньшей ширины и имеет большую относительную высоту неровностей. Его максимальная толщина оказывается сравнимой с размером частиц. Вообще говоря, это не профиль сплошного покрытия в общепринятом смысле. Для этого покрытия характерно наличие зон свободных от частиц. Это связано с тем, что при скорости 400 мм/с стадия активации поверхности подложки предварительными ударами частиц еще не успевает завершиться. Покрытие на этой стадии характеризуется скорее долей площади занятой частицами, чем толщиной, поскольку толщина имеет весьма условный характер.

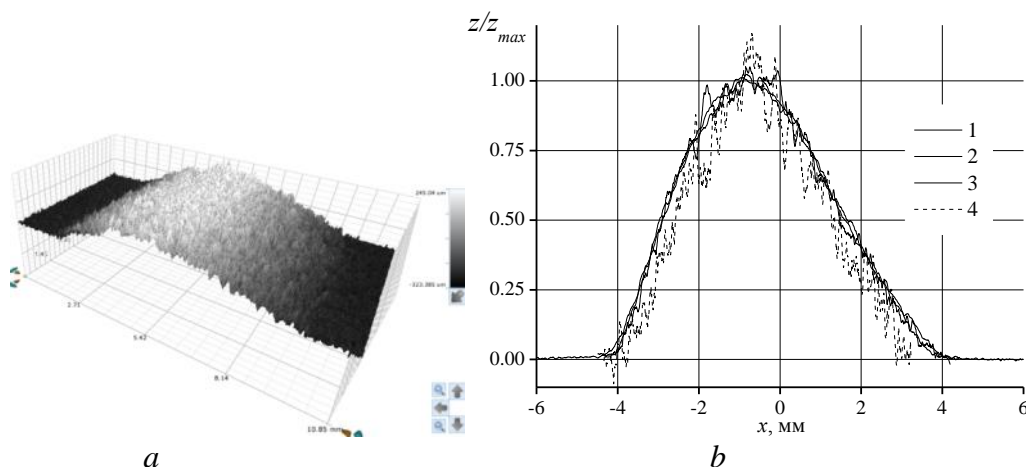


Рис. 2.2.9 Профилограмма (а) и усредненные профили (b) одиночной дорожки напыления при разных скоростях перемещения сопла относительно подложки.

1 – $u_n = 10$ мм/с, $z_{\max} = 700$ мкм, 2 – $u_n = 100$ мм/с, $z_{\max} = 110$ мкм, 3 – $u_n = 200$ мм/с, $z_{\max} = 45$ мкм, 4 – $u_n = 400$ мм/с, $z_{\max} = 12 - 15$ мкм.

Важное практическое значение имеет коэффициент напыления, определяемый как отношение массы покрытия к массе израсходованного порошка. Считается, что коэффициент напыления зависит в основном от скорости и температуры напыляемых частиц. Очевидно, что он должен зависеть и от скорости перемещения сопла относительно подложки. Это связано, во-первых, с тем, что от скорости зависит температура поверхности в пятне напыления. Во-вторых, на активацию единицы поверхности требуется определенное количество порошка, которое с увеличением скорости сопла может только увеличиваться. А количество порошка, выпадающего на единицу поверхности обратно пропорционально скорости сопла. Поэтому

доля порошка, идущего на активацию будет увеличиваться, а коэффициент напыления, соответственно, уменьшаться. На рис. 2.2.10 приведена зависимость коэффициента напыления от скорости перемещения сопла. Данные получены взвешиванием образцов до и после напыления.

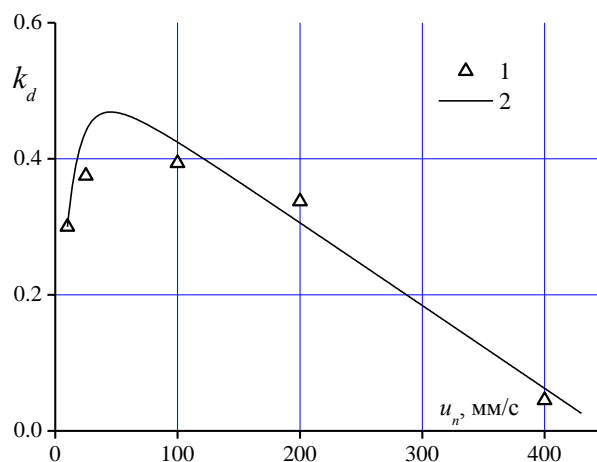


Рис. 2.2.10 Зависимость коэффициента напыления от скорости перемещения сопла.
1 – эксперимент, 2 – расчет.

Видно, что при высоких скоростях перемещения коэффициент напыления уменьшается. Причем существует критическая скорость перемещения, когда коэффициент напыления становится равным 0. Такое поведение коэффициента напыления объясняется наличием задержки напыления, когда первые падающие частицы не закрепляются на поверхности, а активируют ее. В этом случае рост покрытия описывается соотношением

$$m_c = \vartheta (m_p - m_a).$$

Здесь m_p – масса всех выпавших частиц, m_a – масса частиц, ушедших на активацию поверхности подложки, ϑ – вероятность, с которой частицы начинают закрепляться на поверхности после стадии активации. Рост покрытия начинается только в случае, если масса выпавших частиц больше массы, необходимой для активации. Учитывая, что m_p обратно пропорциональна скорости перемещения сопла, можно получить соотношение для коэффициента напыления

$$k_d = \vartheta \left(1 - \frac{u_n}{u_c} \right)$$

Здесь u_c – критическая скорость перемещения сопла, при которой коэффициент напыления становится равным 0. Линейная аппроксимация по трем экспериментальным точкам при 100, 200 и 400 мм/с позволяет определить величину $\vartheta \approx 0,55$ и $u_c \approx 450$ мм/с.

Интересно, что при малых скоростях также наблюдается уменьшение коэффициента напыления. Это связано с углом напыления – при малых скоростях толщина покрытия становится достаточно большой, так что образование покрытия фактически происходит на наклонной поверхности (рис. 2.2.11).

Это обстоятельство может быть учтено введением соответствующей поправки в выражение для коэффициента напыления

$$k_d = \vartheta \left[1 - [\beta \operatorname{tg}(\alpha)]^2 \right] \cdot \left(1 - \frac{m_a}{m_p} \right), \quad (2.2.1)$$

Здесь ρ_p – плотность частиц, w – ширина дорожки напыления, L – длина дорожки напыления. Поправка, связанная с влиянием угла удара частиц по поверхности покрытия может быть получена из следующих соображений.

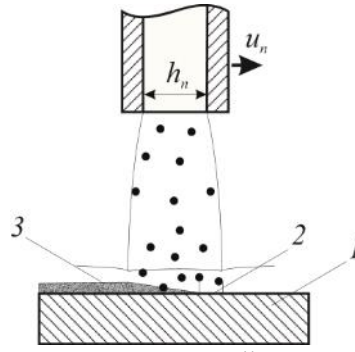


Рис. 2.2.11 Схема, иллюстрирующая образование одиночной дорожки напыления.
1 – подложка, 2 – зона активации, 3 – покрытие.

Известно, что зависимость коэффициента напыления от скорости удара частиц может быть описана зависимостью вида

$$k_d \sim \exp \left(- \frac{C}{v_p^2} \right).$$

Принимая, что нормальная скорость удара частиц по поверхности покрытия под углом уменьшается как $v_{pn} = v_p \cos(\alpha)$, (здесь под углом удара понимается угол между вектором скорости частиц и вектором поверхности покрытия, который, как это общепринято, определяется нормалью к этой поверхности) при малых углах, раскладывая экспоненту, получим

$$k_d \sim \exp \left(- \frac{C}{v_p^2 \cos^2 \alpha} \right) \sim 1 - \beta^2 \operatorname{tg}^2 \alpha.$$

Тангенс угла наклона в первом приближении оценим как

$$\operatorname{tg}(\alpha) = \frac{2z_m}{w} = \frac{4m_c}{\rho_p w^2 L} = \frac{4m_p}{\rho_p w^2 L} k_d,$$

где z_m – максимальная толщина покрытия, m_c – масса покрытия.

Выразив из соотношения (1) коэффициент напыления в явном виде, получим выражение

$$k_d = \frac{2\vartheta}{\bar{m}_p (\bar{m}_p - \bar{m}_a)} \left[\sqrt{1 + (\bar{m}_p - \bar{m}_a)^2} - 1 \right], \quad (2.2.2)$$

где $\bar{m}_p = \frac{8\vartheta G_V \beta}{w^2 u_n}$, $\bar{m}_a = \frac{8\vartheta G_V \beta}{w^2 u_c}$, $G_V = m_p / \rho_p$.

При малых скоростях перемещения сопла получим предельное выражение

$$k_d \rightarrow \frac{w^2 u_n}{4G_V \beta},$$

показывающее, что коэффициент напыления линейно увеличивается с увеличением скорости перемещения сопла и не зависит ни от вероятности закрепления частиц, ни от активационной массы. Последнее обстоятельство позволяет заключить, что больший нагрев подложки, характерный для малых скоростей перемещения, может проявиться только через коэффициент β . Ожидаемое увеличение ϑ и уменьшение m_a с ростом температуры подложки не изменит поведение коэффициента напыления при малых скоростях перемещения сопла. На рис. 2.2.10 приведена кривая, построенная по зависимости (2). Для наилучшего согласования с экспериментальными данными было принято $\beta = 3,546$. Видно, что расчетная кривая удовлетворительно описывает результаты экспериментов.

Проведенное исследование по формированию одиночной дорожки напыления при разных скоростях перемещения сопла относительно поверхности подложки позволяет заключить, что

профили одиночной дорожки в диапазоне скоростей перемещения сопла от 10 до 200 мм/с автоточны, т.е. одним только умножением на коэффициент могут быть приведены к единому виду. Но при скорости перемещения сопла выше 200 мм/с наблюдается изменение формы профиля.

Показана нелинейная зависимость коэффициента напыления от скорости перемещения сопла. При высоких скоростях перемещения масса выпавших частиц оказывается сравнимой с массой частиц, необходимой для активации поверхности. Это приводит к уменьшению измеряемого коэффициента напыления с ростом скорости перемещения вплоть до нуля. При малых скоростях перемещения формируются покрытия сравнительно большой толщины, причем тем толще, чем меньше скорость перемещения. Это приводит к тому, что частицы сталкиваются с поверхностью покрытия под углами несколько меньше 90 град, что в свою очередь приводит к уменьшению коэффициента напыления, причем тем большему, чем толще образуется покрытие, т.е. чем меньше скорость перемещения сопла. Поэтому при малых скоростях перемещения сопла предпочтительно направлять ось сопла под некоторым углом к подложке, так, чтобы частицы сталкивались с формирующейся поверхностью покрытия под углами как можно ближе к прямому.

2.2.4. Моделирование формирования профиля покрытия ХГН с учетом расхода порошка, геометрии сопла и условий сканирования на плоских и цилиндрических подложках, экспериментальная проверка результатов моделирования

Получение равномерного по толщине покрытия методом ХГН – одна из важных проблем. Типичное покрытие получают сканированием (т.е. многократным наложением одиночных дорожек со сдвигом), так как обычно размеры подложки много больше размеров сопла. В таком случае равномерность толщины конечного покрытия зависит от формы профиля (поперечного сечения) одиночной дорожки и шага сканирования. Форма профиля одиночной дорожки, в свою очередь, зависит от геометрии сопла и условий напыления: температуры и давления в форкамере, дистанции напыления, скорости перемещения сопла относительно подложки и расхода порошка. Отметим, что в целях повышения производительности напыления желательнее выбирать шаг сканирования как можно больше.

Целью настоящей работы является исследование возможности формирования сканированием равномерного профиля покрытия. Были экспериментально получены образцы покрытий и одиночных дорожек напыления, которые послужили в качестве опорных для отработки модели, с помощью которой были проведены расчеты профилей покрытий с различными шагами сканирования.

Наиболее близкой к данной работе можно назвать работу (Z. Cai, S. Deng, H. Liao, C. Zeng, G. Montavon The effect of spray distance and scanning step on the coating thickness uniformity in cold spray process // JTST V. 23(3), 2014. p. 354-362.), в которой авторы, приняв аппроксимацию профиля одиночной дорожки функцией Гаусса, рассчитали несколько случаев и сравнили с экспериментальными результатами. Следует заметить, что профиль одиночной дорожки не всегда может быть аппроксимирован функцией Гаусса (хотя бы из-за асимметрии), и в то же время результаты сильно зависят от метода аппроксимации одиночной дорожки.

В нашей работе впервые предлагается использовать для аппроксимации профиля одиночной дорожки преобразование Фурье. Подробно методика представлена ниже. В данной работе использовался оптический профилометр ContourGT (Bruker, США), который позволяет проводить компьютерный сбор и обработку данных. Это приводит к тому, что экспериментальный профиль представляется в виде вектора (x_i, y_i) , где первая величина – координата поперек одиночной дорожки, а вторая – высота одиночной дорожки. Согласно общему правилу для преобразования Фурье, по данным о профиле одиночной дорожки напыления (x_i, y_i) определим две функции от некоторого аргумента (омега), физический смысл которого (пространственная частота, мм⁻¹) в нашем случае не имеет особого значения.

$$a(\omega) = \sum_{i=0}^N y_i \cos(\omega x_i) \Delta x_i, \quad b(\omega) = \sum_{i=0}^N y_i \sin(\omega x_i) \Delta x_i \quad (2.2.3).$$

В данном случае суммы заменяют собой интеграл преобразования Фурье.

Сглаженный профиль одиночной дорожки пропорционален выражению

$$\tilde{g}(x) = \int_{-\Omega}^{+\Omega} a(\omega) \cos(\omega x) d\omega + \int_{-\Omega}^{+\Omega} b(\omega) \sin(\omega x) d\omega, \quad (2.2.4)$$

где пределы интегрирования выбираются достаточными, чтобы аппроксимация профиля была близка к экспериментальному.

Определение пределов интегрирования является одной из задач моделирования, ниже мы покажем, на что они влияют. Если экспериментальный профиль имеет максимальную величину h_{cm} при $x = 0$, то аппроксимирующий профиль будет определяться выражением

$$g(x) = \tilde{h}_{cm} \int_{-\Omega}^{+\Omega} a(\omega) \cos(\omega x) d\omega + \tilde{h}_{cm} \int_{-\Omega}^{+\Omega} b(\omega) \sin(\omega x) d\omega, \quad (2.2.5)$$

где $\tilde{h}_{cm} = \frac{h_{cm}}{\tilde{g}(0)}$.

Гладкий профиль покрытия после наложения одиночных дорожек с заданным шагом s определяется выражением (это предположение, точнее приближение, когда принимается, что коэффициент напыления не меняется от того на поверхности подложки или покрытия формируется покрытие)

$$h(x) = \sum_{k=0}^n g(x - ks) \quad (2.2.6)$$

Подставим (2.2.5) в (2.2.6), получим

$$h(x) = \tilde{h}_{cm} \sum_{k=0}^n \int_{-\Omega}^{+\Omega} a(\omega) \cos(\omega(x - ks)) d\omega + \tilde{h}_{cm} \sum_{k=0}^n \int_{-\Omega}^{+\Omega} b(\omega) \sin(\omega(x - ks)) d\omega$$

и внесем знак суммы под интеграл

$$h(x) = \tilde{h}_{cm} \int_{-\Omega}^{+\Omega} a(\omega) \left(\sum_{k=0}^n \cos(\omega(x - ks)) \right) d\omega + \tilde{h}_{cm} \int_{-\Omega}^{+\Omega} b(\omega) \left(\sum_{k=0}^n \sin(\omega(x - ks)) \right) d\omega$$

Согласно известной формуле распишем тригонометрические функции

$$\cos(\omega x - k\omega s) = \cos(\omega x) \cos(k\omega s) + \sin(\omega x) \sin(k\omega s)$$

$$\sin(\omega x - k\omega s) = \cos(\omega x) \sin(k\omega s) - \sin(\omega x) \cos(k\omega s)$$

тогда

$$h(x) = \tilde{h}_{cm} \int_{-\Omega}^{+\Omega} a(\omega) \cos(\omega x) \left(\sum_{k=0}^n \cos(k\omega s) \right) d\omega + \tilde{h}_{cm} \int_{-\Omega}^{+\Omega} a(\omega) \sin(\omega x) \left(\sum_{k=0}^n \sin(k\omega s) \right) d\omega +$$

$$+ \tilde{h}_{cm} \int_{-\Omega}^{+\Omega} b(\omega) \cos(\omega x) \left(\sum_{k=0}^n \sin(k\omega s) \right) d\omega + \tilde{h}_{cm} \int_{-\Omega}^{+\Omega} b(\omega) \sin(\omega x) \left(\sum_{k=0}^n \cos(k\omega s) \right) d\omega$$

Следующая формула известна как ядро Дирихле:

$$\sum_{k=0}^n \cos(k\omega s) = \frac{\sin\left(\left(n + \frac{1}{2}\right)\omega s\right)}{2 \sin\left(\frac{\omega s}{2}\right)} + \frac{1}{2} = f_c(\omega s), \text{ если } \omega s \neq 0$$

если $\omega s = 0$, то сумма косинусов равна $n + 1$;

и сопряженное ядро Дирихле:

$$\sum_{k=0}^n \sin(k\omega s) = \frac{\cos\left(\frac{\omega s}{2}\right) - \cos\left(\left(n + \frac{1}{2}\right)\omega s\right)}{2 \sin\left(\frac{\omega s}{2}\right)} = f_s(\omega s).$$

Подстановка дает следующее выражение:

$$h(x) = \tilde{h}_{cm} \int_{-\Omega}^{+\Omega} a^*(\omega) \cos(\omega x) d\omega + \tilde{h}_{cm} \int_{-\Omega}^{+\Omega} b^*(\omega) \sin(\omega x) d\omega,$$

Где $a^*(\omega, s) = a(\omega) f_s(\omega s) + b(\omega) f_s(\omega s)$, $b^*(\omega, s) = a(\omega) f_s(\omega s) + b(\omega) f_s(\omega s)$

Это выражение представляет собой плотность распределения частиц по поверхности подложки, которое получится при сканировании с постоянным шагом. Как отмечалось выше, если предполагать, что толщина покрытия пропорциональна плотности распределения частиц, то выражение описывает сглаженный профиль покрытия, полученного сканированием.

Отметим, что при $n = 0$ получим аппроксимацию одиночного профиля. Сравнением с ним определим коэффициент $\tilde{h}_{cm} = \frac{h_{cm}}{\tilde{g}(0)}$. Дополнительными экспериментами было проверено, что

скорость сканирования влияет только на высоту одиночной дорожки, а профиль остается одинаковым. Т.е. при моделировании разной скорости сканирования достаточно просто изменять этот коэффициент. Естественно, что большей скорости сканирования соответствует меньшая толщина одиночной дорожки, следовательно меньшая величина этого нормировочного коэффициента. В первом приближении можно принять, что толщина профиля одиночной дорожки обратно пропорциональна скорости сканирования.

На рис. 2.2.12 представлены результаты моделирования. В качестве выходной величины определялась «высота волны», т.е. разница между максимальной и минимальной толщиной покрытия. Данные приведены для одиночной дорожки, полученной в эксперименте при скорости сканирования 25 мм/с (см. рис. 2.2.9). Использовалось осесимметричное сопло, давление торможения 3,0 Мпа, температура торможения воздуха 400°C, напыляемый порошок медь ПМС-1 (дендритной формы, средний размер около 60 мкм).

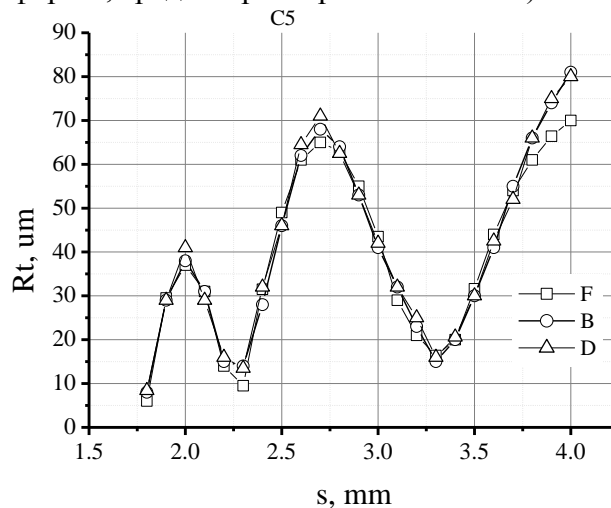


Рис. 2.1.12 Результаты расчетов при разной частоте обрезки $W=4,8,16$.

Из рис. 2.1.12 видно, что имеются шаги сканирования, при которых образуется покрытие с минимальным разбросом по толщине, например, при шагах 2,3 и 3,3 мм. При этом разброс достигает очень малых величин, около 15 мкм. Если увеличивать скорость сканирования, то эта величина станет еще меньше. При этом конечно уменьшится и общая толщина покрытия.

Как видно, величина частоты обрезки оказывает некоторое влияние на результаты расчета, что особенно заметно в области больших шагов. В данном случае оказалось, что для частот обрезки 8 и 16 мм⁻¹ результаты практически совпадают. Отметим, здесь, что высокие частоты обрезки влияют на 1) время расчета, чем больше частота обрезки, тем дольше идет расчет и 2) на гладкость профиля, чем выше частота обрезки, тем менее сглаженным оказывается профиль, аппроксимирующий профиль начинает повторять случайные выбросы на экспериментальном профиле, что искажает реальную картину, и может приводить к неправильным результатам моделирования. В настоящее время затруднительно априори рекомендовать критерий, на основании которого можно было бы заключить наилучшую величину частоты обрезки. Однако, можно дать рекомендацию, что уже на стадии измерения профиля одиночной дорожки необходимо проводить максимально возможное сглаживание, путем осреднения большого количества экспериментальных измерений.

Впервые построена модель образования покрытия методом сканирования с заданным шагом и скоростью, используя преобразование Фурье. На примере экспериментального профиля одиночной дорожки расчетами показано, что существуют оптимальные шаги сканирования, при которых покрытие оказывается наиболее ровным по толщине.

Оптимальные шаги рекомендуется выбирать при практическом напылении покрытий.

В общем случае оптимальные шаги зависят от геометрии сопла и условий напыления, но не зависят от скорости сканирования при прочих равных условиях.

2.3. Экспериментальное исследование особенностей процесса холодного газодинамического напыления через маску

2.3.1. Проектирование и изготовление экспериментального стенда

Основной задачей работы было исследовать возможность нанесения покрытия в условиях, когда маска оторвана от поверхности подложки. Спроектирован и изготовлен экспериментальный стенд, позволяющий наносить покрытия через маску в виде круглого цилиндра, ось которого ортогональна оси потока и параллельна плоскости подложки (рис. 2.3.1а). Маска-струна диаметром 0,35 мм упруго растягивалась на массивной рамке, к которой жестко крепилась подложка (рис. 2.3.1б).

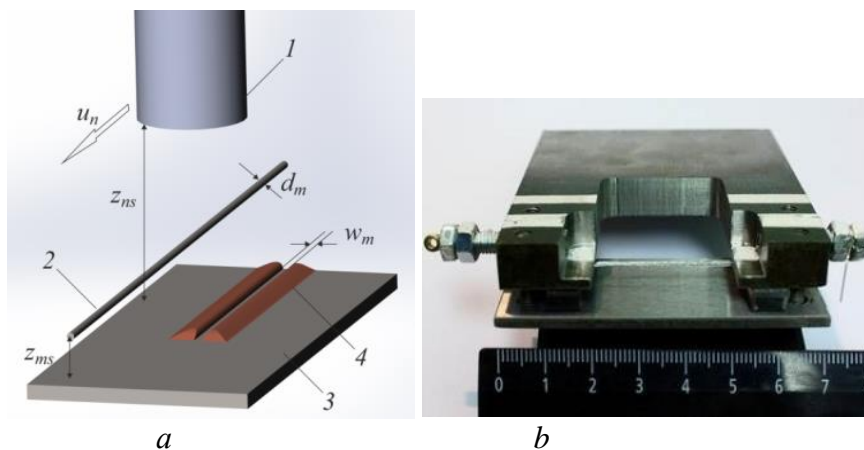


Рис. 2.3.1 Схема эксперимента по напылению с маской (а), общий вид маски-струны, рамки и подложки в сборе (б).

Подложки представляли собой стальные шлифованные пластины размером 30 × 70 мм. Для формирования покрытия использовался порошок алюминия АСД-1. Дистанция от маски до подложки z_{ms} менялась от 4 до 14 мм при постоянной дистанции сопло-маска 26 мм. Дистанция напыления z_{ns} , соответственно, составляла 30 – 40 мм.



Рис. 2.3.2 Робот KUKA KR 16-2 с закрепленным на нем узлом ХГН.

Стенд был укомплектован установкой ХГН, оборудованной коническим керамическим соплом Лавалья с диаметром критического сечения 3 мм, диаметром выходного сечения 5,5 мм, длиной сверхзвуковой части 100 мм. В качестве несущего газа использовался воздух с параметрами: температура торможения 500 К, давление торможения 1,7 МПа. Сопло вместе с нагревателем газа монтировалось на промышленном роботе KUKA KR 16-2 (KUKA Roboter GmbH, Германия), как показано на рис. 2.3.2, и перемещалось параллельно подложке с постоянной скоростью 10 мм/с. Такая схема позволяет с высокой точностью контролировать скорость перемещения сопла и позиционировать его относительно маски и подложки.

2.3.2. Исследование газодинамики натекания сверхзвуковой струи на маску

Проведены измерения скорости частиц алюминия, цинка и меди в близких к ХГН условиях в окрестности маски в виде цилиндра диаметром 1 мм, установленной на дистанции 10 мм от поверхности подложки. Ускорение частиц осуществлялось воздухом с температурой торможения 300 К и давлением торможения 1,5 МПа. Для измерения скоростей частиц использовался трех-экспозиционный теневой время-пролетный метод.

В качестве примера на рис. 2.3.3 показана картина скоростей частиц, полученная наложением всех зафиксированных векторов изображений частиц. Поэтому следует обратить внимание, что поток частиц в реальности намного разреженнее, чем это представлено на рисунке. Это в свою очередь позволяет исключить влияние столкновений частиц друг с другом в потоке.

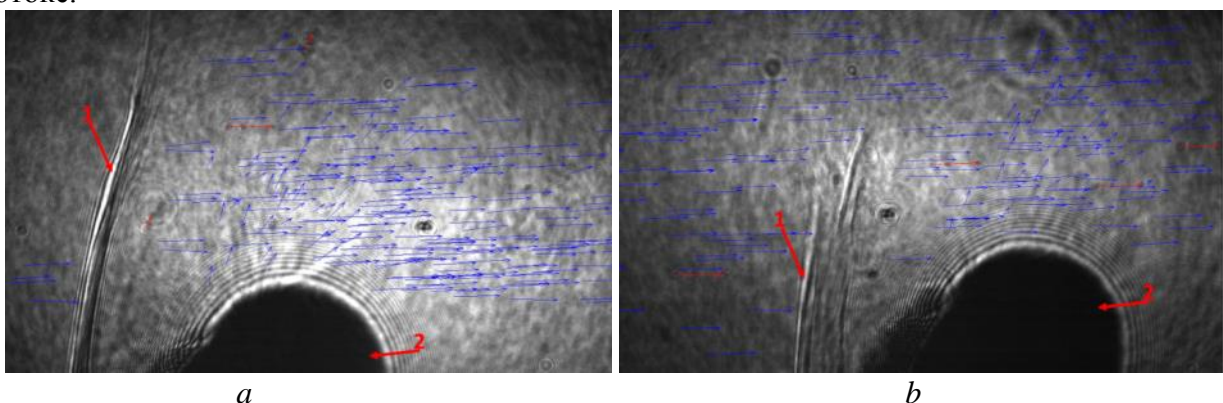


Рис. 2.3.3 Картина движения частиц алюминия (a) и меди (b) в окрестности маски.

1 – головная ударная волна перед маскирующим телом, 2 – маскирующее тело.

На рис. 2.3.3 видны отраженные частицы, пересекающие поток частиц из сопла, видна также головная ударная волна перед маскирующим телом и граница отрывной зоны. Обработка подобных фотографий позволила получить функции распределения частиц (набегающих, проходящих и отражённых от маски) по скоростям и углам.

В таблице 2.3.1 представлены результаты статистической обработки измерений абсолютной величины и направления скорости частиц. Здесь v_p - абсолютная скорость частиц, v_{py} - поперечная составляющая скорости частиц, α_p - угол движения к продольной составляющей скорости частиц, sd – стандартное отклонение, m - среднее значение, после знака \pm приведена ошибка среднего значения (se). Углы указаны в градусах, скорость в м/с.

Таблица 2.3.1

| Позиция | Параметры | Al | | Cu | |
|------------|-------------------|-----------------|------|-----------------|------|
| | | m | sd | m | sd |
| Набегающие | v_p , м/с | $394 \pm 4,6$ | 28 | $371,5 \pm 2,3$ | 30,7 |
| | α_p , град | $1,65 \pm 0,31$ | 1,9 | $1,96 \pm 0,11$ | 1,48 |
| Проходящие | v_p , м/с | $388 \pm 1,4$ | 32,6 | $363 \pm 0,9$ | 32,9 |
| | α_p , град | $2,03 \pm 0,09$ | 2,16 | $2,2 \pm 0,04$ | 1,6 |
| Отраженные | v_p , м/с | $165,5 \pm 6,2$ | 45,5 | $196 \pm 3,2$ | 57,4 |
| | α_p , град | $42,2 \pm 2,2$ | 16,2 | $42 \pm 0,8$ | 14 |
| | v_{py} , м/с | $106,5 \pm 6,4$ | 47,5 | $121 \pm 2,0$ | 35,8 |

При статистической обработке результатов измерений к потоку отраженных частиц относились частицы, летящие под углами более 10 град, остальные относились к потоку проходящих частиц. Анализ полученных данных позволяет заключить следующее. Скорость проходящих частиц отличается от скорости набегающих частиц менее, чем на 10 м/с и в среднем равна для Al ~ 390 м/с, для Cu ~ 370 м/с. Стандартное отклонение также оказалось примерно одинаковым и равным ~ 30 м/с. Стандартное отклонение по углу для всех порошков оказалось в пределах 1,5 – 2 град. Согласно результатам статистической обработки отраженные частицы имеют сравнительно низкие скорости 170 - 200 м/с, средние углы ~ 45 град со стандартным отклонением ~15 град, что позволяет предположить, что они не смогут закрепиться на подложке как в силу малых скоростей удара, так и в силу больших углов удара (другими словами они не участвуют в формировании покрытия в окрестности затененной зоны).

2.3.3. Исследование процесса напыления через маску

Представлены экспериментальные результаты по изучению образования покрытия при холодном газодинамическом напылении за маской с поперечным размером 0,3 – 1 мм, расположенной на различных расстояниях от подложки. Измерены профили покрытий в окрестности затененной области на поверхности преграды. На примере напыления порошков алюминия и меди показано, что для получения четкой зоны без покрытия маска должна располагаться на расстоянии от подложки менее предельного, определяемого параметрами напыления. В зависимости от параметров напыления с увеличением дистанции установки маски может наблюдаться как монотонное уменьшение ширины маскированной зоны, так и ее увеличение на некоторых дистанциях.

Эксперименты проводились с использованием порошков алюминия АСД-1, и меди ПМС-1. В экспериментах использовалось коническое керамическое сопло с диаметром критического сечения 3 мм, выходного сечения $D_{ex} = 5,5$ мм и длиной сверхзвуковой части 100 мм. Форкамерно-сопловой узел с нагревателем газа крепился на 6-осевом роботе Kuka KR 16-2 (Германия). Измерение ширины маскированной зоны w_m проводилось с помощью оптического Axio Scope.A1 и электронного EVO M16 микроскопов (Carl Zeiss, Германия), а также бесконтактного интерференционного оптического профилометра ContourGT-K1 (Bruker, США).

При напылении порошков температура воздуха устанавливалась равной $T_0 = 500$ К для алюминия и $T_0 = 600$ К для меди. В качестве подложек использовались шлифованные стальные пластины размером $30 \times 70 \times 3$ мм. Перед напылением поверхность подложек очищалась спиртом.

В качестве маски использовались стальные нити диаметром $d_m = 0,3, 0,5$ и 1 мм, натянутые параллельно поверхности подложки. Дистанция установки маски от поверхности подложки z_{ms} варьировалась в пределах $2 - 14$ мм. Дистанция от среза сопла до поверхности подложки z_{ns} была одинакова во всех экспериментах и равна 30 мм. Поток из сопла направлялся перпендикулярно поверхности подложки, ось сопла пересекалась с осью маски. Сопло двигалось вдоль маски со скоростью $u_n = 10$ мм/с.

На рис. 2.3.4 в качестве примера приведены фотографии внешнего вида образцов с покрытием (*a, b, c*) и поверхности в окрестности маскированной области при нанесении покрытия из алюминия в присутствии маски диаметром $0,3$ мм (*d, e, f*).

Видно, что при малых дистанциях z_{ms} под маской формируется четкая зона без покрытия. При дистанции $z_{ms} = 15d_m$ наблюдаются частицы, закрепившиеся на поверхности внутри маскированной области, однако сплошного заполнения еще не происходит. На более дальних дистанциях происходит сплошное заполнение частицами маскированной области. С увеличением диаметра маски запыление маскированной области начинается на более дальних дистанциях (см. ниже).

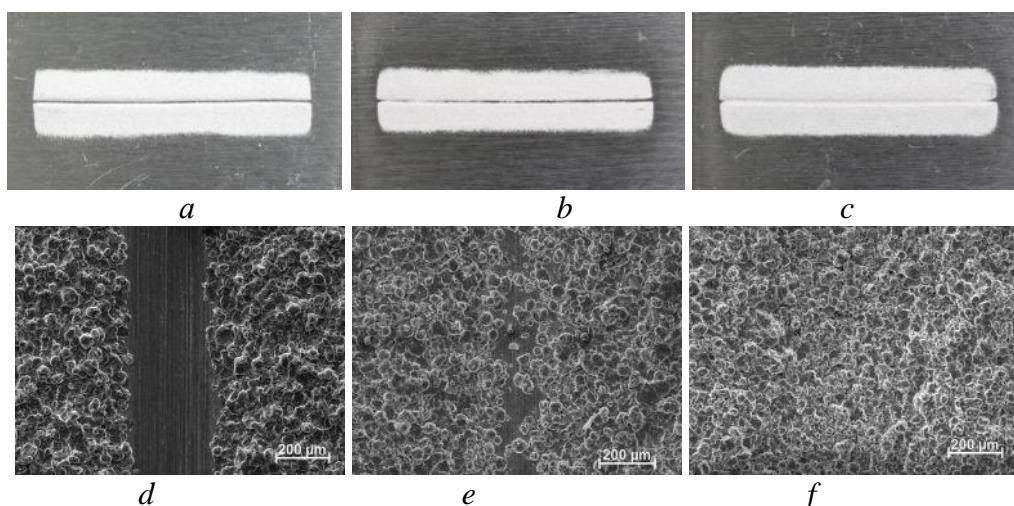


Рис. 2.3.4 Внешний вид дорожек напыления алюминия (*a, b, c*) и электронные микрофотографии поверхности маскированной области этих дорожек (*d, e, f*) при увеличении расстояния между маской и поверхностью подложки. $d_m = 0,3$ мм, $z_{ns} = 30$ мм, *a, d* – $z_{ms} = 10d_m$, *b, e* – $z_{ms} = 15d_m$, *c, f* – $z_{ms} = 20d_m$.

С помощью программного пакета Zeiss ZEN blue на фотографиях, полученных с помощью оптического микроскопа, была измерена ширина маскированных зон для использованных материалов, различных диаметров маски и дистанции маска-подложка z_{ms} . Средняя ширина маскированной зоны рассчитывалась по 4 значениям, измеренным на равноудаленных дистанциях от краев изображения (см. рис. 2.3.5). В качестве крайних точек выбирались границы частиц, за которыми не наблюдалось поверхности подложки. Отдельно лежащие частицы, окруженные участками открытой поверхности подложки, в расчет не принимались.

Верификация данных, полученных с помощью оптического микроскопа, проводилась выборочным измерением ширины маскированной зоны на профилометре. Для этого снимался профиль участка поверхности в окрестности маскированной зоны шириной $1,73$ мм (пример представлен на рис. 2.3.6*a*), На рис. 2.3.6*b* показан профиль вдоль одной из линий,

перпендикулярных оси маски, а на рис. 2.3.6с показан усредненный по всем линиям профиль, на котором и измерялась ширина маскированной зоны.

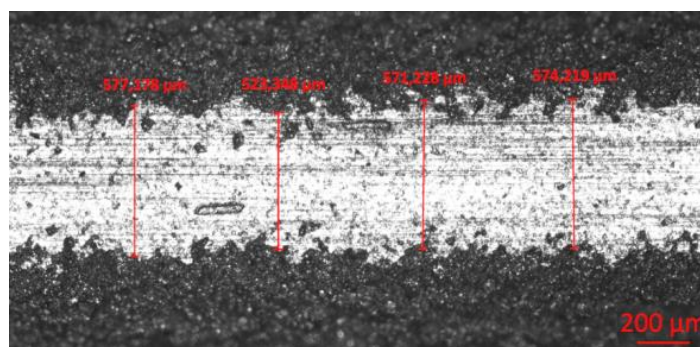


Рис. 2.3.5 Иллюстрация метода измерения ширины маскированной зоны по фотографии зоны напыления под маской диаметром 1 мм, $z_{ms} = 15d_m$, алюминий, ОМ Zeiss Axio Scope.A1.

Результаты измерений, полученные с помощью профилометра, отличались от результатов, полученных на оптическом микроскопе, не более чем на 10%. Поэтому в работе основным был выбран более быстрый и простой метод измерения с помощью оптического микроскопа.

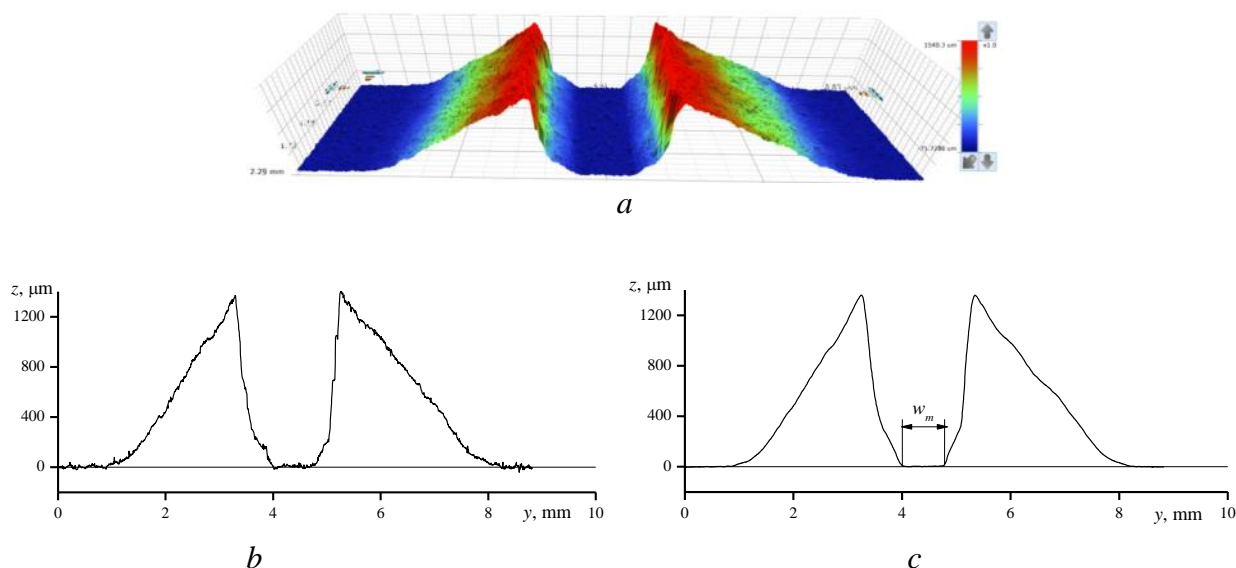


Рис. 2.3.6 Профиль поверхности в окрестности маскированной зоны: трехмерный вид (*a*), профиль, соответствующий одной из линий, перпендикулярных оси маски (*b*) и усредненный по всем линиям профиль (*c*). Алюминий, $d_m = 1$ мм, $z_{ms} = 4d_m$.

На рис. 2.3.7а представлены данные измерений ширины маскированной зоны для частиц алюминия в зависимости от дистанции от маски до подложки. Величины нормированы на диаметр маски. На рис. 2.3.7б представлены данные для частиц меди. Видно, что есть участок увеличения ширины затененной зоны с увеличением дистанции от маски до подложки, что качественно отличается от результатов для алюминия. Как видно данные, как для алюминия, так и для меди неплохо обобщаются в нормированных координатах.

Обратим внимание на практическую значимость полученных результатов. Из них следует, что можно проводить напыление с помощью масок, располагаемых на некотором расстоянии от подложки. Предельное расстояние зависит от условий напыления. Например, в условиях проведенных экспериментов по напылению алюминия это расстояние следует выбирать не более $\sim 10d_m$, а в условиях напыления меди оно может быть увеличено до 25 – 30 d_m . Более четкая граница получается при минимальных расстояниях, но при этом расстояние от маски до подложки должно быть больше толщины покрытия.

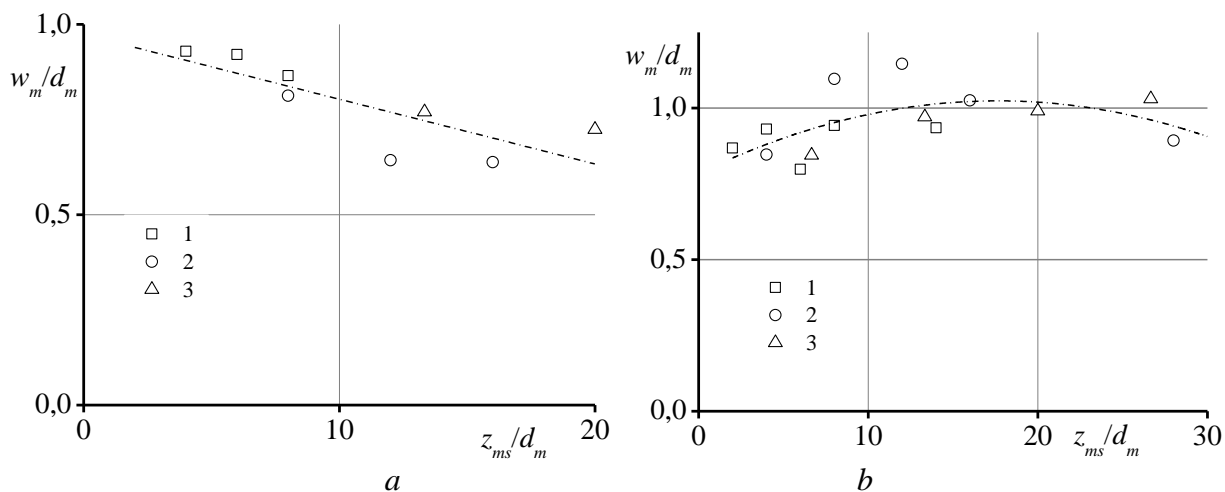


Рис. 2.3.7 Обобщенные данные экспериментов. 1 – $d_m = 1$ мм, 2 – $d_m = 0,5$ мм, 3 – $d_m = 0,3$ мм. a – частицы алюминия, b – частицы меди.

Экспериментально изучено образование покрытия при холодном газодинамическом напылении за маской с поперечным размером 0,3 – 1 мм, расположенной на различных расстояниях от подложки. Получены образцы покрытий и измерены их профили в окрестности затененной области на поверхности преграды.

На примере напыления порошков алюминия и меди показано, что для получения четкой зоны без покрытия маска должна располагаться на расстоянии от подложки менее предельного, определяемого параметрами напыления. Наиболее четкая граница маскированной зоны получается при минимальном расстоянии установки маски, которое зависит, в первую очередь, от толщины покрытия. В зависимости от параметров напыления с увеличением дистанции установки маски может наблюдаться как монотонное уменьшение ширины маскированной зоны, так и ее увеличение на некоторых дистанциях. Экспериментальные данные могут быть обобщены нормировкой на поперечный размер маски при прочих равных условиях.

2.3.4. Оптимизация процесса напыления через маску с целью получения рисунка с высоким пространственным разрешением

Ранее было показано, что для получения зоны без покрытия маску (стальную нить диаметром 0,3 – 1 мм) можно располагать на некотором расстоянии от подложки (2 – 14 мм), при этом в зависимости от параметров напыления (материала частиц и температуры рабочего газа) с увеличением дистанции установки маски может наблюдаться как монотонное уменьшение ширины маскированной зоны, так и ее увеличение на малых дистанциях. Для объяснения полученных закономерностей потребовалось провести дополнительные эксперименты, построить модель явления, провести расчеты и сравнить их с полученными экспериментальными результатами.

Обнаруженное в эксперименте наличие распределения набегающих и проходящих частиц по углу движения (со стандартным отклонением 1,5 – 2 град) в струе было принято в качестве основной гипотезы для объяснения результатов экспериментов с напылением покрытий. Для проверки этой гипотезы была разработана модель, основные положения которой представлены в работе (С.В. Клинков, В.Ф. Косарев, Н.С. Ряшин, В.С. Шикалов *Моделирование холодного газодинамического напыления за маской. // Теплофизика и аэромеханика. 2017. № 1. В печати.*), и проведены расчеты, результаты которых сравниваются далее с результатами экспериментов.

Получена зависимость ширины маскированной зоны безразмерном виде

$$\frac{w_m}{d_m} = 1 + 2 \left(2 \frac{N_a}{N_p} - 1 \right) \sigma_\eta \sqrt{2} \frac{z_{ms}}{d_m}.$$

Легко видеть, что имеются два предельных случая. Первый случай, когда $N_p \approx N_a$ (подчеркнем еще раз, что покрытие образуется только когда $N_p > N_a$), тогда

$$\frac{w_m}{d_m} \approx 1 + 2\sqrt{2}\sigma_\eta \frac{z_{ms}}{d_m}.$$

Второй случай, когда $N_p \gg N_a$, тогда

$$\frac{w_m}{d_m} \approx 1 - 2\sqrt{2}\sigma_\eta \frac{z_{ms}}{d_m}.$$

Другими словами, если число выпавших частиц сравнимо с необходимым для активации, то будет наблюдаться увеличение ширины затененной зоны с увеличением дистанции (именно такой случай реализовался в экспериментах с напылением медного порошка, см. рис. 2.3.8*b*), и, наоборот, при очень большом числе частиц будет наблюдаться уменьшение этой ширины (как это произошло в случае напыления порошка алюминия, см. рис. 2.3.8*a*). Отметим, еще раз, что полученные в ходе экспериментов зависимости ширины маскированной зоны от удаления от поверхности подложки соответствуют частным случаям (определяемым выбранной скоростью перемещения сопла и объемного расхода порошка). При других условиях могут быть получены кривые, лежащие между двумя теоретически рассмотренными выше случаями.

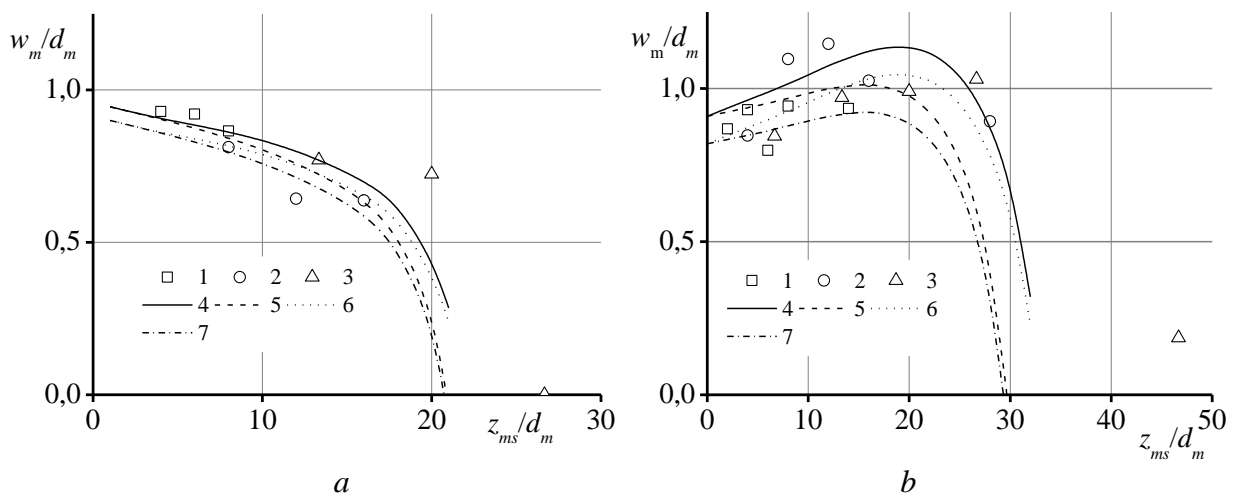


Рис. 2.3.8 Обобщенные данные экспериментов и расчетные кривые. 1 – $d_m = 1$ мм, 2 – $d_m = 0,5$ мм, 3 – $d_m = 0,3$ мм, 4 – $\tilde{w}_{m0.5}$, $d_m = 1$ мм, 5 – $\tilde{w}_{m0.1}$, $d_m = 1$ мм, 6 – $\tilde{w}_{m0.5}$, $d_m = 0,5$ мм, 7 – $\tilde{w}_{m0.1}$, $d_m = 0,5$ мм. (1 – 3) – эксперимент, (4 – 7) – расчет. *a* – частицы алюминия, *b* – частицы меди.

На рис. 2.3.8*a* представлены данные для частиц алюминия. На этом же рисунке приведены расчетные результаты. Параметры расчета были: $G_V = 0,25$ см³/с, $k_d = 0,2$, $d_p = 30$ мкм, $\tilde{N}_a = 21$. Значения G_V , k_d и d_p , взяты типичными для экспериментов, \tilde{N}_a подбиралось в ходе расчетов.

На рис. 2.3.8*b* представлены данные для частиц меди (параметры расчета: $G_V = 0,1$ см³/с, $k_d = 0,5$, $d_p = 60$ мкм, $\tilde{N}_a = 6$). Видно, что есть участок увеличения ширины затененной зоны с увеличением дистанции от маски до подложки, что качественно отличается от результатов для алюминия. Как видно данные качественно согласуются с данными расчетов.

Проведены визуализация и измерение скорости движения частиц различных порошков в окрестности маски. Результаты позволяют заключить, что:

– Можно исключить влияние столкновений частиц друг с другом в потоке.

- Абсолютная величина скорости проходящих частиц практически не отличается от скорости налетающих частиц.
- Стандартное отклонение направления скорости частиц по углу лежит в пределах 1,5 – 2 град.
- Поток отраженных маской частиц движется прямолинейно со сравнительно низкими скоростями (примерно в 2 раза ниже скорости проходящих частиц) под сравнительно большими средними углами 40 - 55 град к оси струи, разворота частиц в сторону подложки не наблюдается, что позволяет исключить их влияние на процесс формирования покрытия.

Разработана модель формирования покрытия за маской с учетом распределения частиц по углу движения в струе и проведены расчеты, результаты которых согласуются с результатами экспериментов. На основании модели показано, что:

- Если число выпавших частиц сравнимо с числом частиц необходимых для активации поверхности подложки, то происходит сначала увеличение ширины маскированной зоны с увеличением дистанции, и затем ее уменьшение и полное запыление.
- Если число выпавших частиц намного превосходит число частиц необходимых для активации поверхности подложки, то происходит только уменьшение ширины маскированной зоны с увеличением дистанции.

2.4. Математическое моделирование физико-механических процессов при ХГН

2.4.1. Численное моделирование течения газа и ускорения микрочастиц в радиальном сопле в методе ХГН

Разработана методика расчета течения двухфазной смеси газ – частицы в радиальном сопле для условий ХГН. Радиальное сопло представляет собой два соосно расположенных диска, между которыми происходит ускорение газа и частиц. Вытекающая из радиального сопла сверхзвуковая струя натекает на поверхность трубы, в которую помещено сопло. Течение газа описывается $SST k - \omega$ моделью турбулентности, движение частиц – траекторной моделью крупных частиц. Проведены модельные расчеты в осесимметричном приближении. Качественное сравнение расчетов с экспериментом показывает применимость данного приближения в задаче ХГН. Проведены численные расчеты натекания сверхзвуковой двухфазной струи, вытекающей из радиального сопла на внутреннюю поверхность трубы. Показано, что частицы меди диаметром 5 мкм имеют скорость соударения порядка 400 м/с. Исследовано течение сверхзвуковой струи, вытекающей из радиального сопла. Показано, что на расстоянии 5 толщин сопла в струе развиваются изгибные колебания, после чего струя теряет устойчивость. Несимметричные возмущения в струе создаются ударной волной, возникающей в радиальном сопле в точке присоединения пограничного слоя. Результаты расчетов подтверждают потерю устойчивости струи, наблюдаемую в эксперименте.

2.4.2. Численное моделирование газодинамической структуры течения и ускорения микрочастиц в радиальном сопле в методе ХГН

Для нанесения покрытия на внутреннюю поверхность трубы методом ХГН предложено использовать плоские радиальные сопла. Следует отметить, что в литературе отсутствуют данные по структуре течения газа в радиальном сопле и взаимодействия сверхзвуковой струи со стенкой трубы. Ранее в 2013 г. было исследовано течение газа в радиальном сопле и истечение сверхзвуковой струи в затопленное пространство. В этом 2014 г. решена полная задача, включающая расчет течения газа в радиальном сопле и натекание сверхзвуковой струи на внутреннюю поверхность трубы. Ниже представлены результаты численного моделирования осесимметричного двухфазного течения воздуха и микрочастиц Al в плоском радиальном сопле и его натекания на внутреннюю поверхность трубы.

Расчет течения газа производился по неявной схеме второго порядка точности с использованием пакета FLUENT. При расчете движения частиц использовался оригинальный пакет авторов работы.

На рис. 2.4.1а показана рассчитанная картина течения газа в плоском радиальном сопле и натекание сверхзвуковой струи на внутреннюю поверхность трубы. Геометрические размеры сопла и трубы, а так же параметры газа в форкамере совпадали с экспериментом: расстояние между стенками сопла 2 мм, расстояние от среза сопла до поверхности трубы – 4 мм, давление в форкамере 2,5 МПа, температура – 300 К.

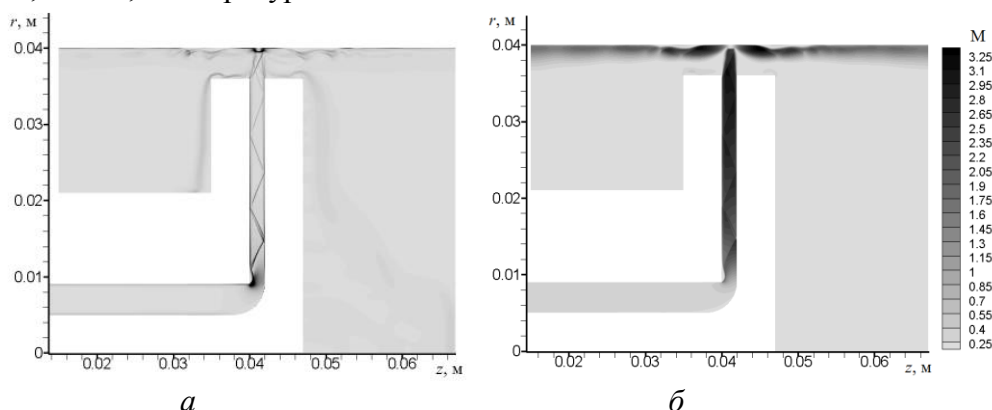


Рис. 2.4.1 Результаты расчета поля течения газа в радиальном сопле и выше сопла:
a – поле $|\nabla\rho|(r, z)$; *б* – поле числа Маха $M(r, z)$.

Из рис. 2.4.1 видно, что газ ускоряется в радиальной части сопла до сверхзвуковой скорости. Звуковая линия располагается на входе в радиальную часть сопла. В окрестности угловой точки происходит отрыв потока. В области присоединения возникает косая ударная волна, которая отражается от стенок канала, вызывает отрывы пограничного слоя. В точках присоединения образуются новые косые ударные волны, которые распространяются к выходному сечению сопла. Вытекающая из сопла сверхзвуковая струя натекает на стенку трубы, перед которой формируется отраженная ударная волна, за которой имеется область дозвукового течения газа. В этой области газ разворачивается вдоль стенки и ускоряется в волнах разрежения до сверхзвуковой скорости. Отметим несимметричный (относительно середины сопла) характер течения газа, возникающий за счет ударной волны, описанной выше.

При моделировании ускорения микрочастиц использовалась континуально – дискретная модель, разработанная ранее авторами данной работы. Микрочастицы вводились в поток на входе в горизонтальный кольцевой канал, двигались вдоль оси кольцевого канала, попадали в радиальный канал (рис. 2.4.2а). После соударения микрочастиц с внешней стенкой канала, они ускорялись в радиальном канале до скорости 400 м/с – 500 м/с (рис. 2.4.2б). После вылета из канала, микрочастицы пересекали фронт ударной волны, отраженной от стенки трубы. Попадали в область дозвукового течения газа, в котором происходило их торможение. Из рис. 2.4.2б видно, что скорость соударения микрочастиц со стенкой трубы порядка 400 м/с.

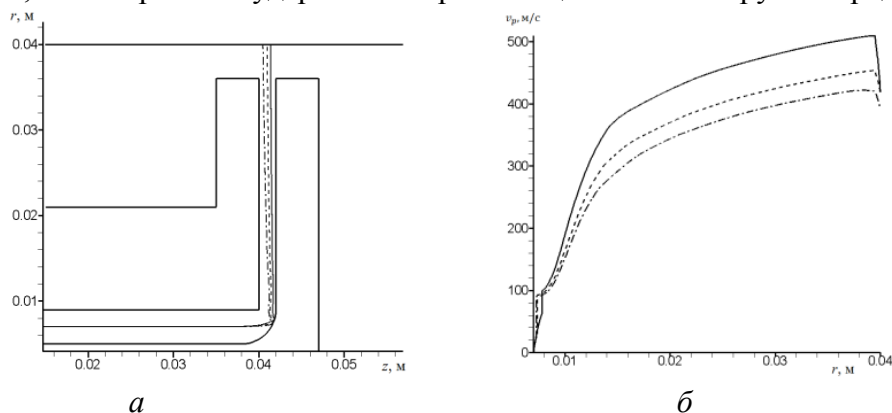


Рис. 2.4.2 Результаты расчета микрочастиц алюминия, (сплошные линии соответствуют микрочастицам диаметром 5 мкм, штриховые – 10 мкм, штрих-пунктирные – 15 мкм): *a* – траектории микрочастиц в радиальном сопле и вблизи стенки трубы; *б* – рассчитанные зависимости скорости микрочастиц Al от радиуса.

Таким образом, численно решена задача об ускорении газа и микрочастиц в радиальной струе и натекании двухфазной струи на внутреннюю поверхность трубы. Показано, что при выбранных геометрических размерах сопла и трубы, и параметрах газа и микрочастиц, которые используются в экспериментах по методу ХГН, скорость соударения микрочастиц с внутренней поверхностью трубы достаточна для возникновения покрытия.

2.4.3. Исследование картины течения газа и микрочастиц в сверхзвуковом радиальном сопле при сильной закрутке потока

При нанесении покрытия на внутреннюю поверхность трубы методом ХГН используются плоские радиальные сопла. Следует отметить, что в литературе отсутствуют данные по структуре течения газа и скорости микрочастиц в радиальном сопле. В 2015 году был исследован процесс ускорения микрочастиц в радиальном сопле для условий ХГН и влияние закрутки потока на ускорение микрочастиц.

Течение газа описывалось уравнениями вязкого турбулентного течения газа в рамках SST $k-\omega$ турбулентности. Движение микрочастиц описывалось континуально – дискретной моделью, разработанной ранее авторами. Расчет течения газа производился по неявной схеме второго порядка точности с использованием пакета FLUENT. При расчете движения частиц использовался оригинальный пакет авторов работы.

На рис. 2.4.3 показана картина течения в некоторый фиксированный момент времени. Приведены траектории микрочастиц и зависимость от радиуса скорости газа (вдоль вертикальной линии, проходящей через середину сопла) и скорости микрочастиц вдоль их траекторий. В расчетах использовались размеры сопла и параметры газа в форкамере такие же, как в эксперименте: $\delta_{ex} = 1,0$ мм, $r_e = 20$ мм, $p_0 = 1,5$ МПа, $T_0 = 300$ К.

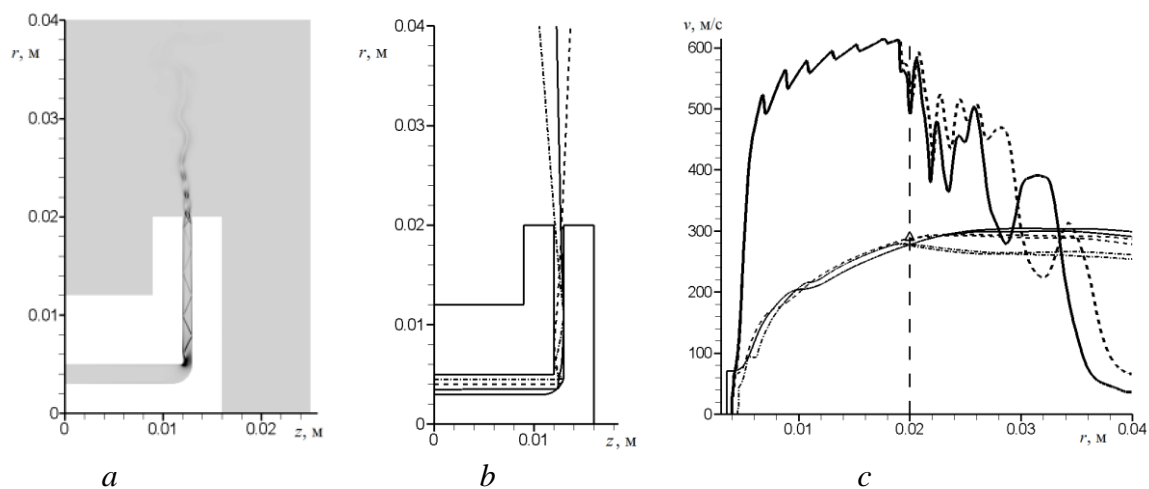


Рис. 2.4.3 Результаты расчета поля течения газа и микрочастиц диаметром 25 мкм: *a* – поле градиента плотности в струе $|\nabla \rho(r, z)|$; *b* – траектории микрочастиц; *c* – скорости газа и частиц в струе в два момента времени, где вертикальной штриховой линией показан срез сопла; треугольник – измеренная скорость микрочастиц Al.

Картина течения газа, представленная на рис. 2.4.3*a*, показывает наличие изгибных колебаний в струе, которые были проанализированы выше. На рис. 2.4.3*b* показаны траектории трех микрочастиц с диаметром 25 мкм, которые попали в дозвуковую часть сопла на различном расстоянии от оси. На рис. 2.4.3*c* жирными (сплошной и штриховой) линиями показаны скорости газа в два момента времени, разделенные промежутком $\Delta t = T_j/4 \approx 50$ мкс, где $T_j \approx 200$ мкс – период колебаний. Тонкими (сплошная, штриховая и штрихпунктирная) линиями представлены скорости трех микрочастиц в те же два момента времени. Траектории этих микрочастиц показаны на рис. 2.4.3*b*. Треугольник на рис. 2.4.3*c* соответствует скорости микрочастиц Al, измеренной в эксперименте. Видно, что микрочастицы испытывают неоднократные столкновения со стенкой сопла, что приводит к вылету микрочастиц из сопла

под разными углами. Отметим, что траектории трех разных микрочастиц практически не влияют на их скорость вблизи среза сопла, но при движении в струе уже заметна некоторая разница (~ 15%). Это связано с тем, что микрочастицы, траектории которых отмечены штриховыми и штрихпунктирными линиями (рис. 2.4.3b, c), при своем движении вылетают из газовой струи (см. рис. 2.4.3a), что приводит к их торможению в окружающем газе. Из рис. 2.4.3c следует, что рассчитанная и измеренная скорости микрочастиц близки между собой.

Расчет закрученного на входе в сопло потока показал, что закрутка не оказывает влияния на ускорение микрочастиц. Сохранение углового момента приводит к уменьшению скорости закрутки при расширении струи по закону $v_\varphi \approx \Gamma/2\pi r$, в то время как радиальная скорость v_r увеличивается при увеличении r (см. рис. 2.4.3c). В результате на выходе из радиального сопла отношение v_φ/v_r стремится к нулю.

Численно решена задача об ускорении газа и микрочастиц в радиальном сверхзвуковом сопле, истекающей струе и натекании двухфазной струи на внутреннюю поверхность трубы для параметров, характерных для ХГН. Показано, что на некотором расстоянии от среза сопла струя теряет устойчивость и в ней развиваются изгибные колебания. Отмечено хорошее согласие результатов расчета с экспериментальными данными, как по газодинамике сверхзвуковой радиальной струи, так и по скорости частиц на срезе сопла. Проведен расчет для условий одного из напылительных экспериментов соплом выходного диаметра 72 мм, который показал, что в условиях этого эксперимента имела место сильная нестационарность струи и некоторое падение скорости частиц из-за их движения в низкоскоростной области движения газа. Полученные результаты позволяют заключить, что данное радиальное сопло предпочтительнее использовать для напыления труб диаметром 76 – 88 мм. Показано, что закрутка потока на входе в радиальное сопло не оказывает влияние на ускорение микрочастиц.

2.4.4. Численное моделирование в рамках упругопластической модели соударения с преградой микрочастицы, предварительно разогнанной в радиальном сопле. Выработка практических рекомендаций по выбору оптимальных условий для нанесения покрытий с использованием радиального сопла

В данном пункте приведены результаты расчетов течений газа в радиальных соплах. Результаты экспериментов в радиальных соплах были приведены выше в п. 2.1.4. Радиальное сопло представляет собой два соосно расположенных диска, в которые подается газ под высоким давлением из цилиндрической форкамеры. Течение газа описывалось уравнениями SST $k-\omega$ модели турбулентности. Численные расчеты течения газа производились по неявной конечно – разностной схеме второго порядка точности по пространству и первого по времени. Численное моделирование выполнялось в области, показанной на рис. 2.4.4.

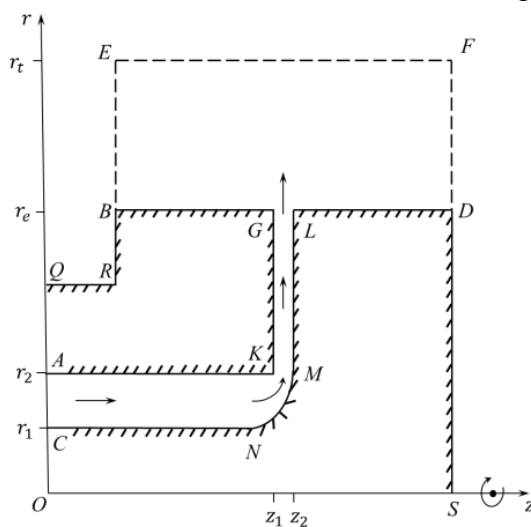


Рис. 2.4.4 Схема расчетной области.

В численных расчетах газ подавался в форкамеру через входное сечение AC ($z = 0$), где задавалось давление p_0 и температура $T_0 = 300$ К. Внутренний радиус форкамеры был равен $r_1 = d_1/2$, внешний радиус – $r_2 = d_2/2$. Из форкамеры газ попадал в радиальное сопло ($r_2 < r < r_e$, $z_1 < z < z_2$), где ускорялся до сверхзвуковой скорости и истекал в окружающее пространство ($r_e < r < r_t$). Стрелками на рис. 2.4.4 условно показано течение газа в форкамере, сопле и окружающем пространстве. Радиальное сопло моделировалось двумя дисками *RBGK* (внутренний диск) и *MLPS* (внешний диск). Внутренний диск соединялся с форкамерой в угловой точке K , а внешний диск через закругленную поверхность MN . Расстояние между дисками $h = z_2 - z_1$ определяло ширину радиального сопла и легко могло изменяться в различных экспериментах. Зависимость площади поперечного сечения сопла от радиуса описывалась формулой $F = 2\pi rh$. На стенках форкамеры и радиального сопла (показаны сплошными линиями со штриховкой) ставились условия прилипания. Вблизи стенки сопла размер разностной сетки уменьшался так, что бы на стенке выполнялось условие $y^+ \approx 1$. На границах внешней области *BEFD* (на рис. 1,б показаны штриховыми линиями) задавалось давление $p_g = 0,1$ МПа и температура $T_g = 300$ К. В начальный момент времени $t = 0$, газ во всей расчетной области покоился, имел давление p_0 и температуру $T_0 = 300$ К. Расчеты и эксперименты проводились для различных сопел, которые различались шириной $h = z_2 - z_1$. Ширина сопла изменялась в пределах $0,04 \text{ мм} \leq h \leq 1 \text{ мм}$ ($10^{-3} \leq h/r_e \leq 2,8 \cdot 10^{-2}$), остальные размеры форкамеры и сопла оставались неизменными: $r_1 = 5$ мм, $r_2 = 9$ мм, $r_e = 36$ мм, $r_t = 70$ мм.

На рис. 2.4.5 приведены результаты расчета течения газа при давлении в форкамере $p_0 = 0,9$ МПа в фиксированный момент времени. Соответствующие измеренные в эксперименте и рассчитанные распределения статического давления на внешней стенке сопла приведены на рис. 2.1.11 в п. 2.1.4.

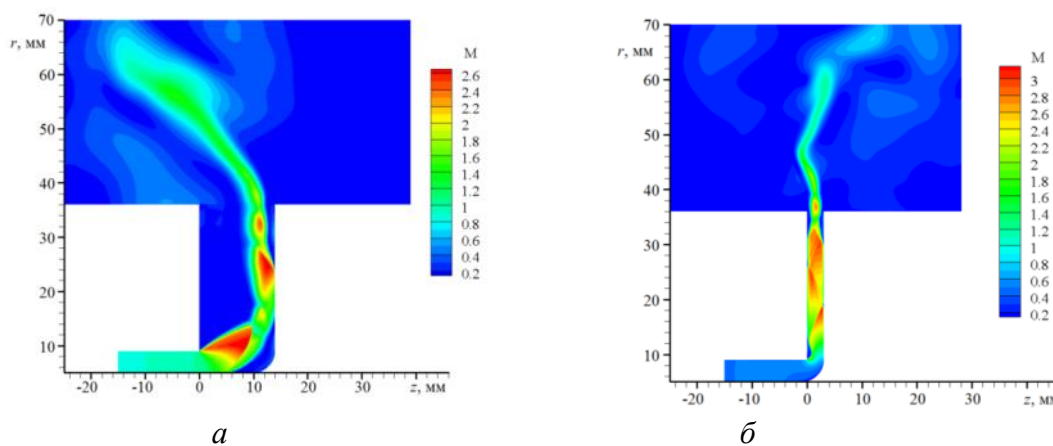


Рис. 2.4.5 Распределения числа Маха в течениях газа в соплах шириной: $a - h = 14$ мм; $б - h = 3,1$ мм.

Видно, что в случае широкого сопла $h = 14$ мм на выходе из форкамеры происходит ускорение недорасширенной струи до сверхзвуковой скорости. Затем происходит взаимодействие сверхзвуковой струи с внешней стенкой сопла и разворот струи вдоль радиуса. Вблизи стенки возникает косая ударная волна, а в самой струе образуется серия бочек. В сопле $h = 3,1$ мм ускорение газа до сверхзвуковой скорости происходит на входе в сопло. Вблизи угловой точки происходит отрыв пограничного слоя. В точке присоединения пограничного слоя образуется косая ударная волна, которая распространяется вверх по потоку, поочередно отражаясь от боковых стенок сопла. Вблизи выходного сечения формируется нестационарный псевдоскачок, который колеблется вблизи сечения $r = 30$ мм.

На рис. 2.4.6 показана зависимость полного давления от радиуса в сопле шириной $h = 3,1$ мм.

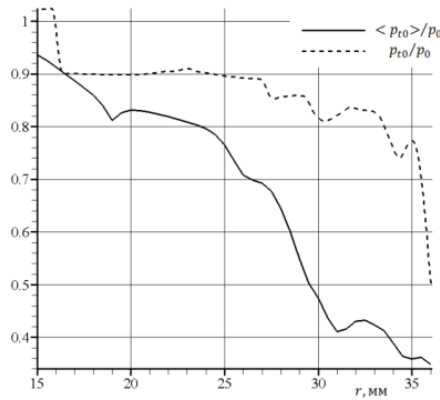


Рис. 2.4.6 Распределения безразмерных полных давлений в течении газа в сопле шириной $h = 3,1$ мм, штриховой линией – в середине сопла, сплошной линией – осредненное по ширине сопла.

Видно, что основные потери полного давления происходят в пограничном слое, а в середине сопла потери полного давления малы.

На рис. 2.4.7 приведены результаты расчета течения газа в сопле шириной $h = 14$ мм при давлении в форкамере $p_0 = 1,4$ МПа.

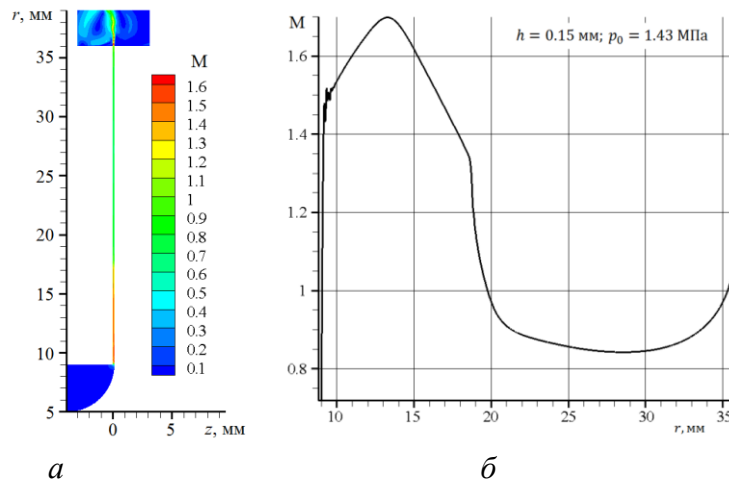


Рис. 2.4.7 Распределения числа Маха в течениях газа в сопле шириной $h = 0,15$ мм: *a* – во всей области течения; *б* – вдоль середины сопла

В этом случае в сопле возникает псевдоскачок, в котором газ тормозится до дозвуковой скорости. На рис. 2.4.8 показаны рассчитанные зависимости числа Маха и безразмерного полного давления в середине сопла от радиуса при давлении в форкамере $p_0 = 1,4$ МПа для сопел различной ширины.

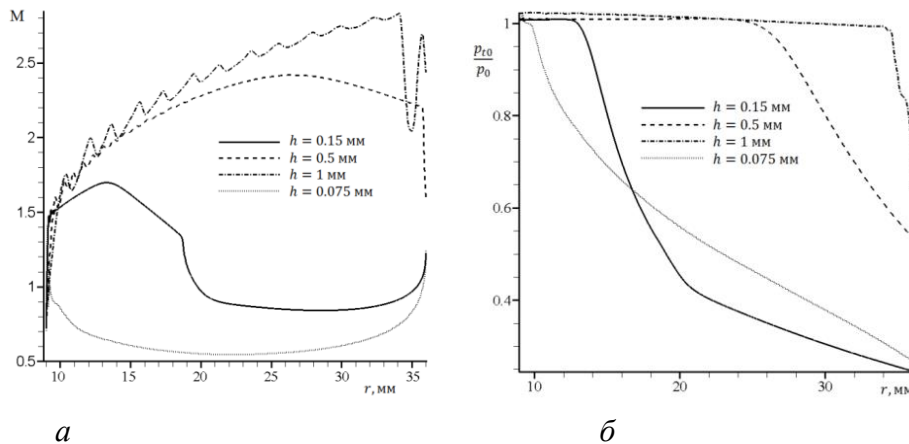


Рис. 2.4.8 Результаты расчета для сопел различной ширины (ширина указана на рисунках): *a* – зависимости числа Маха от радиуса в середине сопла $M = M(r)$; *б* – безразмерного полного давления от радиуса в середине сопла p_{t0} / p_0 .

Из рис. 2.4.8 следует, что в соплах шириной $h \leq 0,5$ мм резко возрастают потери полного давления за счет трения о стенки сопла. Проведенное исследование показывает, что для ускорения микрочастиц эффективными являются сопла шириной $0,5 \text{ мм} \leq h \leq 3 \text{ мм}$, в которых потери полного давления малы.

Разработан алгоритм и программа для ПЭВМ по расчету соударения микрочастицы с преградой методом гладких частиц (SPH) в плоском и осесимметричном случаях. Метод SPH основан на представлении твердого тела в виде набора частиц, потенциал взаимодействия которых получается из упругопластической модели Прандтля – Рейса. Ниже приведены результаты расчетов методом SPH и методом Уилкинса задачи о соударении медных и алюминиевых пластин и задачи о соударении сферической частицы с плоской преградой.

Рассмотрим соударение алюминиевой и медной пластины со скоростью 200 м/с (см. рис. 2.4.9а).

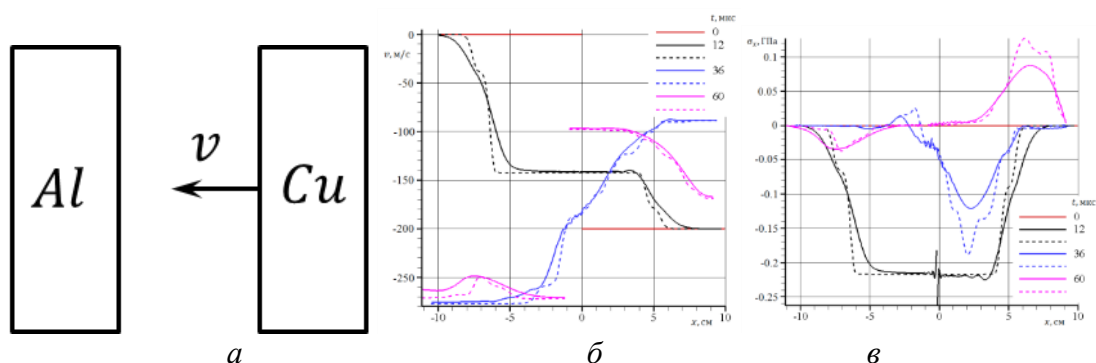


Рис. 2.4.9 Результат расчета соударения со скоростью 200 м/с медной пластины с алюминиевой пластиной: а – схема соударения; б – распределения скорости по толщине пластины; в – распределения напряжения по толщине пластины

На рис. 2.4.9б,в показаны распределения скорости и напряжения по толщине пластин. Сплошными линиями показаны результаты расчета по методу SPH, штриховыми – по методу Уилкинса. Видно хорошее соответствие между результатами, полученными различными методами. Из рис. 2.4.9в следует, что при расчете по методу SPH на контактной границе наблюдаются значительные осцилляции напряжения. Для устранения этой проблемы требуется дальнейшее исследование схемы SPH.

Рассмотрим задачу о соударении сферической частицы с плоской преградой. На рис. 2.4.10а представлен результат расчета соударения со скоростью 400 м/с медной частицы диаметром 1 см с алюминиевой преградой методом SPH. На рис. 2.4.10б показан результат расчета известным методом Уилкинса при тех же условиях соударения.

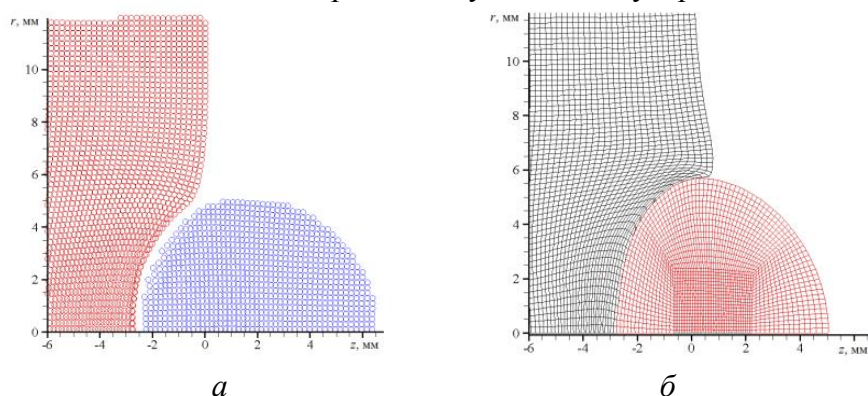


Рис. 2.4.10 Результат расчета соударения со скоростью 400 м/с медной частицы диаметром 1 см с алюминиевой преградой: а – метод SPH; б – метод Уилкинса.

Из рис. 2.4.9 и 2.4.10 следует, что наблюдается хорошее совпадение результатов расчетов, полученных методом SPH и методом Уилкинса, что свидетельствует о работоспособности разработанного алгоритма и программы для ПЭВМ на основе метода SPH.

2.5. Математическое моделирование методом молекулярной динамики физико-механических процессов при ХГН

2.5.1. Соударение nano частицы с преградой и образование связи между частицей и преградой для различных пар частица – преграда: Cu-Al, Fe-Al

В рамках метода молекулярной динамики разработан приближенный подход, позволяющий решить задачу о соударении медных наночастиц с преградой с учетом окисной пленки. Взаимодействие между атомами из окисной пленки с атомами металла моделировалось с помощью отталкивающей ветви двухчастичного потенциала (см. рис. 2.5.1а). Взаимодействие атомов металла описывалось многочастичным EAM потенциалом. Данное приближение следует из МД расчетов структуры окисного слоя с помощью потенциалов, учитывающих распределение зарядов в окисном слое. Проведены численные расчеты задачи о соударении медной наночастицы радиуса $r_p = 45 \text{ \AA}$ и толщиной окисной пленки $h_p = 5 \text{ \AA}$ с медной квадратной пластиной с длиной боковой грани $L = 300 \text{ \AA}$, толщиной $H_s = 50 \text{ \AA}$ и толщиной окисной пленки $h_s = 2,5 \text{ \AA}$. На рис. 2.5.1б,в показана схема соударения наночастицы с преградой.

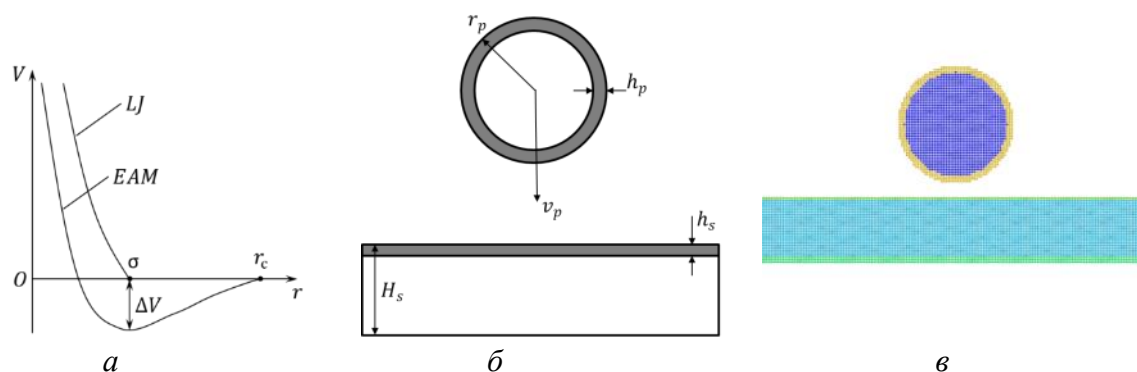


Рис. 2.5.1 Потенциалы межатомного взаимодействия – а; Схема соударения наночастицы с преградой – б; Начальная атомная конфигурация в наночастице и преграде (поперечное сечение в наночастице и преграде) – в.

На рис. 2.5.2 показан момент соударения и отскока микрочастицы, которая ударилась о преграду со скоростью 300 м/с. Видно, что во время соударения произошла значительная пластическая деформация частицы, которая нагрелась на 150 градусов. Однако прилипания к преграде не произошло, так как окисная пленка не разрушилась.

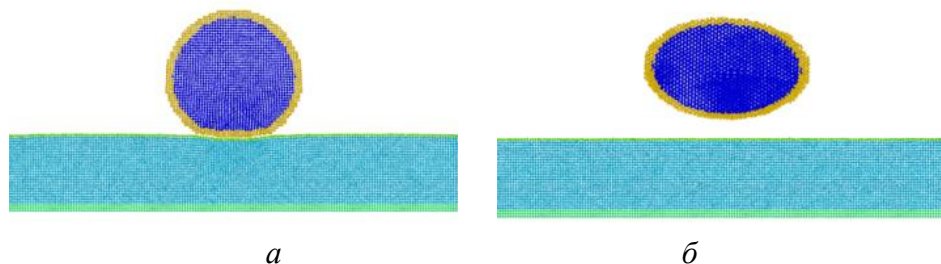


Рис. 2.5.2 Соударение наночастицы с преградой со скоростью 300 м/с. Поперечные сечения в наночастице и преграде в моменты времени: а – $t = 9 \text{ ps}$; б – $t = 30 \text{ ps}$.

Разрушение окисной пленки происходит при скорости соударения 600 м/с, что приводит к прилипанию частицы, показанной на рис. 2.5.3а. Эффект прилипания микрочастицы наблюдается до скорости порядка 1 км/с (см. рис. 2.5.3б).

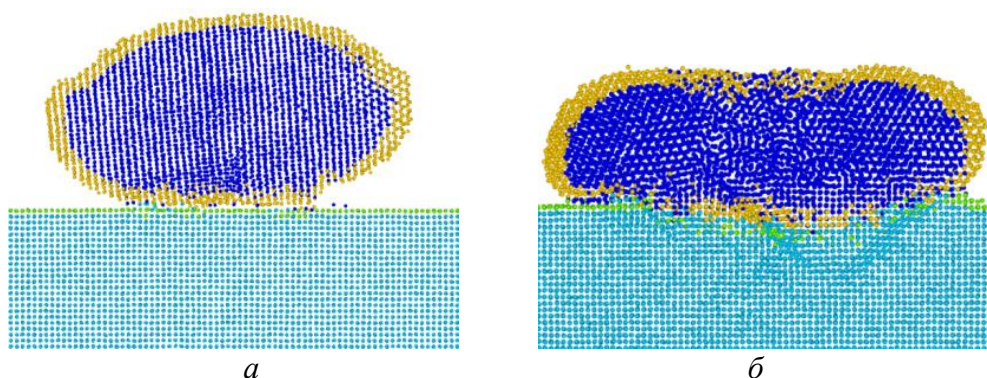


Рис. 2.5.3 Результат расчета соударения наночастицы с преградой со скоростью: $a - 600 \text{ м/с}$; $b - 1 \text{ км/с}$.

При более высокой скорости соударения частица разрушается, а на поверхности пластины образуется кратер (см. рис. 2.5.4).

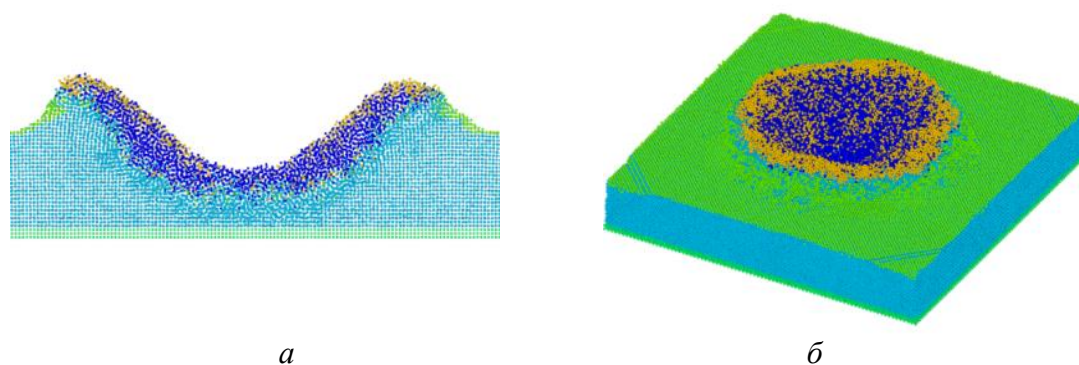


Рис. 2.5.4 Результат расчета соударения наночастицы с преградой со скоростью 2 км/с в момент времени $t = 28 \text{ ps}$: $a -$ поперечное сечение; $b -$ пространственная картина соударения.

Из рис. 2.5.2 – 4 следует, что прилипание частиц к преграде происходит в результате разрушения окисной пленки. Если окисная пленка не разрушается, то наночастица отскакивает от преграды. Проведенные численные расчеты показывают, что предложенная модель качественно описывает все режимы соударения наночастицы с преградой. Если скорость соударения наночастицы меньше критической (500 м/с для медной наночастицы), то наночастица после неупругого соударения отскакивает от преграды. При большей скорости разрушается окисная пленка и наночастица прилипает к преграде. При скорости соударения большей 1500 м/с (для медной наночастицы и медной преграды) на поверхности преграды образуется кратер, по поверхности которого растекается соударяющаяся наночастица. Отмечено, что на контактной границе между растекающейся наночастицей и преградой происходит образование волн, связанное с неустойчивостью тангенциального разрыва.

2.5.2. Исследование механизма СВС в условиях динамического нагружения контактной поверхности, которое реализуется при соударении частицы с преградой типа Ti-Al при ХГН

В методе холодного газодинамического напыления прилипание микрочастицы к преграде происходит при высокоскоростном соударении. В этом случае в области сжатия на контактной границе между частицей и преградой развивается пластическое течение материала, приводящее к нагреву материала. В этих условиях возникает взаимная диффузия атомов частицы и преграды, приводящая, после остывания материалов, к возникновению атомной связи между частицей и преградой. При использовании в качестве материалов пары титан (Ti) и алюминий (Al) для частицы и преграды, возможно в условиях (нагрев плюс сжатие) протекание химической реакции с образованием интерметаллида (TiAl). В представленной работе исследуется протекание реакции синтеза интерметаллида TiAl при условиях, моделирующих описанные выше условия на контакте в виде нагрева и сжатия пластин Ti и алюминий Al.

Ниже представлены результаты численного моделирования методом молекулярной динамики синтеза интерметаллида Ti – Al из бинарной системы монокристаллов Ti и Al. Движение атомов моделировалось с помощью многочастичного EAM потенциала (Zore R.R., Myshin Y. Phys. Rev. B **68**, 024102 (2003)). В начальный момент времени задавались два монокристалла Ti (hcp) и Al (fcc), соотношение атомов 1:1. Затем эти два монокристалла Ti и Al соединялись друг с другом своими плоскостями под действием внешнего давления порядка 0,1 ГПа и нагревались до температуры 1400 К. После этого нагрев прекращался, и в системе происходила реакция с образованием интерметаллида TiAl. В процессе реакции температура повышалась до значения 2100 К, а образовавшийся интерметаллид находился в аморфном состоянии. Когда реакция заканчивалась, производилось охлаждение интерметаллида до температуры 300 К. На рис. 2.5.5 показаны атомные конфигурации в отмеченные выше моменты времени.

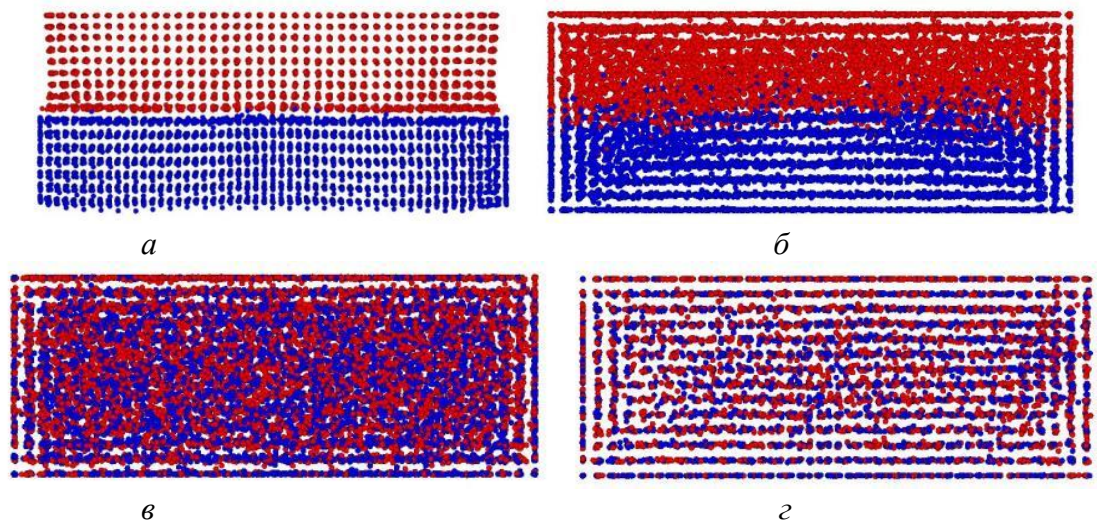


Рис. 2.5.5 Рассчитанные атомные конфигурации в различные моменты времени в поперечном сечении (красным цветом показаны атомы Al, синим цветом – атомы Ti): *а* – начальная конфигурация; *б* – после нагрева и приложения давления; *в* – после окончания реакции; *г* – после охлаждения.

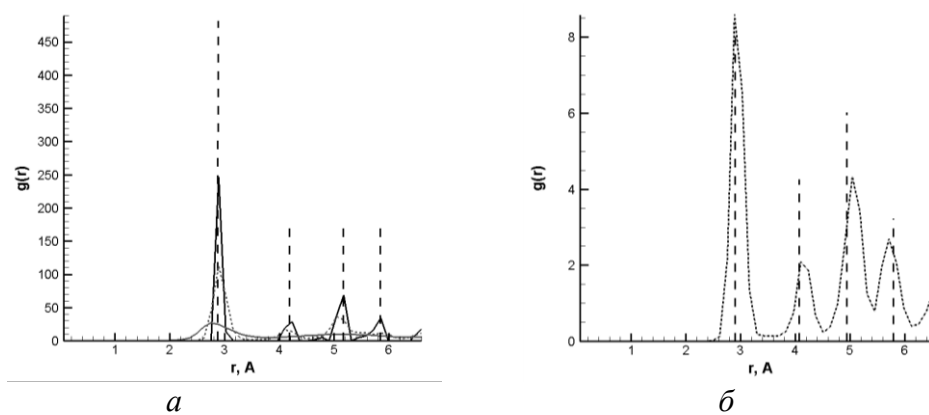


Рис. 2.5.6 Радиальная функция распределения в нижней пластине в различные моменты времени: *а*) – в начальный момент времени (структура решетки hcp в Ti) и после окончания реакции (гладкая кривая); *б*) – после окончания реакции (структура решетки L1₀).

Видно, что при нагреве до температуры 1400 К произошло расплавление Al, а пластина Ti осталась в кристаллическом состоянии. После этого началась взаимная диффузия и протекание реакции между атомами Ti и Al. В процессе охлаждения в расплаве происходила кристаллизация TiAl с образованием структуры L1₀ (см. рис. 2.5.6).

Было отмечено (см. рис. 2.5.7), что в результате охлаждения возникал поликристалл TiAl. Его возникновение связано с тем, в процессе охлаждения кристаллизация начиналась с боковых граней пластин, где атомы удерживались на фиксированных расстояниях от границ с помощью

потенциала взаимодействия Леннарда – Джонсона. В результате границы являлись зародышами кристаллизации, а сопряжение кристаллитов происходило по диагоналям, выходящим из вершин квадратных границ.

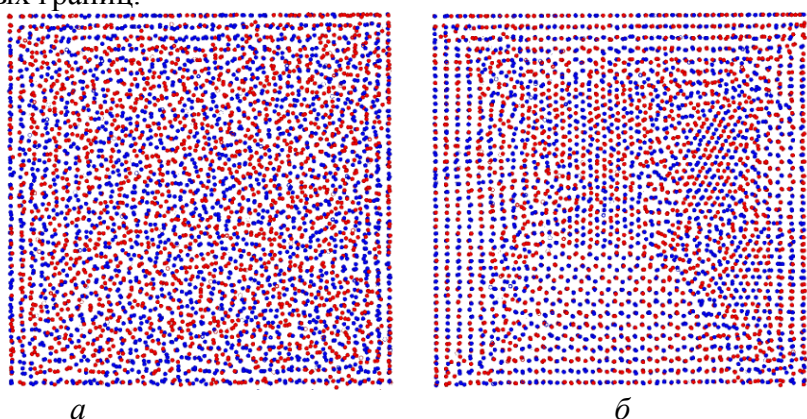


Рис. 2.5.7 Атомная конфигурация в системе TiAl: *a* – перед охлаждением; *б* – после охлаждения.

2.5.3. Исследование механизма СВС в условиях динамического нагружения контактной поверхности, которое реализуется при соударении частицы с преградой типа Ti-Al при ХГН

В методе ХГН прилипание микрочастицы к преграде происходит при высокоскоростном соударении, при котором в области сжатия на контактной границе между частицей и преградой имеет место высокая температура и давление. Для этих условий было проведено математическое моделирование образования интерметаллида Ti-Al. Численно методом молекулярной динамики моделировалась реакция синтеза интерметаллида при контакте стержней из Ti и Al. Это позволило исследовать кинетику протекания реакции синтеза интерметаллида для термодинамических условий, близких к ХГН.

Кинетика образования интерметаллида Ti-Al. Для численного моделирования были выбраны образцы Ti и Al, соединенные друг с другом со стороны торцов (рис. 2.5.8*a*). Сначала производилось сжатие и нагрев образцов до температуры чуть выше температуры плавления Al. Расплавленный Al приводил к растворению кристалла Ti. В результате диффузии атомов Ti в расплав Al происходила реакция синтеза интерметаллида Ti-Al, которая сопровождалась выделением тепла, плавлением Ti и взаимной диффузией атомов Ti и Al. После этого происходила реакция синтеза интерметаллида в расплаве в адиабатическом режиме (рис. 2.5.8*б*).

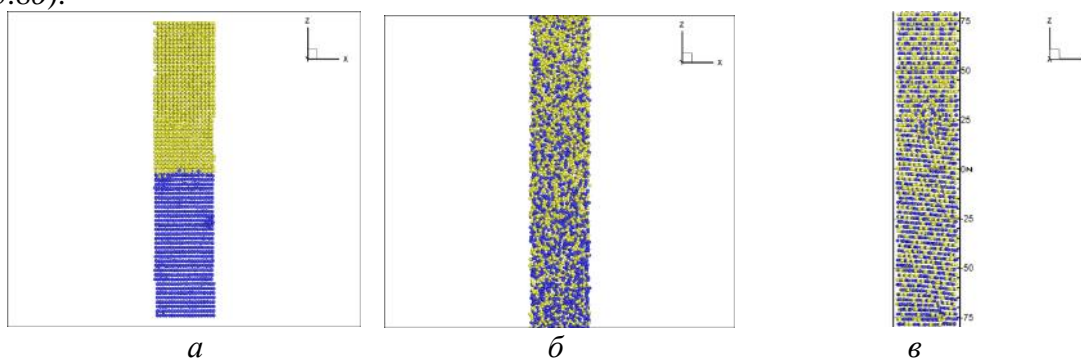


Рис. 2.5.8 Атомные конфигурации в сечении (*x, y*) (атомы Ti показаны темным (синим) цветом, атомы Al показаны светлым (желтым) цветом) в начальный момент времени (*a*), в момент окончания реакции $t = 3,73$ нс (*б*) и в момент охлаждения $t = 4,53$ нс (*в*).

После окончания реакции синтеза интерметаллида Ti-Al, производилось его охлаждение до комнатной температуры 300 К. В результате чего происходила его кристаллизация в решетке L10. Отмечено, что в случае контакта стержней, в решетке L10 имелось значительно большее число дефектов типа двойникующих дислокаций, чем при контакте пластин.

Методом молекулярной динамики решена задача об образовании интерметаллида Ti-Al при контакте стержне из Ti и Al. Это позволило исследовать кинетику синтеза интерметаллида под давлением, которая включает следующие этапы: нагрев и расплавление Al, растворение Ti в Al и взаимная диффузия атомов Ti и Al. Показано, что при контакте стержней из Ti и Al, образующийся интерметаллид Ti-Al имеет атомную решетку L1₀, содержащую значительно большее число дефектов в виде двойникующих дислокаций, по сравнению с синтезом при контакте тонких пластин из Ti и Al.

Волна кристаллизации интерметаллида Ti-Al из расплава. Образование кристалла интерметаллида Ti-Al (см. рис. 2.5.8в) из расплава (см. рис. 2.5.8б) происходит в волне кристаллизации. Нижняя волна начинается на нижней границе образца и распространяется вверх, верхняя волна – на верхней границе и распространяется вниз. На рис. 2.5.9а оба фронта волн кристаллизации показаны горизонтальными черными стрелками.

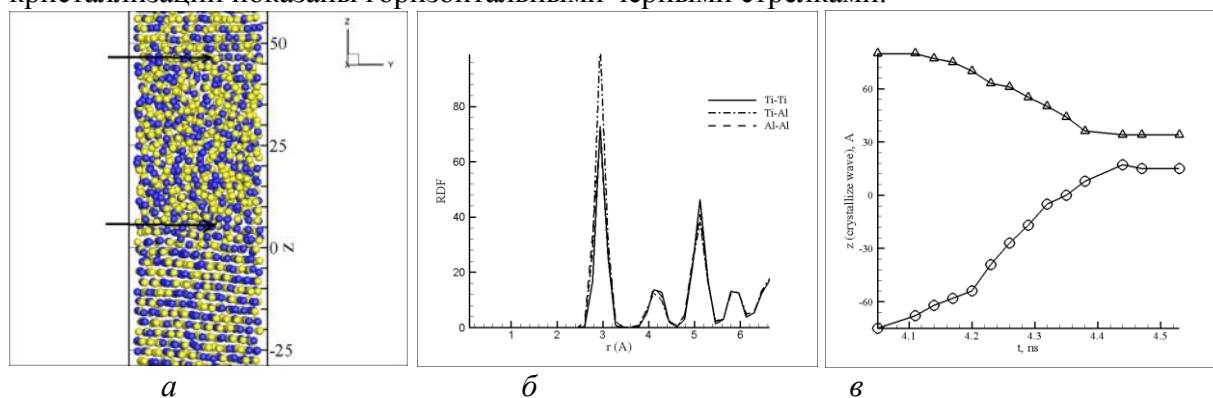


Рис. 2.5.9 Кристаллизация интерметаллида Ti-Al: а – атомная конфигурация в области встречи волн кристаллизации; б – RDF функция в образующихся кристаллах; в – зависимость координаты от времени для нижней и верхней волны кристаллизации.

Из рис. 2.5.9а следует, что фронт волны кристаллизации состоит из двойникующих дислокаций, которые растут за счет присоединения атомов из расплава. После распространения дислокации от левой границы кристалла до его правой границы (и наоборот), фронт волны перемещается на один период решетки. За фронтом волны образуется кристалл с решеткой L1₀ (см. рис. 2.5.9б). На рис. 2.5.9в показаны траектории волн кристаллизации, откуда следует, что скорость нижней волны равна $D_d = dz_d / dt \approx 34$ м/с, постоянная скорость верхней волны равна $D_u = dz_u / dt \approx -17$ м/с. Скорость нижней волны в два раза больше скорости верхней волны. Это связано с тем, что концентрация атомов Ti в расплаве вблизи нижней границы больше, чем вблизи верхней границы расплава (см. рис. 2.5.8б). Дальнейшие расчеты показали, что при однородном распределении концентрации атомов Ti в расплаве скорости обеих волн кристаллизации равны между собой. При температуре ниже 650 К ($t > 4.4$ нс) кристаллизация прекращалась, поскольку в этом случае атомы уже не обладали тепловой энергией, достаточной для преодоления потенциальных барьеров на интерфейсе кристаллит – расплав. После распространения дислокации от левой границы кристалла до его правой границы (и наоборот), фронт волны перемещается на один период решетки. В рамках данной модели фронта волны и полученных данных о скорости волны $D_d = dz_d / dt \approx 34$ м/с можно показать, что при занятии атомом из расплава соответствующего места в кристаллической решетки он совершает около 40 колебаний.

2.5.4. Исследование атомной структуры покрытия, полученного СВС в методе ХГН для пар частица – покрытие Ni-Al, Ti-Al и выработка практических рекомендаций по улучшению качества покрытия

Эксперимент. Предложен новый способ нанесения покрытия интерметаллида Ti-Al на титановую пластину. Метод относится к аддитивным технологиям и состоит из двух этапов. На первом этапе на титановую пластину методом холодного газодинамического напыления (ХГН)

наносится покрытие из алюминия. На втором этапе производится отжиг при температуре выше температуры плавления алюминия. В результате происходит расплавление алюминия, растворение титана в расплаве алюминия, диффузия атомов титана в расплав алюминия. В результате образуется интерметаллид Ti-Al, структура которого зависит от температуры отжига. При охлаждении до комнатной температуры происходит кристаллизация из расплава и образования кристаллита интерметаллида Ti-Al. Анализ фазового состава и кристаллической структуры проводился методом дифракции отраженных электронов (EBSD).

На рис. 2.5.10 представлены результаты анализа поперечного среза образца, полученного при температуре отжига $T = 660^{\circ}\text{C}$. Видно, что на поверхности пластины Ti (пластина Ti показана светлым цветом на рис. 2.5.10а) возник интерметаллид TiAl_3 , состоящий из зерен, диаметры которых меняются в диапазоне $2 \text{ мкм} < d < 20 \text{ мкм}$.

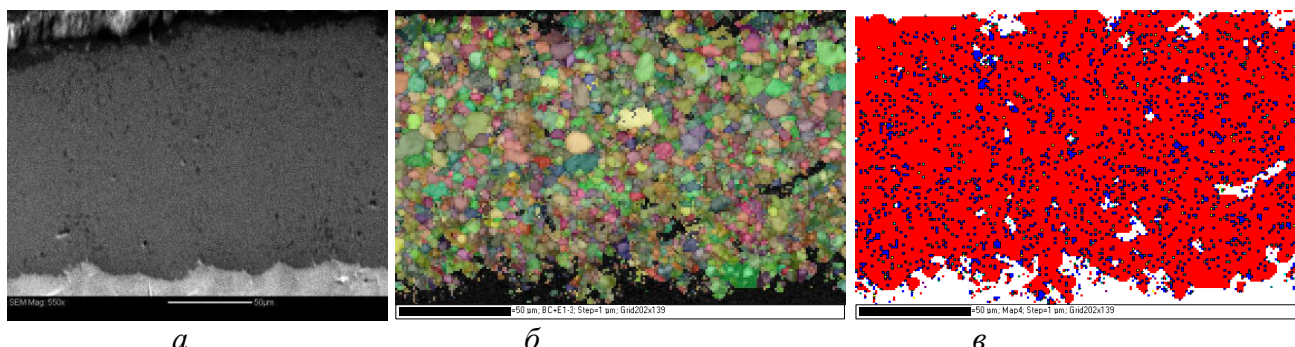


Рис. 2.5.10 Структура покрытия, полученная при $T = 660^{\circ}\text{C}$: а – слои Ti (светлый цвет) и TiAl_3 (темный цвет); б – кристаллическая структура интерметаллида TiAl_3 ; в – фазовый состав интерметаллида (TiAl_3 – красный цвет).

Повышение температуры отжига до $T = 1000^{\circ}\text{C}$ приводит к возникновению слоистой структуры интерметаллида, см. рис. 2.5.11. Вблизи пластины титана образуется интерметаллид TiAl_2 (рис. 2.5.11а), а вдали – Ti_3Al (рис. 2.5.11б).

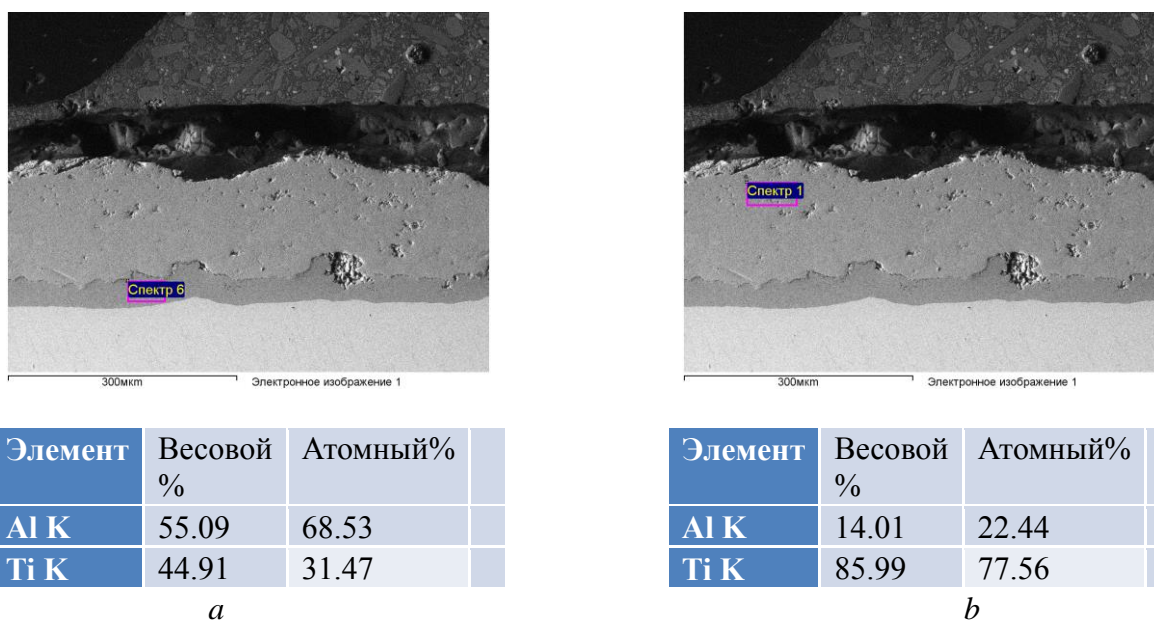


Рис. 2.5.11 Распределение атомов Ti и Al вблизи пластины титана после отжига. а – $T = 1000^{\circ}\text{C}$. б – $T = 1000^{\circ}\text{C}$.

Численное моделирование. Методом молекулярной динамики были проведены численные расчеты синтеза диффузии титана в алюминиевое покрытие. Кристалл Ti и Al приводились в соприкосновение друг с другом. Верхняя граница кристалла Al была свободной, а нижняя граница кристалла Ti была жестко закрепленной. На боковых гранях кристаллов ставились

периодические граничные условия, что позволяло моделировать пластины, бесконечные в поперечных направлениях. Взаимодействие между атомами Ti и Al описывалось многочастичным EAM потенциалом. Производился нагрев кристаллов до температуры $T = 1000^\circ\text{C}$, после чего температура в течение 6 нс оставалась постоянной. Затем в интервале от 6 нс до 8 нс производилось охлаждение образца до комнатной температуры.

Результат расчета распределения концентрации титана в несколько моментов времени представлены на рисунке 2.5.12.

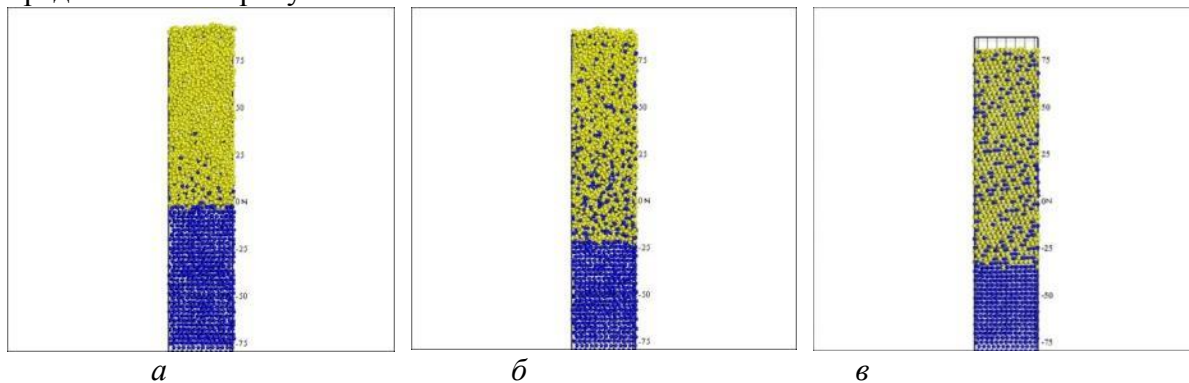


Рис. 2.5.12 Распределение атомов Ti (показаны синим цветом) и Al (показаны желтым цветом) в несколько моментов времени: а – 0.2 нс; б – 2.7 нс; в – 8 нс.

На рис. 2.5.13 показаны зависимости температуры образца и концентрации титана в образце от времени.

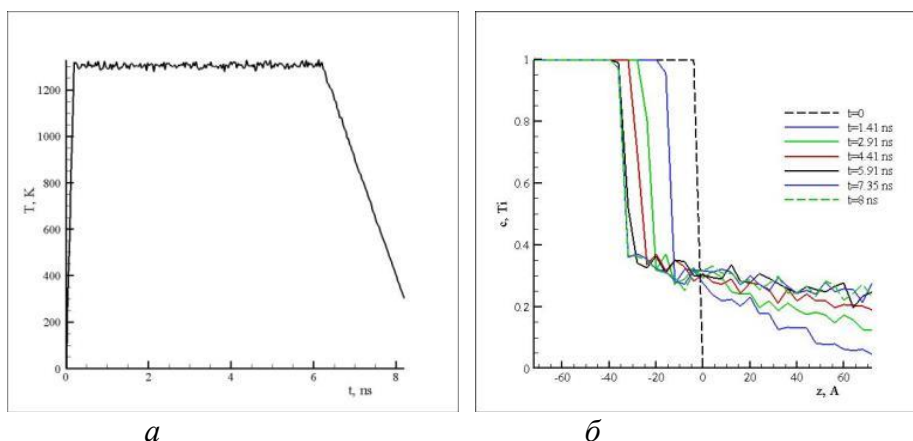


Рис. 2.5.13 Рассчитанная зависимость температуры образца (а) и концентрации Ti (б) от времени.

Используя результаты расчета, дадим качественное объяснение инверсной заселенности композита, наблюдаемой в эксперименте (см. рис. 2.5.11). Оценим коэффициент диффузии Ti в расплаве Al при $T = 1320\text{ K}$ по формуле $D_m \approx z^2 / t$. Выбирая момент времени $t = 1,4\text{ нс}$ из рисунка 5б, найдем характерное расстояние диффузии $z \approx 3\text{ нм}$, откуда следует значение $D_m \approx 6 \cdot 10^{-9}\text{ м}^2/\text{с}$. За время отжига $t' = 1,5\text{ ч}$ атомы Ti диффундируют в расплав Al на расстояние $\Delta z' \approx (D_m t')^{1/2} \approx 6\text{ мкм}$ и образуют толстый слой интерметаллида Ti_3Al . В процессе также происходит диффузия атомов Al в твердый $\beta\text{-Ti}$ на расстояние $\Delta z'' \approx (D_s t'')^{1/2} \approx 10\text{ мкм}$, где $D_s \approx 2 \cdot 10^{-14}\text{ м}^2/\text{с}$ – коэффициент диффузии атомов Al в твердом $\beta\text{-Ti}$. Следовательно, образование темного переходного слоя на рисунке (б) связано с диффузией атомов Al в твердый $\beta\text{-Ti}$. Реакция образования интерметаллида в тонком слое происходит в твердом растворе, поэтому энергетически более выгодным является образование атомной конфигурации TiAl_2 .

В результате проведенной работы показана возможность синтеза интерметаллида Ti-Al новым методом – путем нанесения покрытия методом ХГН из микрочастиц Al на пластину Ti и последующим отжигом при температуре выше температуры плавления Al. Этот результат, при его дальнейшем развитии, может быть положен в основу новой аддитивной технологии

нанесения интерметаллидного покрытия Ti-Al на поверхности титановых лопаток, которые используются при работе турбомашин в условиях высоких механических и тепловых нагрузок.

Блок 3 - Поведение хорошо проницаемых пористых материалов в инновационных энергопреобразующих устройствах"

Глава 3.1 Стабилизация пламени на встречных струях и проницаемых преградах и его термическое воздействие на элементы конструкции

1. Термическое воздействие пламени на элементы конструкции тепловой установки с регенератором периодического действия

Идея установки с высокотемпературным регенератором периодического действия и получения чистой энергии в виде излучения от нагретых элементов конструкции была описана в [I-1]. Реализация идеи в экспериментальной установке была осуществлена в ИТПМ СОРАН [I-2] в 2013г. В этих же работах отмечалась важность изучения влияния термо- и бароциклирования на стойкость материалов и, в первую очередь, на излучающие элементы, чему был посвящен специальный цикл исследований на рабочей части установки, изображенной на рис. 3.1.1. Справа и слева расположены камеры сгорания со стенками в виде полых цилиндров из пористого СВС интерметаллида (Ni-Al) с газовыми соплами, расположенными по оси камер сгорания. Вход воздуха и выход продуктов сгорания осуществлялся через керамические регенераторы, расположенные в трубах, оси которых перпендикулярны плоскости чертежа (очерчены дугами).

При периодическом изменении направления движения происходит изменение параметров течения. На рис. 3.1.2 приведен пример изменения температуры и тепловых потоков при работе со вторичным излучателем – керамическим диском, расположенном в кварцевой трубе, как это изображено на рис. 3.1.1.

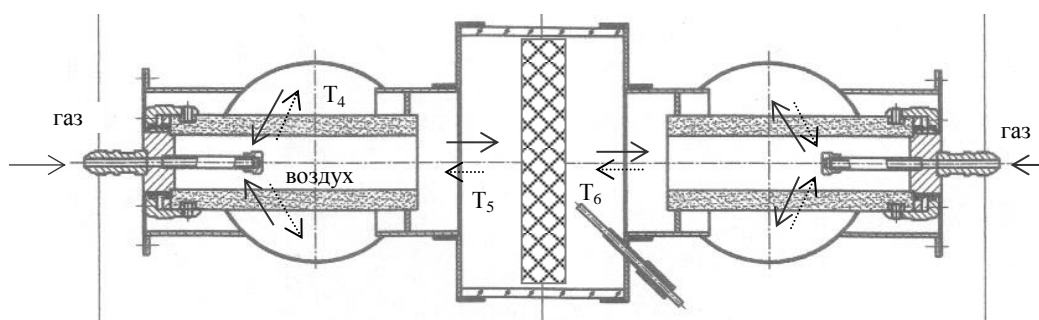


Рис. 3.1.1. Устройство рабочей части

→ - воздух
--- → продукты сгорания
⋯ - проницаемая керамическая пластина-излучатель

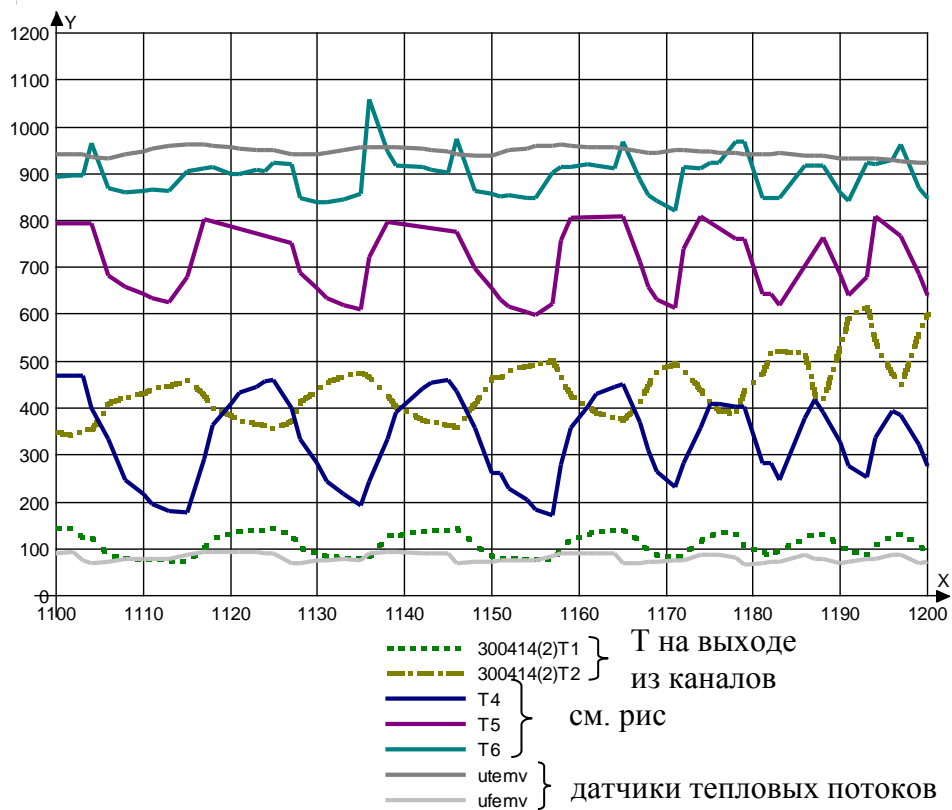


Рис. 3.1.2 Пример записи температур

В качестве основного эффекта воздействия пламени следует отметить обнаруженный факт деструкции керамического ячеисто-пористого материала в установке с периодическим изменением направления течения и, как результат, переменных во времени температур.

Значения измеренных параметров приведены в таблице 3.1.1. Видно, что температура не превышает $\sim 1000^{\circ}\text{C}$, тем не менее собранный после опыта порошок в камере сгорания имел дисперсионные характеристики, представленные на рис. 3.1-3. Можно предположить, что деструкция определяется локальными и временными градиентами температур, существенно отличающихся от осредненных значений.

Таблица 3.1.1

| ΔP (Па) | V м/с | P_T (атм) | G_T (г/с) | f_n (Гц) | NO (ppm) | O ₂ (%) | H ₂ (%) | CO (%) | CO ₂ (%) | α | η | T ₆ (°C) | T ₅ (°C) | T ₄ (°C) | T ₂ (°C) | T ₁ (°C) | U _{T3} (МВ) | U _{Ф3} (МВ) |
|--------------------|------------|----------------|----------------|---------------|-------------|-----------------------|-----------------------|-----------|------------------------|----------|--------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|-------------------------|-------------------------|
| 10 | 4.0 | 1.6 | 0.24 | 0.1 | 0 | 1.4 | 0.3 | 0.7 | 12.0 | 1.05 | 0.97 | 900 | 700 | 320 | 420 | 110 | 950 | 90 |
| 10 | 4.0 | 1.6 | 0.24 | 0.2 | 0 | 1.3 | 0.2 | 0.5 | 11.8 | 1.06 | 0.98 | 900 | 710 | 330 | 470 | 110 | 940 | 80 |

Следует отметить, что элементы конструкции из пористого интерметаллида не подверглись какому-либо изменению за все время проведения экспериментальных работ. Наблюдалось лишь запыление продуктами деструкции на выходе/входе камер сгорания.

С целью проверки высказанного предположения о локально-временной существенной неоднородности температур и возможности достижения при этом

экстремальных значений, было поставлено исследование температуры газовых пламен с определенным содержанием инертных частиц. [I.3, I.4].

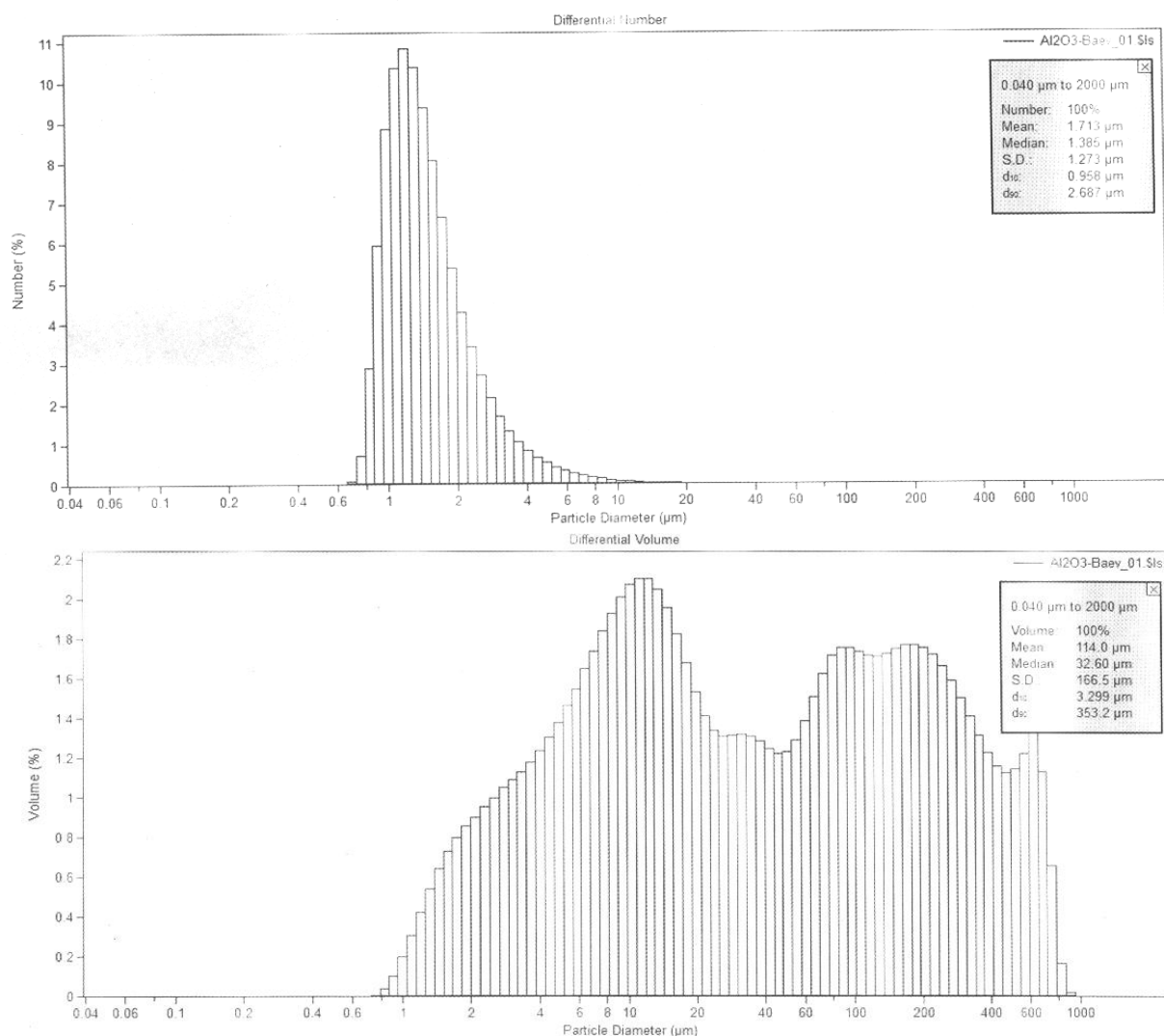


Рис.3.I 3. Дисперсионные характеристики деструкции

Схема стабилизации пламени во встречных топливных струях в открытом пространстве и в камерах сгорания с проницаемыми стенками явилась основным объектом исследования с точки зрения генерации радиационных тепловых потоков и определения уровня действующих температур.

Вид открытых пламен приведен на рис. 3.I.4; 3.I.5.

В струи подмешивались частицы Al_2O_3 , SiO_2 , древесного угля, двуокиси циркония, циркона.

В отсутствие частиц и при их подаче проводились измерения радиационных тепловых потоков с помощью термоэлектрического датчика, а также использовался сканирующий спектрометр, позволивший определить спектры излучения и температуры излучающих газов.

Для анализа полученных новых сведений о процессе турбулентного горения разработана модель турбулентного пламени, распространяющегося (в среднем) с нулевой скоростью. В этой модели светящаяся область соответствует зоне химического реагирования в турбулентном потоке, где собственно зоны реакции занимают

относительно малую долю объема ($\delta \approx \frac{1}{7} \div \frac{1}{10}$). Так как известно количество подаваемого топлива, то объем реагирующих газов будет



Рис. 3.1.4. Вид пламен во встречных струях чистой пламя



Рис. 3.1.5. Пламя с

$$V = \frac{G_T (1 + \alpha L_o)}{\gamma_o} \Theta \cdot \tau_{\bar{n}\bar{a}}$$

где α - коэффициент избытка воздуха, L_o - стехиометрический коэффициент, γ_o - удельный вес смеси, $\tau_{\text{сг}}$ - время сгорания.

$$\Theta = \frac{RT_{\bar{a}\bar{a}}}{RT_o} \approx \frac{T_{\bar{a}\bar{a}}}{\dot{O}_i}$$

Под временем сгорания здесь следует понимать величину

$$\tau_{\bar{n}\bar{a}} = \tau_{\bar{a}} \cdot \dot{O}^{-1}$$

где $\tau_{\text{г}}$ - характерное время горения гомогенной смеси при $\alpha=1$.
Оценки для $T_o \approx 300^\circ\text{K}$ и пропан-бутана дают

$$V \approx 100 G_T \cdot \tau_{\bar{c}\bar{a}} \text{ м}^3$$

И, если представить зону реакции в виде шара радиусом R , при $\tau_{\text{г}} = 2 \cdot 10^{-3}$ сек

$$R \approx 7,2 \sqrt[3]{G_T} \text{ ,см}$$

Здесь G_T в г/сек.

Соответственно, объемная теплонапряженность

$$q_v = 11,85 \cdot 10^4 \frac{G (\text{г / сек}) \text{ вт}}{R^3 (\text{см}^3) \text{ м}^3}$$

И, следовательно,

$$q_v \approx \text{const}$$

Таким образом, в модели присутствуют локально зоны реакции с $T \approx T_{\text{ад}}$, а средняя температура по объему может быть легко определена по тепловому балансу, если учесть потери тепла на излучение.

Наличие двух характерных температур показано экспериментально при исследовании спектров излучения пламен.

Температуры в пламени, измеренные спектральным методом лежат в диапазоне 2050-2540°K. В таблице 3.1.1 приведены расчетные значения радиусов светящихся областей, а также значения, определенные по фотографиям. В той же таблице приведены значения расчетных и измеренных термопарой температур.

Измеренные лучистые тепловые потоки соответствуют излучению при этих температурах черного тела.

Таблица 3.1.2

| G г/сек | R, см | | T _p , K | |
|------------|-------|-------|--------------------|-------|
| | расч. | эксп. | расч. | эксп. |
| 0,02 | 1,95 | 1,9 | 1150 | 1220 |
| 0,062 | 2,85 | 3,6 | 1240 | 1270 |
| 0,095 | 3,2 | 4 | 1290 | 1295 |
| 0,135 | 3,7 | 4,1 | 1300 | 1395 |
| 0,160 | 3,9 | 4,1 | 1370 | 1420 |
| 0,223 | 4,37 | 4,9 | 1350 | 1320 |

Несмотря на вынужденную фрагментарность выполненных исследований показана возможность проявления отмеченных деструкционных эффектов под возможным действием локально-временных, весьма существенных отклонений температур реагирующей среде от средней.

2. Картина течений и пределы стабилизации пламени

При горении встречных топливных струй, натекания их на неподвижную, непроницаемую или на проницаемую и вращающуюся преграду условия стабилизации пламени по сравнению со случаями горения свободных затопленных либо в спутном потоке струй существенно отличаются главным образом тем, что при столкновении струй всегда выполняется по крайней мере одно условие стабилизации – равенство скорости потока скорости распространения пламени. Другое условие – достаточность размеров зоны в этой области, что определяется коэффициентом турбулентного обмена и характерным временем горения смеси соответствующих этой зоне параметров.

Поэтому экспериментальное изучение картины течения и пределов стабилизации необходимо для каждого варианта организации процессов горения.

Для серий экспериментов, описываемых ниже, использовалась установка с некоторыми изменениями ее состава в зависимости от излучаемого объема. Схемы, использованные при этом, приведены ниже в соответствующих разделах.

Средства экспериментального исследования

Исследования инертных струй и реагирующих проводились на установке, схема которой приведена на рис. 3.1-б.

Сопло 1 устанавливалось с помощью кронштейна на рельсе 2 с возможностью перемещения. Пропан-бутан или CO₂ подавались из баллона 3 через редуктор 4, объемный счетчик 5 на сопло 1. Давление впрыска топлива контролировалось образцовым манометром 6, а расход топлива измерялся с помощью счетчика 5 и контролировался взвешиванием баллона 3 электронными весами 7. Диск 8, заключенный в обечайку-улитку 9 (без левой стенки), приводился во вращение электродвигателем 10, с контролем

оборотов электронным тахометром. Никелевый диск из ВПЯМ, изображенный на рис. 1b, имел диаметр 150мм, толщину 20мм, пористость 95%, размер ячеек 1-4мм при достаточной прочности для использования диска в качестве силового элемента вентилятора.

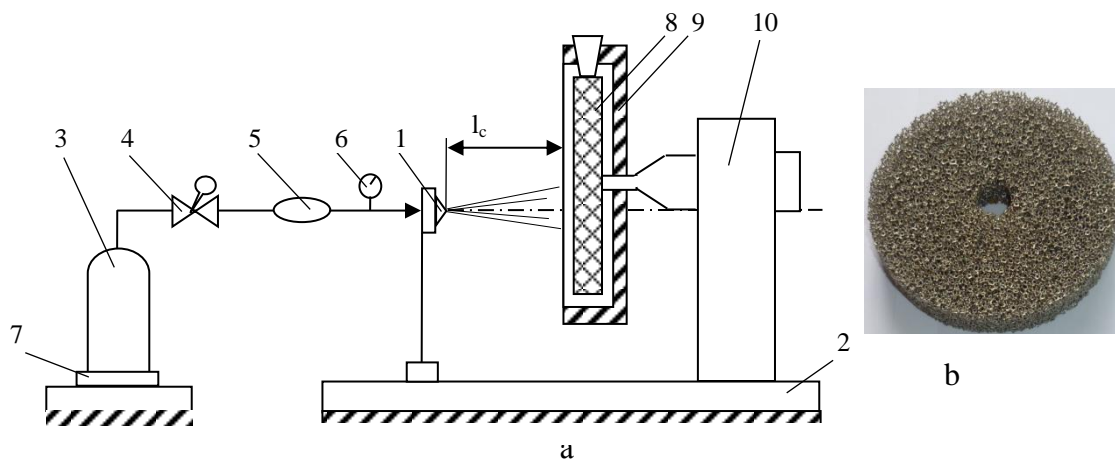


Рис. 3.1-6. Схема установки (а) и фотографии диска (b)

В качестве инертных газов использовались углекислый газ и водяной пар, а реагирующего – пропан-бутановая смесь.

Водяной пар генерировался в коммерческом парогенераторе, позволявшем получить пар с температурой до ~ 130 °С (давление 3,5 бар) в количестве до 0,4 г/сек. При этом использовалось сопло диаметром 1,5 мм.

Для визуализации использовались шпирен-фотографии или прямые, если позволяли условия.

Водяной пар, имеющий температуру выше температуры насыщения при атмосферном давлении, позволяет определить границы двух значений концентраций, при которых начинается или кончается в результате смешения конденсация. При этом молекулярная масса пара близка к молекулярной массе метана, а для CO_2 – пропану, что удобно для практически прямого переноса результатов на типичные газовые топлива.

Измерение концентраций в поле течения струи состава продуктов сгорания, коэффициента избытков воздуха α и полноты сгорания η осуществлялось с помощью газоанализатора «Тест», который позволял измерять концентрации NO_x , H_2 , O_2 , CO_2 , CO , C_mH_n (объемных %) с точностью 5%. Пробы газа отбирались также позади пронцаемого диска путем сканирования тонкой отсосной трубкой вдоль диаметра сечения горячей струи на диске. Предварительно данная процедура проводилась с холодной струей CO_2 (имитирующей пропан-бутан по плотности), чтобы получить исходное распределение концентрации топлива по сечению струи.

В случае исследования встречных струй вместо преграды симметрично располагалась точно такая же часть установки с подачей газов и соплом.

Картина течений

Наиболее сложной и наиболее полной картиной течения является случай натекания газовых (инертных или реагирующих) струй на пронцаемую неподвижную преграду. Встречные струи соответствуют двустороннему натеканию на преграду с нулевым гидравлическим сопротивлением, а бесконечное сопротивление соответствует случаю непронцаемой преграды.

Разумеется, имеются дополнительные обстоятельства, влияющие на детальный механизм взаимодействия струй, однако, все объединить в единую картину в принципе не

представляется возможным. Поэтому приводимое ниже изложение основано на наиболее общих и принципиальных сторонах изучаемых явлений и будет ориентировано на представленную на рис. 3.1-7 схему течения, которая была построена на основании визуализации и газового анализа струйных течений в присутствии преграды [1-5 ÷ 1-7].

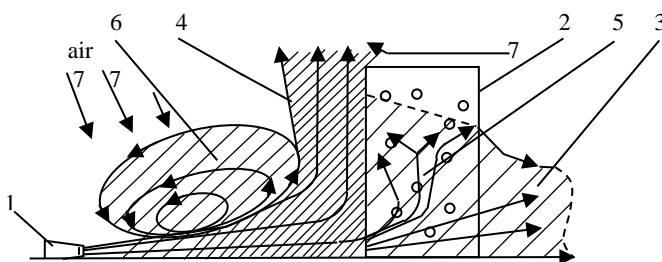


Рис. 3. 1-7 Картина течения

Комплексная диагностика показала, что из струи, натекающей на пористую преграду, образуется несколько потоков. Одна часть проходит преграду насквозь с последующим движением в осевом направлении. Другая часть растекается по лицевой поверхности преграды и выходит за ее пределы. Часть струи растекается внутри преграды с последующим выходом либо на переднюю поверхность преграды и сливается с растекающимся потоком, либо на заднюю поверхность, соединяясь с запреградной струей. Часть растекающегося перед преградой потока ответвляется от последнего и образует возвратное течение, циркулирующее между соплом и преградой и обратно в виде тороидального вихря. При этом в зону циркуляции эжектируется окружающий воздух с образованием газовой смеси определенного состава.

Иллюстрацией картины, изображенной на рис. 3.1-7 служат следующие рисунки.

На рис. 3.1-8b показаны фотографии струи дыма, иллюстрирующие наличие обратных течений, захватывающих даже область за преградой.

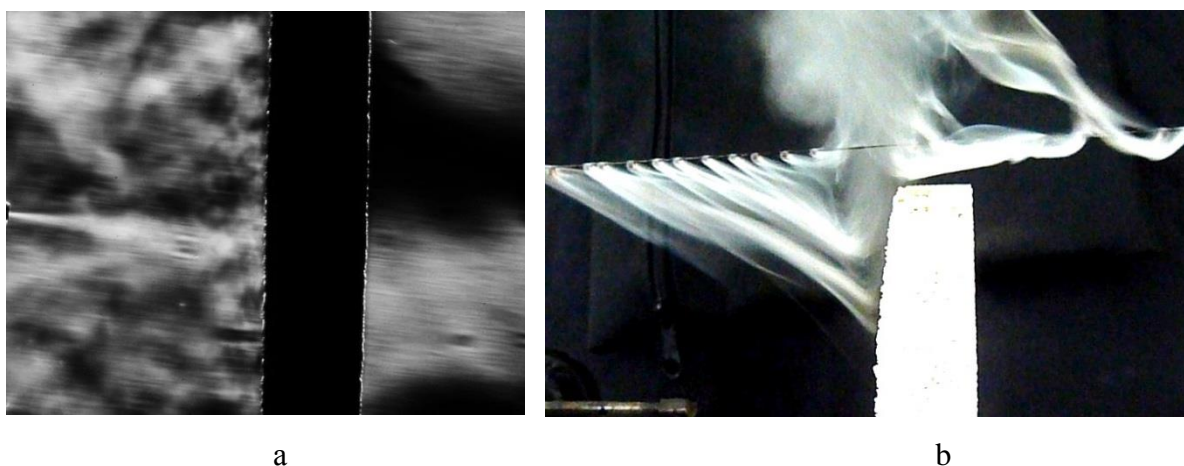


рис. 3.1-8 Визуализация

А на 3.1-8a показана щиренная фотография струи CO_2 . Видно, что за преградой поток существенно более равномерный, а область течения уже, чем перед.

На рис. 3.1-9 приведены результаты измерений состава перед преградой для случая натекания струи CO_2 . Здесь показана 3x мерная картина распределения концентрации CO_2 (C_{CO_2}) по длине струи в сечениях радиуса 60mm, при впрыске под давлением $P=0,8atm$ (скорость впрыска $U_0 = 270$ м/с, расход газа $G=0,1 \cdot 10^{-3}$ кг/с) на преграду из никелевого

ВПЯМ ($Por = 95\%$, $d_p = 20 \text{ ppi}$) при $l_c = 50 \text{ mm}$. У среза сопла (кривая 1) наблюдается резкий пик CO_2 на оси струи (в ее ядре), переходящий в плато с концентрациями в 2-3%. В сечении через 20 mm от сопла (кривая 2) максимум концентрации CO_2 на оси значительно уменьшается, а значения C_{CO_2} на плато практически не изменяются так же как и в последующих сечениях до преграды (на рис. 3.I-9 не показаны).

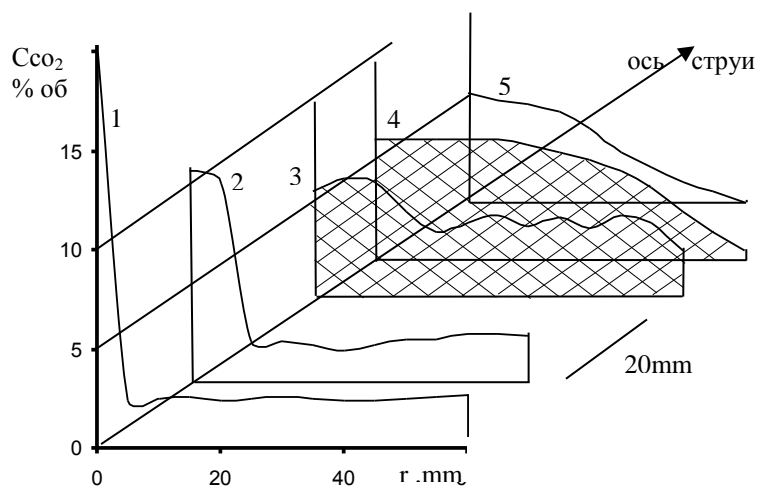


Рис. 3.I-9. Распределение концентраций CO_2

На преграде (кривая 3 заштрихована) наблюдается неоднородная картина с четко выраженными минимумами-максимумами и резкими колебаниями C_{CO_2} в точках измерений (на кривых приведены усредненные значения C_{CO_2}), свидетельствующими о существенной турбулизации течений. На тыльной стороне преграды (кривая 4) все неоднородности сглаживаются и C_{CO_2} с постоянного максимального значения в приосевой зоне струи плавно снижается к периферии. В сечениях, удаленных от преграды (кривая 5) C_{CO_2} также плавно снижается от оси к краю течения и размеры струи за преградой сокращаются.

Геометрия течения инертных струй

Для описания геометрических характеристик течения, изображенного на рис. 3.I-10, используем упрощенный подход, основанный на квазиодномерном представлении течения свободной затопленной струи в среде, отличающейся плотностью без учета архимедовых сил, как это было сделано, например, при описании геометрии диффузионных пламен [I-8, I-9].

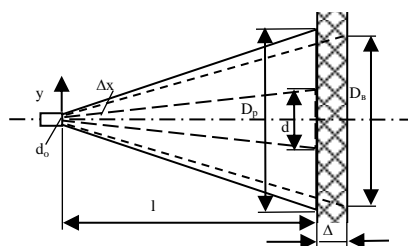


Рис. 3.I-10 Схема течения

В этом случае изменение площади поперечного сечения струи будет

$$\bar{F} = (1 + c\bar{x})^2 \quad (1)$$

где $c = 0,27$.

\bar{F} – отношению площади струи в сечении x к площади на выходе из сопла диаметром d_o .

$$\bar{x} = \frac{x}{d_o}$$

Уравнение количества движения при постоянном давлении имеет вид

$$G_o \cdot u_o = G \cdot u \quad (2)$$

где G – массовый расход в сечении x ;

u – скорость;

o – на выходе из сопла.

Так как

$$G = F \cdot \rho u$$

$$\bar{F} = \frac{F}{F_o}$$

то из (1) и (2) следует, что относительная скорость

$$\bar{u} = \frac{u}{u_o} = \sqrt{\frac{\rho_o}{\rho} \frac{1}{1 + c\bar{x}}} \quad (3)$$

И средняя весовая концентрация

$$k = \bar{u} = \frac{1}{\sqrt{\rho} (1 + c\bar{x})} \quad (4)$$

Заметим, что в (3) и (4) $\bar{\rho}$ – текущее значение, зависящее от \bar{x} , но для больших x приближенно под $\bar{\rho}$ можно понимать отношение плотностей перемешивающихся газов.

Диаметр свободной затопленной струи в сечении x будет

$$\frac{D}{d_o} = 1 + c\bar{x} \quad (5)$$

При натекании струи на проницаемую преграду происходит перестройка течения таким образом, чтобы потери импульса струи соответствовали гидравлическим потерям проникающего потока со скоростью v меньшей, чем в натекающей струе u_c , но через соответственно большую площадь.

То есть

$$v = \frac{u_c}{\sqrt{1 + \frac{\xi}{2}}}$$

Здесь ξ – коэффициент сопротивления преграды.

Чтобы найти эту площадь, используем уравнение энергии с учетом работы сил трения (гидравлического сопротивления)

$$L_{тр} = \frac{u_c^2 - v^2}{2} \quad (6)$$

Если Δp – период давления на преграде, то сила будет $\Delta p \cdot F$, а ее работа в единицу времени $\Delta p \cdot F \cdot v$. Отношение этой величины к расходу $\rho \cdot v \cdot F$

$$L_{тр} = \xi \frac{\rho v^2}{2} \cdot \frac{F \cdot v}{\rho v F} = \frac{\xi}{2} v^2 \quad (7)$$

Тогда

$$\frac{\xi}{2} v^2 = \frac{u_c^2 - v^2}{2}$$

* нумерация формул относится только к разделу 3.1-2

И, следовательно,

$$\frac{u_c}{v} = \sqrt{1 + \xi} \quad (8)$$

Если по толщине преграды расход не изменяется, то должно быть при $\rho = \text{const}$

$$u_c F_c = v \cdot F_a$$

Или

$$\frac{D_a}{D_c} = \sqrt[4]{1 + \xi} \quad (9)$$

На рис. 3.I-10 представлена схема течения, а на рис. 3.I-11 сопоставление расчетных и экспериментальных значений D_b . При этом D_c рассчитывается по (5) для $x = l + \Delta$, а для D_b по (9). На рис. 3.I-12 приведена визуализация течения для пара H_2O .

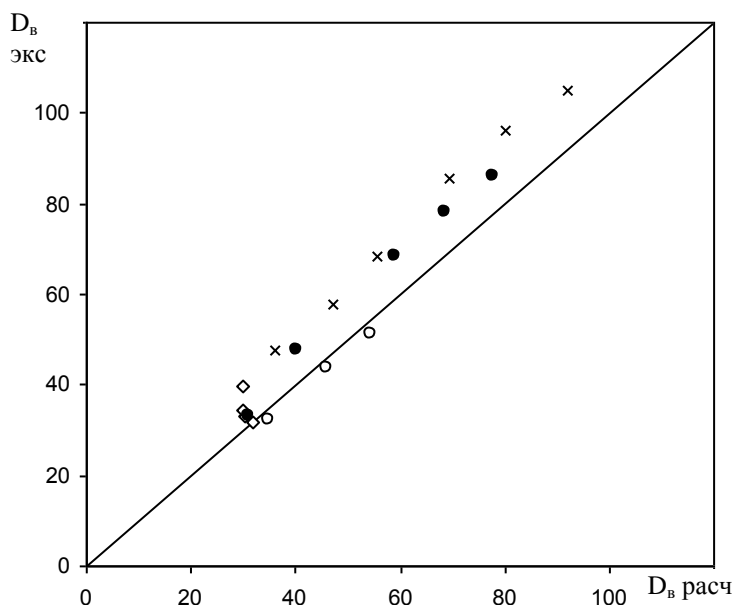


Рис. 3.I-11

Сопоставление расчетных и экспериментальных значений диаметра струи за преградой

● - керамика рр1 10; x – керамика рр1 20;

○ – Ni рр1 20;

водяной пар $G_o \approx 0.39$ г/сек; $d_o = 1.5$ мм

Δ - CO_2 , $l = 60$ мм

$G_o \approx 0.04; 0.06; 0.085; 0.1$ г/сек;

$d_o = 0.5$ мм

При натекании струи на вращающуюся преграду течение существенным образом перестраивается. На входе в преграду появляется спутная скорость w , а в диске струя увеличивается окружным и радиальным течениями и при определенном сочетании параметров струи и вращения диска струя не выходит за пределы преграды. Это же, естественно, происходит и в случае, если у вращающегося диска противоположная сторона закрыта непроницаемым экраном.

Поскольку спутная скорость возникает не на всем протяжении струи, трудно говорить о сопоставлении с имеющимися сведениями о влиянии спутности на геометрию струи.



Рис. 3.1-12 Натекание водяного пара

На рис. 3.1-13 представлены экспериментальные данные по уменьшению диаметра струи на входе во вращающийся диск.

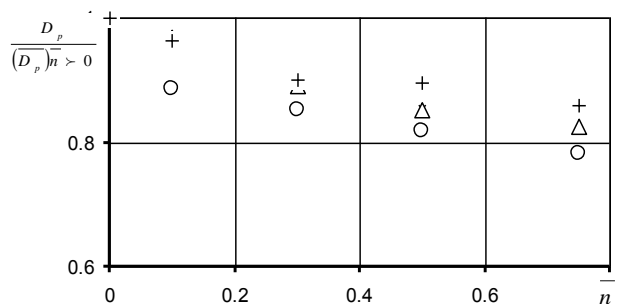


Рис 3.1-13 Влияние скорости вращения на относительное изменение диаметра струи на входе в диск.

o – 0,04; x – 0,06; Δ – 0,085; + – 0,1 г/сек CO_2 , $d_0 = 0.5 \text{ мм}$ $l = 60 \text{ мм}$

На проникновение струй вращение оказывает существенное влияние. При некотором значении чисел оборотов \bar{n} струя полностью увлекается внутренним течением. При этом диаметр выходящей струи равен нулю, но переход может происходить достаточно резко. Оценка предельных с этой точки зрения значений \bar{n} может быть произведена путем сопоставления объемного расхода, создаваемого вращением диска, с расходом, поступающим со струей (при больших l $\rho \approx \text{const}$)

$$v_c = \frac{G_o}{\rho} \cdot (1 + c\bar{l})$$

Тогда, полагая, что $v = v_c$ и учитывая, что экспериментально получено, что $v \cong 7\bar{n}$ л/сек, получаем

$$7\bar{n} = G_o (1 + c\bar{l}) \cdot \sqrt{\frac{\rho_o}{\rho}}$$

$$\bar{n} = \sqrt{\frac{\rho_o}{\rho}} \frac{G_o (1 + c\bar{l})}{7}$$

Здесь и далее \bar{n} – число оборотов диска $10^3/\text{мкм}$

Для условий эксперимента (размерность G_o г/сек)

$$\bar{n} \cong 5.85 G_o$$

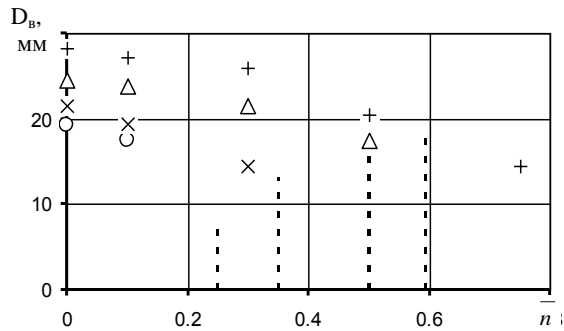


Рис 3.1-14 Влияние скорости вращения на диаметр струи на выходе (обозначения точек те же, что на рис. I-13)

--- $\bar{n} = 0,234; 0,351; 0,497; 0,585$ расчет

Сопоставление приведено на рис.3. I-14. Учитывая всю приближенность оценок и невозможность получения точных предельных значений \bar{n} , можно отметить правильность характера изменения и приблизительное количественное соответствие.

Приведенные выше сведения о структуре течения и их аналитические оценки могут быть использованы и при анализе взаимодействия струй топлива с преградой при горении.

3. Стабилизация диффузионных пламен импактных и встречных топливных струй.

Взаимодействие горячей струи пропан-бутана с преградой

В качестве преград использовались 3 варианта:

- пластина толщиной 10мм и диаметром 100мм из высокопроницаемого ячеисто-пористого материала (ВПЯМ) – муллито-корундовой керамики
- пластина толщиной 0,5мм и диаметром 100мм из стали
- комбинация пластин из ВПЯМ и стали (одна за другой).

Преграда устанавливалась на расстояниях 50-200мм от сопла и подвергалась воздействию одиночной струи. На рис. 3.1-15 показано изображение струи, горящей на преграде из ВПЯМ, которая разогревалась до 800-1000°C в зависимости от расходов топлива $G_T = 0,04 \div 0,10$ г/с. Значения G_T задавались давлением впрыска топлива P_T , по которому рассчитывалась скорость истечения топлива U_0 и критерий гомохронности $Но$ по формуле.

$$Но = U_0 \tau_r / d_c, \quad (1)$$

где U_0 - скорость истечения топливной струи из сопла, с диаметром d_c ;

τ_r - характерное время горения гомогенной смеси данного топлива с окислителем, затабулированное в [I.10] для пяти видов топлив. Критерий $Но$

При определенных значениях P_T струя поджигалась, после чего преграда отодвигалась от сопла до расстояния l срыва горения. На рис. 3.1-16 показаны зависимости безразмерных расстояний срыва $L=l/d_c$ от $Но$ для перечисленных выше видов преград.

Наиболее эффективно стабилизировала горение керамическая преграда (кривая 1), причем с ростом $Но$ границы устойчивого горения все более раздвигались, при этом температура преграды достигала 900-1050°C. Менее эффективно стабилизировала пламя стальная непроницаемая преграда (кривая 2), которая нагревалась до 750-800°C из-за значительного теплоотвода. Комбинированная преграда (кривая 3) оказывала промежуточный эффект, поскольку теплоемкая керамика сохраняет тепло и нагревается, но часть тепла отдается прижатой сзади теплопроводной стальной преграде. Эффект стабилизации

пламени на преграде особенно четко виден при сравнении с данными по срыву свободных одиночных струй, показанными на рис. 3.1-16. Точка (*) соответствует срыву с

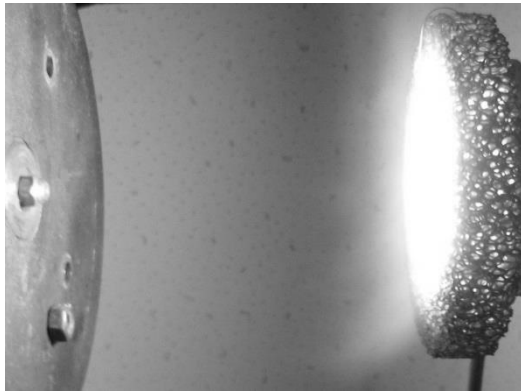


Рис. 3.1-15 Горение струи на преграде

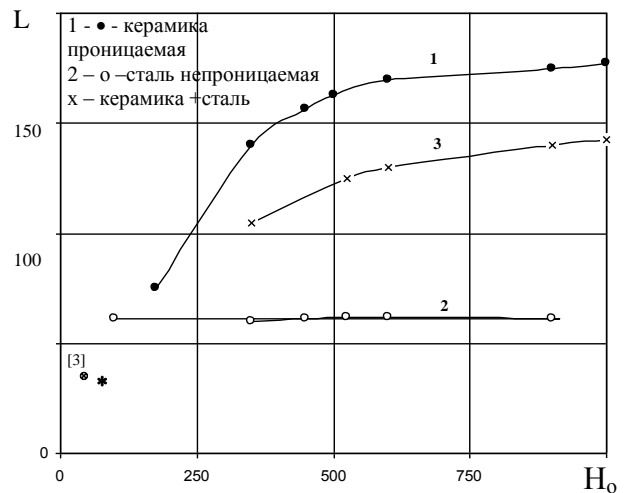


Рис. 3.1-16 Зависимость расстояния срыва одиночной струи на преграде от критерия гомохронности

длиной отрыва $L=35$ и $No=90$ (соответствует $U_0=30$ м/с) для сопла $\varnothing 0,5$ мм, а точка (\otimes) взята из [3] для сопла \varnothing

1,6 мм имеет $L=38$ и $No=40$ (соответствует $U_0=31$ м/с). Это означает, что при $U_0 > 31$ м/с свободная пропан-бутановая струя не горит в то время как срыв на преграде в описываемых условиях достигнут при $No=1000$. Следовательно, стабилизация на преграде раздвигает диапазон стабильного горения струи на порядок, причем наиболее эффективно – на теплоемкой керамической преграде.

Важное значение имеет изучение характеристик горения струи: состава продуктов сгорания, коэффициента избытка воздуха α , полноты сгорания η . Для определения этих характеристик проводился газовый анализ с помощью газоанализатора «ТЕСТ».

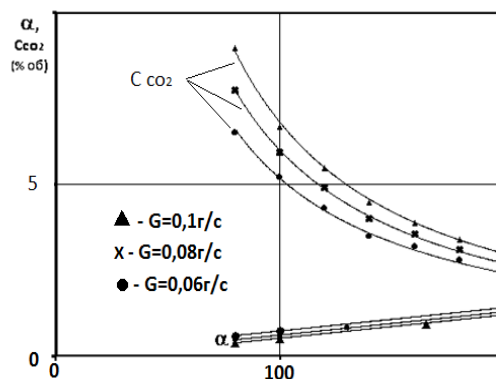


Рис. 3.1-17 Зависимости концентрации CO_2 и коэффициента избытка воздуха на оси холодной струи от расстояния до сопла

На рис. 3.1-17 показано распределение концентраций C_{CO_2} при разных расходах G топлива. Аппроксимирующие кривые представляют собой гиперболы $C_{CO_2} = k / L$, причем коэффициент k увеличивается с ростом G_T и кривые располагаются друг над другом.

* нумерация формул относится только к разделу 3.1-3

По измеренным C_{CO_2} рассчитывались коэффициенты избытка воздуха α для пропан-бутана, представленные на рис. 3.1-17, дающие исходные характеристики холодных струй перед горением.

При горении значения α увеличиваются в связи с повышением температуры и плотности смеси, но качественные зависимости от L являются априорной информацией. Реальная информация об условиях до срыва и во время срыва горения получена в результате

Таблица 1

| № n/n | G_T г/с | L | O_2 %,об | H_2 %,об | CO %,об | CO_2 %,об | C_mH_n %,об | α | α_x | T °C | η | Прим. |
|----------|--------------|-----|---------------|---------------|--------------|----------------|------------------|----------|------------|-----------|--------|-------|
| 1 | 0,04 | 130 | 1,5 | 0,7 | 1,5 | 11,6 | 0,04 | 0,95 | 1,0 | 1050 | 0,93 | гор. |
| 2 | 0,04 | 140 | 9,8 | 0,7 | 1,3 | 5,1 | 2,2 | 1,22 | 1,25 | 1025 | 0,63 | гор. |
| 3 | 0,04 | 150 | 15,5 | 0,3 | 0,5 | 2,2 | 2,5 | 1,9 | 1,3 | 800 | 0,34 | гор. |
| 4 | 0,04 | 155 | 17,8 | 0,2 | 0,3 | 1,3 | 2,7 | 2,3 | 1,4 | 650 | 0,17 | срыв |
| 5 | 0,06 | 150 | 13,5 | 0,4 | 1,0 | 2,8 | 2,9 | 1,4 | 1,1 | 800 | 0,4 | гор. |
| 6 | 0,06 | 160 | 15,3 | 0,3 | 0,5 | 2,0 | 2,75 | 1,7 | 1,2 | 750 | 0,3 | гор. |
| 7 | 0,06 | 170 | 18,0 | 0,1 | 0,1 | 0,4 | 2,7 | 2,5 | 1,3 | 700 | 0,15 | срыв |
| 8 | 0,08 | 175 | 14,7 | 0,2 | 0,35 | 1,9 | 3,1 | 2,1 | 1,1 | 825 | 0,28 | срыв |
| 9 | 0,1 | 180 | 17,1 | 0,1 | 0,1 | 1,5 | 3,3 | 1,7 | 0,9 | 850 | 0,26 | срыв |

измерения температур, концентраций компонентов смеси и характеристик горения на оси струи, которые представлены в таблице 1.

Эволюция представленных характеристик показывает (пункты 1-4 и 5-7), что при приближении к границе срыва уменьшается полнота сгорания η , поскольку увеличивается концентрация основных не прореагировавших компонентов смеси: O_2 и C_mH_n , что ведет к уменьшению промежуточных (H_2 и CO) и конечного (CO_2) продуктов горения. Все это приводит к падению температуры горения T и увеличению α , которое достигает низшего предела воспламенения смеси ($\alpha=1,7$ [6]) и превосходит его ($\alpha = 1,7 \div 2,5$). Из таблицы видно, что значения α при одинаковых L практически близки с α_x холодной струи при устойчивом горении и различаются в 2 раза при срыве горения. Наблюдения показали, что перед срывом имеет место неустойчивое горение в виде затухания-оживления процесса: при затухании вероятно накопление топлива внутри нагретой пористой преграды и при достижении благоприятных ($\alpha < 1,7$) условий происходит воспламенение и сгорание накопленной порции топлива до следующей паузы. Далее процесс повторяется до остывания преграды ниже температуры воспламенения смеси, когда горение прекращается. Такой пульсирующий режим по-видимому поддерживает горение при отмеченных значениях $\alpha = 1,7 \div 2,5$, когда процесс должен прекратиться, исходя из пределов воспламенения смеси. Следует отметить, что пульсирующее горение на стальной сплошной преграде не наблюдалось – срыв наступал сразу.

Взаимодействие встречных и пересекающихся струй.

Экспериментальные исследования взаимодействия горящих струй пропан-бутана, впрыснутого из противоположно расположенных сопел $\varnothing 0,5$ мм. Данные экспериментов приведены в виде зависимости L_c (Ho), аналогично результатам взаимодействия одиночной струи с преградой. Во время горения струй сопла отодвигались друг от друга до момента срыва пламени, что фиксировалось значением L_c . На рис. 3.1-18 показаны изображения 4х вариантов встреч струй при смещении их осей относительно друг друга, характеризуемом параметром h_c (мм). У соосно расположенных струй ($h_c=0$) зона взаимодействия расширяется во все стороны в основном перпендикулярно осям в виде бело-желтого сажистого пламени (рис. 3.1-18а). Смещение осей струй на $h_c=10$ мм (рис. 3.1-18б) качественно меняет картину: общее пламя расширяется в сторону сопел в виде прижатых друг к другу струй голубого цвета. Увеличение h_c до 15мм (рис 3.1.18в) еще больше расширяет суммарное пламя, причем сердцевина одной струи совпадает с

периферией другой струи. По видимому, эта ситуация наиболее благоприятна для стабилизации пламени, поскольку в зоне взаимодействия происходит перемешивание участков с максимальной и минимальной концентрацией топлива. Еще большее отдаление струй до $h_c = 20\text{мм}$ (рис. 3.I-18г) характеризуется касанием их периферийными участками, относительно бедными топливом; струи меньше влияют друг на друга, что приводит к потере устойчивости.

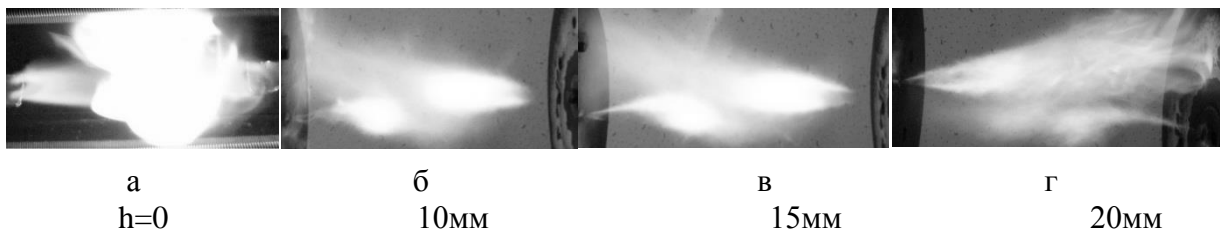


Рис. 3.I-18 Изображение встречных струй

Данные наблюдения подтверждаются экспериментальными зависимостями L_c ($Но$) при разных h_c приведенными на рис. 3.I-19 где представлены данные (*) для срыва одиночной струи, сравнение с которыми ($L_c = 35$, $Но = 75$) показывает, что границы устойчивого горения встречных струй существенно расширяются: по $Но$ – на порядок и более; по L_c – в 6-8 раз, что является важным положительным результатом. Более того, горение одиночной струи имеет место до определенных значений $Но$, выше которых происходит срыв; горение встречных струй с повышением $Но$ становится все более устойчивым. Поскольку, $Но$ пропорционально скорости истечения U_0 (по формуле 1), которая, в свою очередь, пропорциональна $\sqrt{G_T}$, то с повышением G_T горение встречных струй все более стабилизируется, что наглядно показано на рис. 3.I-20 где приведены зависимости L_c (h_c) при разных значениях G_T . Все 3 кривые подобны и имеют максимумы при $h_c = 15\text{мм}$, что подтверждает описанные выше наблюдения и выводы. Кривая 1 построена для наименьшего расхода ($G_T = 0,095\text{г/с}$ – суммарный расход для двух сопел) и располагается ниже кривой 2 ($G_T = 0,143\text{г/с}$) и тем более ниже кривой 3 ($G_T = 0,16\text{г/с}$), что и показывает рост устойчивости горения с увеличением G_T . Это означает, что можно создавать горелочные устройства на встречных струях увеличенной мощности и энергонапряженности со стабильными режимами горения.

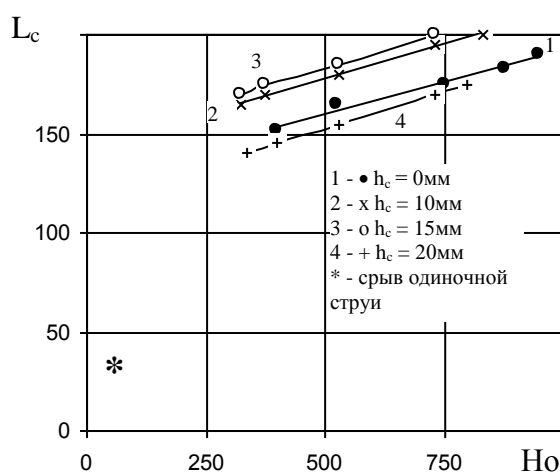


Рис. 3.I-19 Зависимость расстояния срыва (L_c) от $Но$ при разных несоосностях (h_c) расположения сопел

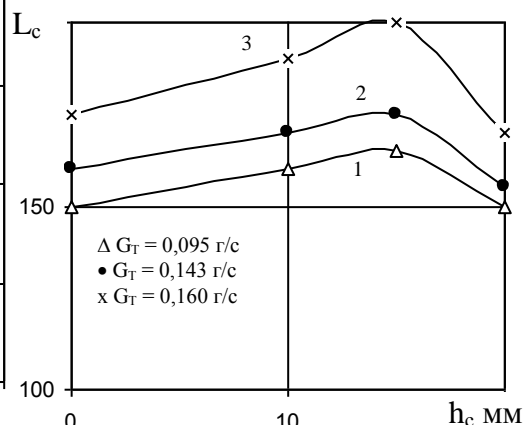


Рис. 3.I-20 Зависимость расстояния (L_c) срыва горения от смещения (h_c) осей сопел

Пересечение струй под разными углами встреч образуют зоны торможения, но при определенных углах. Эксперименты показали устойчивое горение в диапазоне углов от 90° до 180° ; при острых углах зоны торможения практически не образуются и пересечение струй не дает стабилизирующего эффекта. Экспериментальные зависимости L_c (Ho) для разных углов встреч струй показаны на рис. 3.I-21, где пунктирная кривая 1 построена для 180° (взята из рис. 6, кривая 1), кривая 2 для 135° и кривая 3 для 90° . Представленные данные показывают примерно одинаковый эффект (в пределах ошибок измерений) стабилизации в диапазоне углов $90^\circ \div 180^\circ$, поэтому пересекающиеся струи, как и встречные струи могут успешно применяться в горелочных устройствах, в том числе сложной конфигурации.

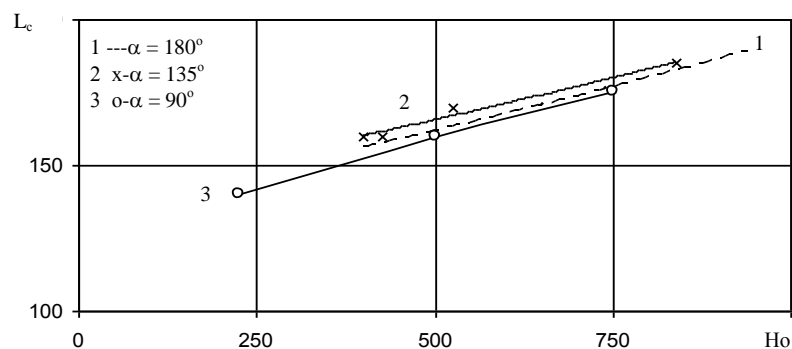


Рис.3. I-21 Зависимость длины срыва (L_c) от критерия гомотронности (Ho) при пересечении струй под разными углами α

Исследование влияния балластирования топлива углекислым газом на устойчивость горения.

В [I.11] при изучении оторванных от сопла одиночных струй метана и пропан-бутана с добавками CO_2 показано, что длина отрыва монотонно растет с увеличением концентрации CO_2 , что связано с уменьшением нормальной скорости распространения пламени (U_n) и увеличением характерного времени горения (τ_c). Все это свидетельствует о снижении устойчивости диффузионного горения свободных струй при балластировании топлива углекислым газом. Целью настоящих экспериментальных исследований является изучение влияния добавок CO_2 к пропан-бутану на устойчивость горения встречных струй. На рис. 3.I-22 показаны зависимости длины срыва пламени L_c от отношения расходов CO_2 к расходу топлива $\beta = G_{CO_2} / G_T$ при разных значениях G_T . Представленные данные показывают падение устойчивости горения с увеличением концентрации балласта, причем при малых расходах топлива падение интенсивнее, чем при больших G_T . Так для одинакового $\beta = 0,5$, значения L_c при $G_T = 0,043$ г/с падает в 2 раза, а при $G_T = 0,08$ г/с L_c уменьшается на 25%. Следовательно, устойчивость горения балластированного топлива повышается с ростом расхода топлива. Это наглядно видно на рис. 3.I-23, где приведены зависимости L_c (G_T) при фиксированных $\beta = 0,25$; 0,5 и 0,75 в виде кривых 1,2 и 3. Длины срыва L_c резко увеличиваются с повышением G_T , так что одинаковую устойчивость можно получить при разных β , меняя G_T , что показывает пунктирная линия на рис. 3.I-23.

Потеря устойчивости горения при балластировании топлива обусловлена изменением характеристик топливо-воздушной смеси, которые в данном случае действуют те же факторы.

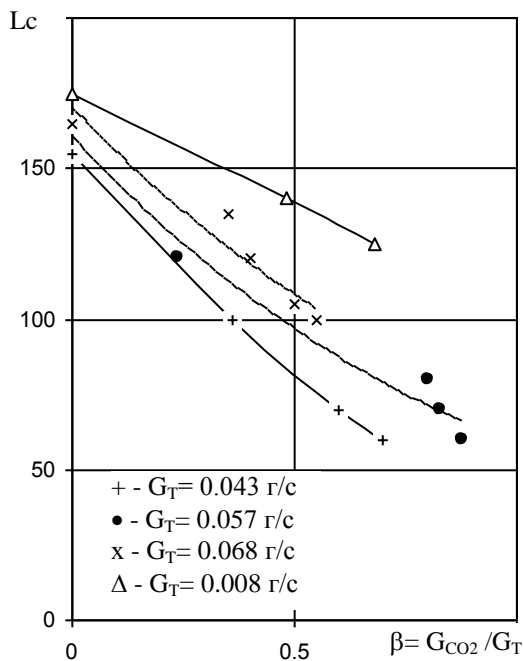


Рис. 3.1-22 Зависимость длины срыва пламени встречных струй (L_c) от отношения расходов CO_2 и пропан-бутана (β)

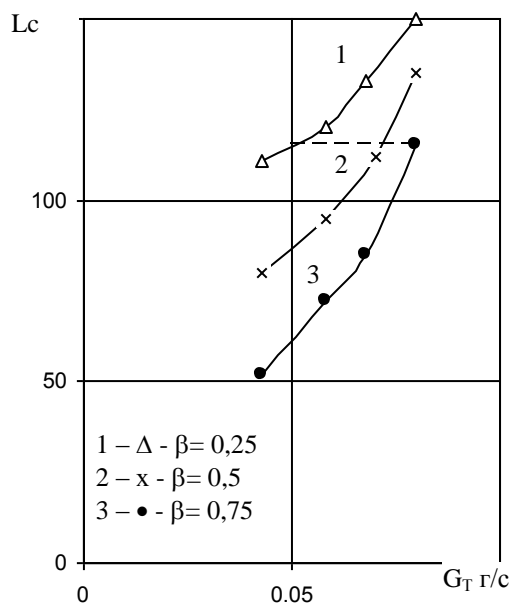


Рис. 3.1-23 Зависимость длины срыва пламени от расхода пропан-бутана G_T

Критериальное описание устойчивости диффузионного горения соударяющихся топливных струй.

Приближенная критериальная интерпретация рассмотренных результатов взаимодействия горящих струй может быть получена на основе упрощенных представлений о натекании топливной струи на преграду изображенной на рис. 3.1-24. Струя, впрыснутая из сопла, диаметром d_c со скоростью U_0 движется к сплошной преграде и на расстоянии h в сечении $\bar{x} = x/d_c$ тормозится и растекается в радиальном направлении. При этом начальная скорость радиального течения равна скорости в сечении \bar{x} , то есть U_x . В данной ситуации условия стабилизации пламени имеют вид:

$$U_T = \sqrt{\frac{D_\tau}{\tau_a}} \geq U_x \quad (2)$$

$$\Delta_T = \sqrt{D_\tau \cdot \tau_a} \leq h \quad (3)$$

где U_T – скорость турбулентного горения, D_τ – коэффициент турбулентной диффузии, τ_c – характерное время горения; Δ_T – ширина зоны турбулентного горения.

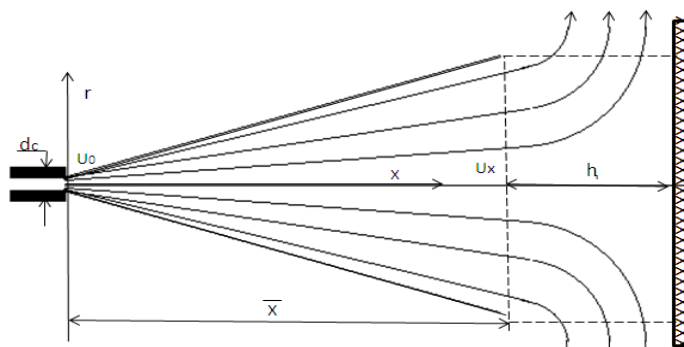


Рис. 3.1-24 Схема взаимодействия струи с преградой.

Условия срыва горения запишем в виде: $U_T = U_x$ и $\Delta_T = h$. Поскольку скорость U_x падает (линейно) до нуля на преграде, получим условия срыва делением (2) на (3):

$$\frac{U_x}{h} = \frac{U_T}{\Delta_T} = \frac{1}{\tau_a} \quad (4)$$

Запишем выражение для критерия гомохронности аналогично (1) с учетом (4) для сечения \bar{x} :

$$H_{o_x} = \frac{U_x \tau_a}{h} = 1 \quad (5)$$

Формула (5) является условием срыва горения, однако для расчетов, входящие в него величины необходимо выразить через известные из экспериментов значения. Из опытных данных известно эмпирическое соотношение

$$\bar{d}_x \approx 0,27 \bar{x} \quad (6)$$

где $\bar{d}_x = d_x / d_c$ - относительный диаметр сечения струй на относительном расстоянии $\bar{x} = x / d_c$ от сопла.

Из уравнения импульсов при истечении струи в среде с $P = \text{const}$ (без спутного потока) следует:

$$P_T S_c = \frac{\rho U_o^2}{2} S_c = \frac{\rho U_x^2}{2} S_x \quad (7)$$

где $S_c = \frac{\pi d_c^2}{4}$ - площадь сечения сопла; $S_x = \frac{\pi d_x^2}{4}$ - площадь сечения струи на длине x ; ρ - плотность топлива.

После преобразований в (9) получим соотношение:

$$U_x = U_o \frac{d_c}{d_x} = U_o / \bar{d}_x \quad (8)$$

Из уравнения неразрывности (см. рис. I-24) имеем равенство

$$\rho U_x S_x = \rho h 2\pi r_x U_x$$

откуда

$$r_x^2 = 2 r_x h$$

откуда

$$h = r_x / 2 \quad (9)$$

Подставляя в формулу (7) значение U_x из (8), величину h из (9) и используя (6) получим:

$$\frac{U_o \tau_a \cdot 2}{0,27 \bar{x} \cdot r_x} = \frac{U_o \tau_a}{d_c} \frac{2}{0,27 \bar{x} \cdot 0,135 \bar{x}} = 1$$

$$\text{откуда} \quad (Ho) = \frac{U_o \tau_a}{d_c} = 0,0182 \bar{x}^2 \quad (10)$$

Формула (10) является приближенным критериальным соотношением для срыва горения струи на преграде. Зная условия впрыска топлива: U_o , d_c , τ_a можно определить расстояние срыва горения \bar{x} (в описанных выше экспериментах $\bar{x} = L_c$). Если из экспериментов известны значения U_o , d_c , и \bar{x} , можно определить значения τ_a , т.е. решить обратную задачу. В таблице 2 приведены расчетные значения τ_a и другие параметры экспериментов при горении пропан-бутановой струи на преграде (пункты 1-9) в предсрывной период горения и при срыве. Для сравнения в таблице 2 представлены данные по τ_a для встречных струй

Из таблицы видно, что при одинаковых $U_o = 124 \text{ м/с}$ (п.п 1-4) с увеличением \bar{x} существенно изменяются характеристики горения: снижается температура T у преграды, увеличивается α и τ_a в предсрывных условиях горения. При срыве α и τ_a достигают максимальных значений, а T - минимальны. Характер изменения этих величин сохраняется при увеличении U_o в 1,5 раза до 175 м/с и, соответственно расхода G_T топлива

(п.п. 5-7), с тем отличием, что при этом значения \bar{x} , τ_r , α и T принимают свои значения. Сравнивая срывные значения параметров, можно отметить, что при росте U_0 или (G_T) в 2,5 раза величина τ_r снижается в 1,8 раза. При этом снижается α (в 1,3 раза) и повышается T (с 650 до 850°C). Резюмируя данные наблюдения, можно отметить, что устойчивость горения струи на преграде определяется сочетанием различных характеристик: \bar{x} , τ_r , α и

Таблица 2

| № п.п | U_0 (м/с) | $\bar{x} = L$ | $\tau_r \cdot 10^3$ (с) | α | T (°C) | Прим. |
|------------------|----------------|---------------|----------------------------|----------|-------------|-------|
| струя – преграда | | | | | | |
| 1 | 124 | 110 | 0,9 | 0,95 | 1050 | гор. |
| 2 | 124 | 140 | 1,44 | 1,22 | 1025 | гор. |
| 3 | 124 | 150 | 1,65 | 1,9 | 800 | гор. |
| 4 | 124 | 154 | 1,74 | 2,3 | 650 | срыв |
| 5 | 175 | 148 | 1,14 | 1,4 | 800 | гор. |
| 6 | 175 | 160 | 1,33 | 1,7 | 750 | гор. |
| 7 | 175 | 170 | 1,5 | 2,2 | 700 | срыв |
| 8 | 248 | 176 | 1,13 | 2,1 | 825 | срыв |
| 9 | 304 | 180 | 0,97 | 1,7 | 850 | срыв |
| встречные струи | | | | | | |
| 10 | 136 | 155 | 1,6 | - | - | срыв |
| 11 | 175 | 165 | 1,4 | - | - | срыв |
| 12 | 248 | 175 | 1,12 | - | - | срыв |
| 13 | 277 | 184 | 1,11 | - | - | срыв |
| 14 | 316 | 190 | 1,03 | - | - | срыв |

T , значения которых задаются расходом топлива. В таблице 2 приведенные данные (п.п. 10-14) по срыву встречных струй показывают, что они примерно соответствуют данным струя-преграда. Это означает, что описанные выше представления и критериальная зависимость (12) могут использоваться при горении встречных струй, где вторая струя представляется в виде преграды, оказывающей тормозящий эффект первой струе.

Стабилизация диффузионного пламени на вращающейся проницаемом диске

При анализе взаимодействия инертных струй с проницаемой преградой было показано, что вращение существенно образом отражается на характере вторичных течений перед преградой. Это еще очевидней становится при рассмотрении результатов наблюдений за взаимодействием с горячей струей. В [1.5] было показано, что при натекании струи топлива на неподвижную преграду условия срыва могут быть описаны исходя из параметров течения в области взаимодействия. При этом естественно, что горячие продукты сгорания под воздействием гравитации устремляются вверх и лишь часть их проникает через преграду.

Фотографии пламени при натекании на вращающийся диск приведены на рис. 3.1-25. Фото на рис. b соответствует предсрывному режиму

При вращении диска на который натекает струя топлива, продукты сгорания втягиваются в диск в тем большем количестве, чем выше скорость вращения \bar{n} . Это

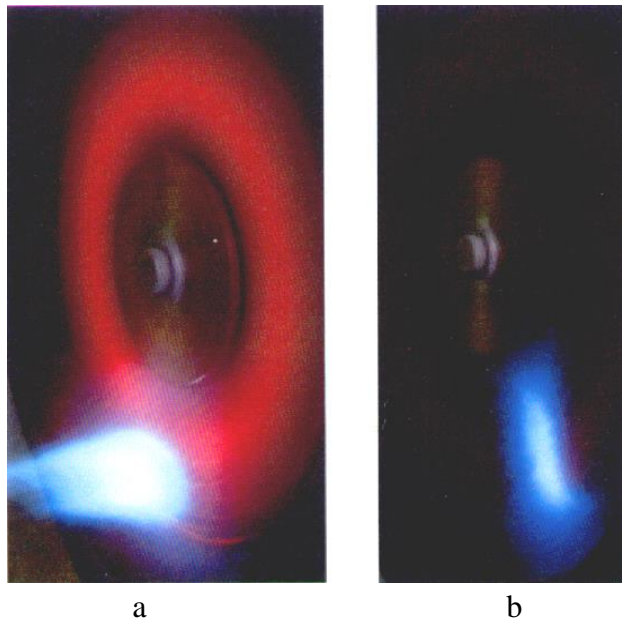


Рис. 3.1-25 Натекание струи пропан-бутана на вращающийся диск

наглядно в количественном отношении иллюстрируется рис. 9, на котором приведены измеренные значения коэффициента избытка воздуха α в отводящей улитке в сопоставлении с расчетными значениями исходя из расходов топлива и расходных характеристик вентилятора.

В виду того, что плотность продуктов сгорания существенно ниже плотности воздуха, на расчетные значения α влияет с каким составом и с какой полнотой сгорело топливо перед диском.

При расчете предположено, что объемный расход через вращающейся диск зависит только от числа оборотов, а весовой расход пропорционален плотности. При этом плотность на входе по отношению к плотности воздуха определяется относительным подогревом (то есть, Θ) и полнотой сгорания, которая полагалась равной 1 для $\alpha > 1$ и $\eta = 1/\alpha$ при $\alpha < 1$.

Выражение для расчетного α

$$\alpha = \frac{G_a}{L_o G_T}$$

С учетом (10^3) для условий эксперимента

$$G_a = \frac{\rho_a 10^3 \bar{n}}{\Theta}$$

Относительный подогрев

$$\Theta \approx 1 + \frac{H_u \cdot \eta}{G(1 + \alpha L_o) \cdot T_o}$$

Для $\alpha > 1$ и условий эксперимента

$$\Theta \approx \frac{8,8}{\alpha} + 1$$

В результате получается квадратное уравнение по отношению α вида.

$$\alpha^2 + (a - b \frac{\bar{n}}{G_T})\alpha - c \cdot \frac{\bar{n}}{G_T} = 0$$

На рис. 3.1-26 решение этого уравнения представлено для каждого расхода G_T имевшего место в экспериментах.

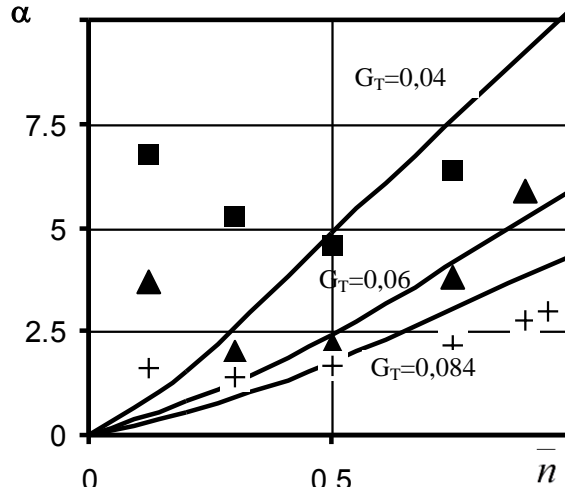


Рис. 3.1-26 Среднерасходные и измеренные значения коэффициентов избытка воздуха при изменении скорости вращения

Очевидно, что при малых \bar{n} экспериментальные значения α отличаются от расчетных весьма существенно, что и свидетельствует о том, что продукты сгорания не попадают в диск и затем в улитку, где проводились измерения.

В то же время после минимума совпадение становится удовлетворительным и можно при этом говорить об анализе процессов горения, проходящих во вращающемся пористом проницаемом теле. В частности, может быть выполнен анализ условий стабилизации пламени.

Срыв пламени на вращающемся диске.

Рассмотрение результатов наблюдений и проведенного выше анализа позволяют предположить, что перед срывом процесс горения перед преградой практически не происходит и рассмотрение может быть произведено для струи, входящей с параметрами, соответствующими параметрам инертной струи.

Качественно процесс можно представить следующим образом.

Струя топливо-воздушной смеси со скоростью U_c входит в диск.

Под действием тангенциального и радиального течения струя деформируется в область толщиной δ и сохранением размера по радиусу, равному диаметру входящей струи.

Очевидно, что поскольку δ - минимальный размер (не превышающий толщины диска Δ), то условие срыва может быть записано в следующем виде

$$\frac{v_t \cdot \tau_A}{\delta} = 1 \quad (11)$$

где v_t - тангенциальная скорость, сносящая струю, например, на радиусе диска r_d куда приходится ось струи.

Для определения δ положим, что расход струи на входе равен расходу деформированной струи, т.е.

$$\frac{\pi}{4} D_a^2 \cdot U_c = \delta \cdot D_a \cdot v_t \quad (12)$$

Откуда

$$\delta = \frac{\pi}{4} D_a \cdot \frac{U_c}{v_t} \quad (12')$$

Тогда для характерного времени горения τ_r получим (для больших расстояний l)

$$\tau_{\bar{A}} = \frac{\pi}{4} d_o \sqrt{\frac{\mu_j}{\mu_o}} \cdot \frac{U_o}{v_t^2}$$

Тангенциальная скорость

$$v_t = \frac{\bar{n} \cdot 1000}{60} \cdot 2\pi \cdot r_s$$

И, далее

$$\tau_{\bar{A}} = \frac{\pi}{4} d_o \sqrt{\frac{\mu_j}{\mu_o}} \cdot \frac{U_o}{(\bar{n} \cdot 105 \cdot r_o)_s^2}$$

Совершенно очевидно, что так как

$$G_T = \frac{\pi}{4} U_o d_o^2 \rho_o, \text{ то}$$

$$\tau_{\bar{A}} \approx \frac{1}{d_o} \frac{G_T}{\bar{n}^2}$$

Для экспериментов с соплом одного диаметра

$$\tau_{\bar{A}} = K \frac{G_{\bar{A}}}{\bar{n}^2} \quad (13)$$

С другой стороны τ_T является функцией α и T_o .

Для условий эксперимента расчет дает $K = 4,56 \cdot 10^{-2}$. И, соответственно,

$$\tau_{\bar{A}} \approx 4,56 \cdot 10^{-2} \frac{G_{\bar{A}}}{\bar{n}^2} \text{ сек} \quad (13^b)$$

где G_T в г/сек.

Расчет α производится исходя из (4)

Рис. 3.I-27 иллюстрирует обобщенный характер параметра $\frac{G_o}{\bar{n}^2}$, а на рис. 3.I-28

приведены значения τ_T по (13) в зависимости от расчетных значений α .

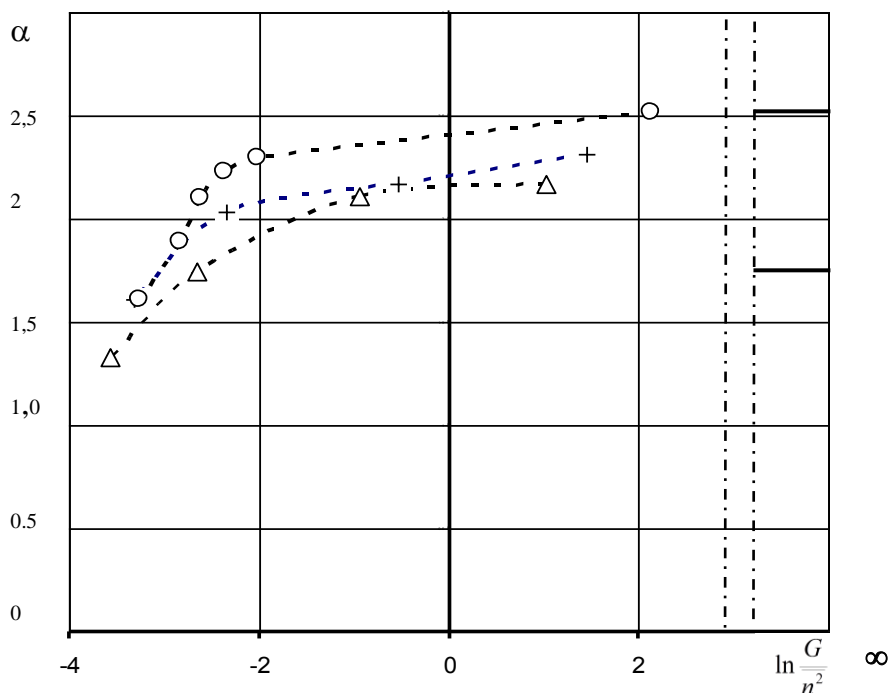


Рис. 3.I-27 Срывные α на вращающемся диске

Δ - 0,04 г/сек; X - 0,06 г/сек; O - 0,1 г/сек - пределы α при $G/\bar{n}^2 \rightarrow \infty$

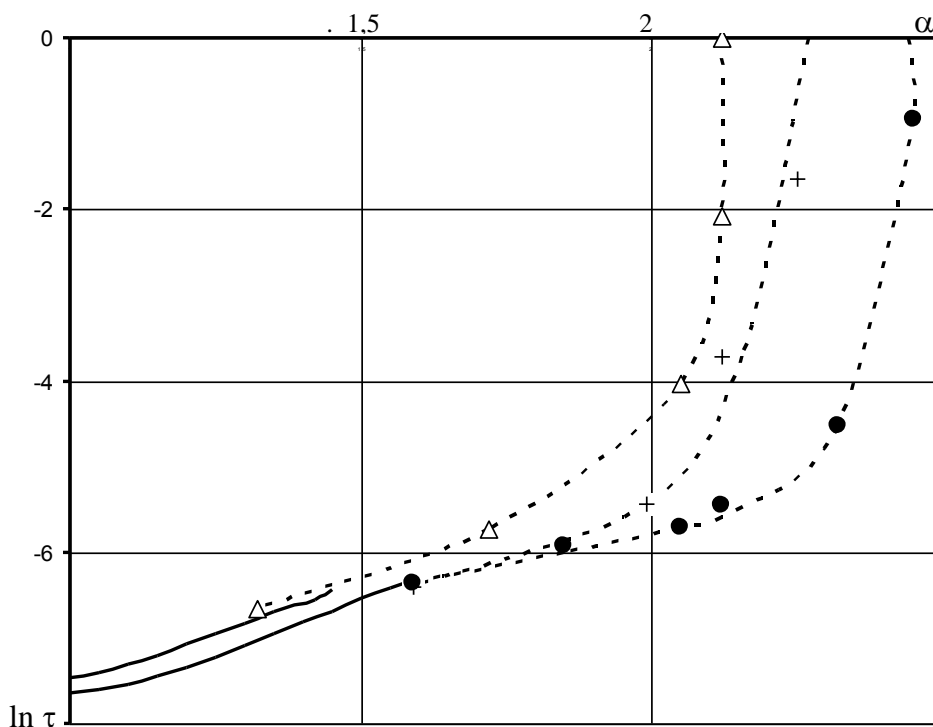


Рис. 3.1-28 Характерное время горения, соответствующее срыву табличные данные для температур 200 и 300°С

Сопоставление с табличными значениями τ для пропана [1.10] для температур 260 и 300°С сплошными линиями. Очевидна корреляция с табличными данными в том диапазоне α , для которых есть таблицы. Если изложенное здесь верно, то в исследованной системе реализуются процессы горения топливо-воздушных смесей запредельных (обедненных) составов. Возможно, это связано с неоднородностью состава по сечению струи. Но наблюдающаяся светящаяся полоска, ее медленное перемещение по окружности свидетельствуют о приемлемости модели и больших характерных временах горения.

Расчет температуры разогретого кольца

Визуальная картина воздействия горячей струи на вращающийся диск представлена на рис. 3.1-25.

На режимах досрывных виден кольцевой горячий след, примерно равный по размеру вдоль радиуса диаметру струи.

Совершенно очевидно, что воздух вошедший до кольца охлаждает диск и нагревается до температур, при которых видимого свечения нет.

В связи с разогревом кольца до значительных температур отвод тепла излучением от него имеет существенное значение для баланса тепла.

Для оценки условий конвективного теплообмена можно воспользоваться формулой Тимофеева, которая удовлетворительно работает для ВПЯПН [1.2]:

$$Nu = 0,105 Re$$

Если $Nu = \frac{\beta d}{\lambda}$, то коэффициент теплоотдачи

$$\beta = 0,105 u \cdot \frac{\lambda}{\nu} \approx 0,105 \cdot \rho u C_p$$

И с учетом того, что для воздуха и продуктов сгорания $C_p \approx 1$

$$\beta = 0,105 \rho u \quad (14)$$

Уравнение теплового баланса на кольце

$$(T_g - T_k) F_s \cdot \beta_s \cdot S_{уд} = (T_k - T_o) F_k \cdot \beta_k \cdot S_{уд} \quad (15)$$

А влияние потерь тепла радиацией отнесем к балансу тепловыделения, т.е. уменьшению теплопроводности, уменьшению T_d .

$$\dot{\delta}_s - \dot{\delta}_i = \frac{\dot{I}_u \cdot G_T - Q_p}{C_p (1 + \alpha L_o)} \quad (16)$$

Из (14) и (15) следует, что

$$(T_g - T_k) F_s \cdot \rho_s \cdot v_t = (T_k - T_o) F_k \cdot \rho_r \cdot v_r$$

здесь $\rho_s \approx \rho_r$, если считать $T = \text{const}$ на $r = \text{const}$

T_g – температура продуктов сгорания

T_k – температура кольца (стенки)

F_s – площадь струи

F_k – площадь кольца

v_t – тангенциальная скорость на среднем радиусе кольца

v_r – радиальная скорость на среднем радиусе кольца

Для условий эксперимента получено, что

$$\frac{F_k v_r}{F_s v_t} = 0,409$$

И, затем,

$$T_k = 0,71 T_g + 0,39 T_o$$

T_d вычисляется итерационном процессе, полагая, что

$$Q_p = C \cdot \left(\frac{T_k}{100}\right)^4$$

Результаты расчета в 3 приближения приведены на рис. 3.I-29 пунктирными

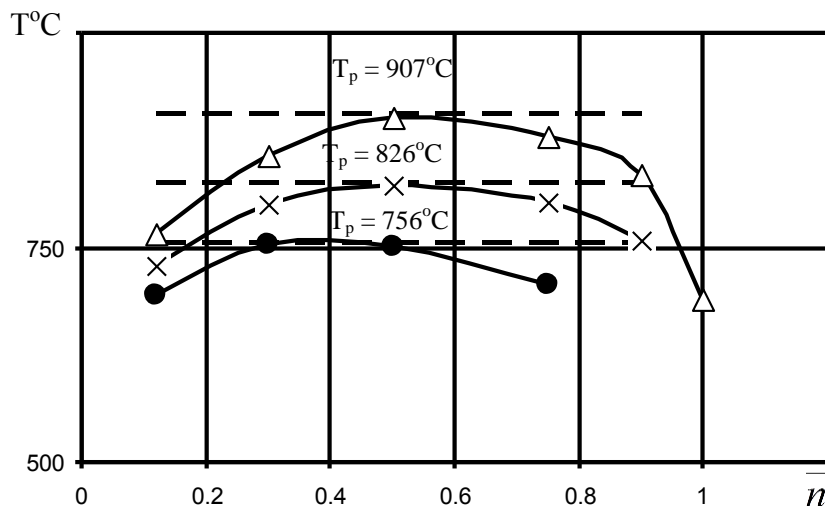


Рис. 3.I-29 К расчету температуры кольца

● – $G = 0,04$ г/сек; × – $0,06$ г/сек; Δ – $0,085$ г/сек

горизонтальными линиями в сопоставлении с результатами измерений T_k пирометром.

Учитывая весьма приближенный характер расчета корреляцию можно считать удовлетворительной, что важно при оценке термического состояния подобных машин и оценки эффективности различных сторон энергопреобразования.

Представляется очевидным результат разделения потоков тепла и вещества при испытанной схеме организации процесса. Специально поставленным экспериментом по теплообмену подогретой струи с вращающимся диском показано, что по крайней мере 40% тепла может быть передано транспортируемому воздуху от струи без их смещения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных экспериментов и аналитических оценок установлены следующие основные особенности взаимодействия инертных и реагирующих струй между собой и с проницаемыми преградами из ячеисто-пористых материалов.

1. При диффузионном горении в пламенах присутствуют локальные и временные градиенты температур, которые могут приводить к деструкции (керамических) проницаемых материалов.

2. Пористые СВС-материалы на основе Ni-Al интерметаллидов обладают вполне удовлетворительными свойствами для использования их в качестве высокотемпературных конструктивных элементов в том числе и при термоциклировании.

3. Несмотря на расстояния между соплом и преградой в 100 и более калибров струи образуется рециркуляционное течение перед преградой, что неизбежно должно приводить к изменению распределения концентраций по сравнению со свободной струей.

4. Поперечные размеры струи на входе и выходе из неподвижной преграды определяются безразмерным расстоянием от сопла до преграды и ее гидравлическим сопротивлением.

5. Вращение преграды (диска) устраняет вторичные течения, что особо заметно визуально и проявляется при горении.

6. Срыв пламени на вращающейся преграде определяется условиями его стабилизации внутри проницаемого диска.

7. При горении струи, натекающей не по оси на вращающийся диск, образуется разогретое кольцо, отводящее существенную часть тепловыделения радиацией и осуществляющей подогрев чистого воздуха.

Измеренные характерные времена на срывных режимах свидетельствуют о существенном расширении концентрационных пределов при таком способе организации горения.

Глава 3. II Организация горения и газификации жидких и твердых топлив в конструкциях с проницаемыми элементами

Для открытых встречных пламен объемная теплонапряженность зоны реакции составляет $q_v \sim (20-30) \cdot 10^6 \text{ вт/м}^3$.

При организации горения встречных струй в ограниченном пространстве, например в хорошо проницаемой цилиндрической трубе, получены значения q_v до $100 \cdot 10^6 \text{ вт/м}^3$.

При этом фактически может быть реализована работа двух радиационных горелок с внутренним (или внешнем) горением.

При работе таких горелок в экспериментах наблюдали разогрев корпуса в районе зоны рециркуляции, несмотря на подсос холодного воздуха в этих местах. Рис. 3. II-1 иллюстрирует такой случай.

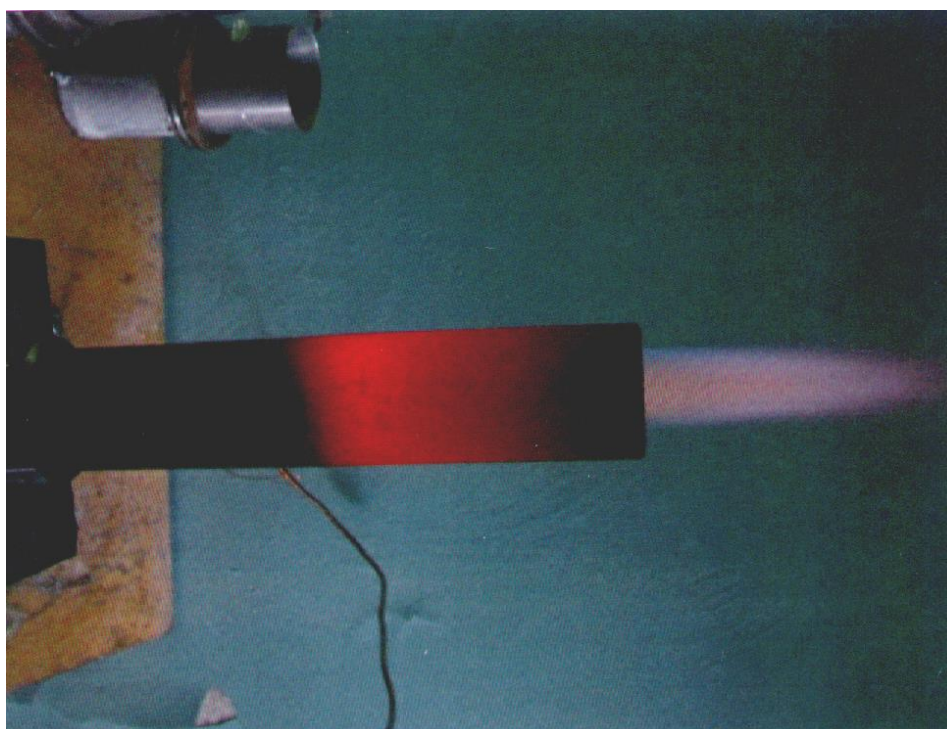


Рис. 3. II-1

Задача о прогреве проницаемой стенки при вдуве навстречу тепловому потоку была аналитически решена для плоского случая.

Решение получено для относительного теплового потока из уравнения

$$\frac{d^2 \bar{q}}{d x^2} - \frac{\alpha \pi \Delta}{\rho \alpha c_p \delta} \cdot \frac{d \bar{q}}{d x} - \frac{\varepsilon \pi \Delta^2}{\delta \cdot \lambda} \bar{q} = 0$$

где α - коэффициент теплоотдачи в пористой среде;

Δ - толщина пористой пластины;

δ - размер ячейки пористого материала;

λ - средний коэффициент теплопроводности пористого материала;

ρu - массовый поток газа;

c_p - теплоемкость газа;

$\bar{x} = \frac{x}{\Delta}$ - относительная продольная координата;

$\bar{q} = \frac{q}{q_0}$ - относительный тепловой поток, где q_0 - подающий удельный тепловой

поток

Схема процесса представлена на рис. 3.П-2.

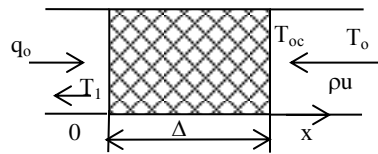


Рис. 3.П-2 Расчетная схема теплообмена

На рис. 3.П-2. приведены результаты сопоставления расчетных и экспериментальных значений $\Theta = \frac{T_{oc} - T_o}{T_1 - T_o}$. Последние получены при обогреве цилиндрической трубы трубчатой лампой, расположенной по оси трубы, при отсосе воздуха из трубы (через поры), при измерении температуры наружной стенки.

Полученные данные позволяют проводить обоснованные оценки наблюдаемых эффектов и планировать их полезное использование.

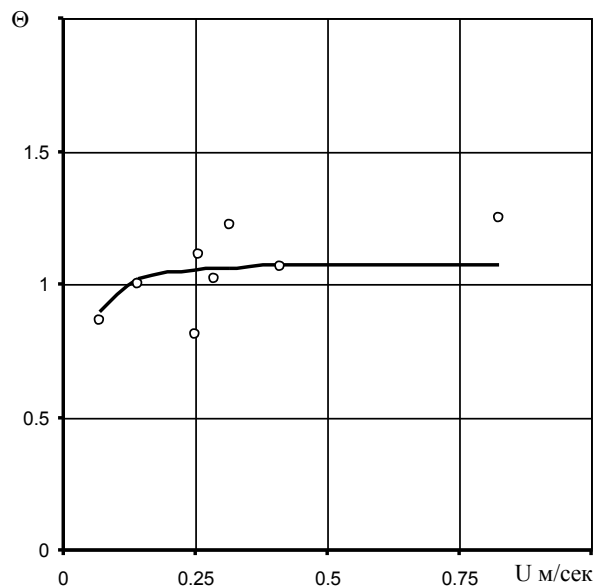


Рис 3.П-3 Сравнение расчета с результатами измерений

— расчет

o – термопара

Обнаруженный режим горения послужил основой для разработки и тестирования новых схем организации горения и газификации жидких и твердых топлив [П.1] при эжекции воздухом продуктов газификации (или паров жидкого топлива или газового топлива).

Принципиальная схема и схема экспериментальной установки по двухстадийному термохимическому преобразованию (твердого) топлива на такой идее приведена на рис. 3.П-4.

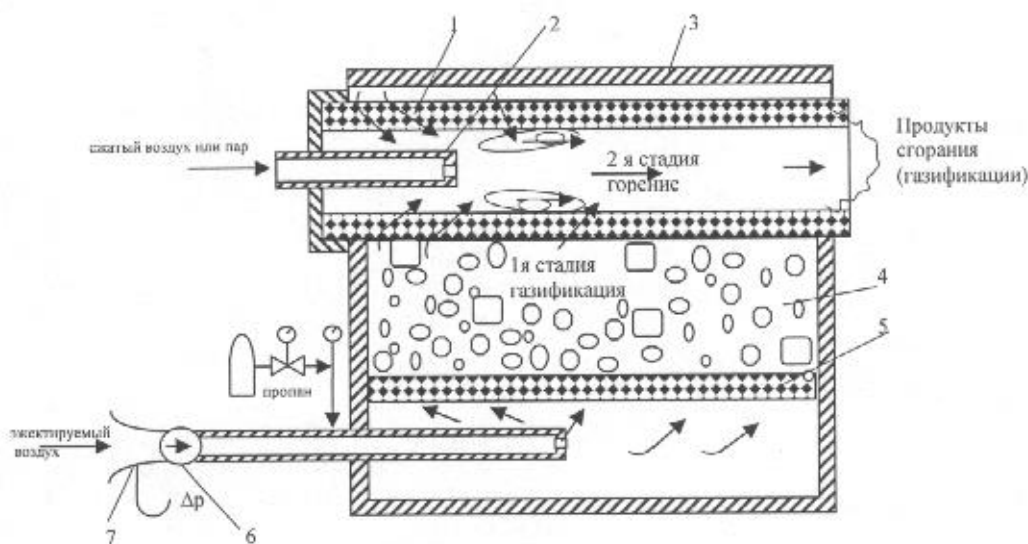


Рис.3. П-4

Схема процесса и установки

1. Пористая труба

2. воздушное (паровое сопло)

3. корпус

4. твердое топливо или инертная засыпка

5. распределительная решетка

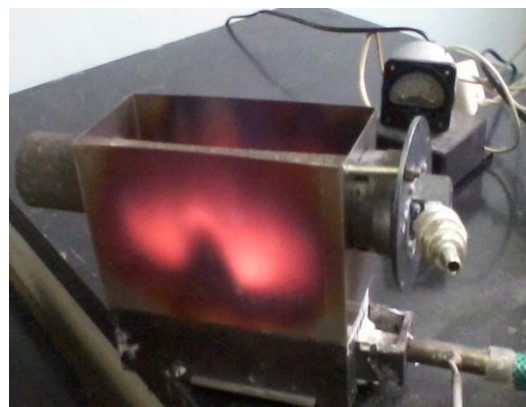
6. вентилятор для принудительной подачи воздуха

7. входное мерное сопло

Фотографии работающих устройств с использованием воздуха в качестве эжектирующего газа приведены на рис. 3. П-5а, б.



а) Керосин $Q \approx 10$ кВт



б) Древесный уголь $Q \approx 1$ кВт

Рис. 3.П-5 Фотографии работающих устройств

Газовый анализ и измерения температур продуктов сгорания на выходе из установки б) показали определенное различие при горении каменного и древесного углей, что связано с наличием летучих у последнего поэтому у него более высокая полнота сгорания при коэффициенте избытка воздуха $\alpha < 1$. 100% полнота сгорания достигается при $\alpha > 1,5$, а температура во всех случаях не превышает 800°C . Это связано с большой потерей тепла в окружающую среду при малых общих габаритах экспериментальной системы (100x150x300мм) при тепловой мощности ~ 1 кВт. Результаты анализа газов приведены на ри.с 3.П-6. Соответствие состава равновесному иллюстрирует рис. 3.П-7.

Отсутствие окислов азота при работе в описанных условиях определяются малым временем пребывания и двухстадийностью процесса с существенным отводом тепла. В условиях эксперимента это были прямые потери, тогда как в технологических установках это тепло может освободиться, например, для получения водяного пара как рабочего тела, в том числе и для замены воздуха в эжекторе.

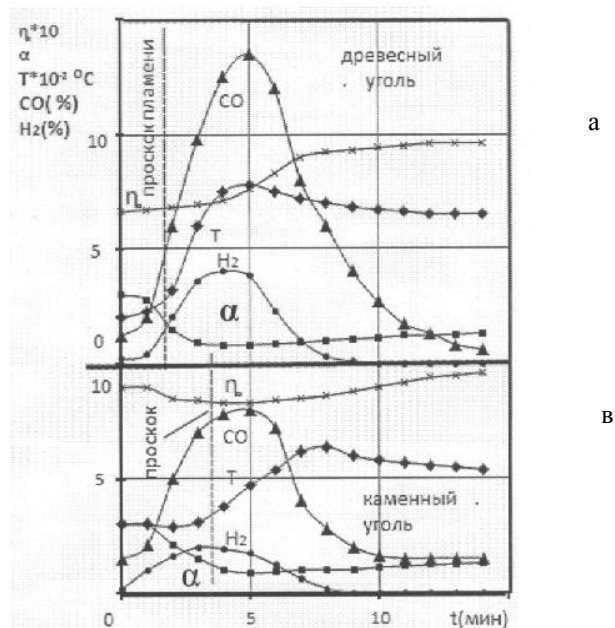


Рис.3. П-6 Зависимость коэффициента избытка воздуха(α), полноты сгорания(η),

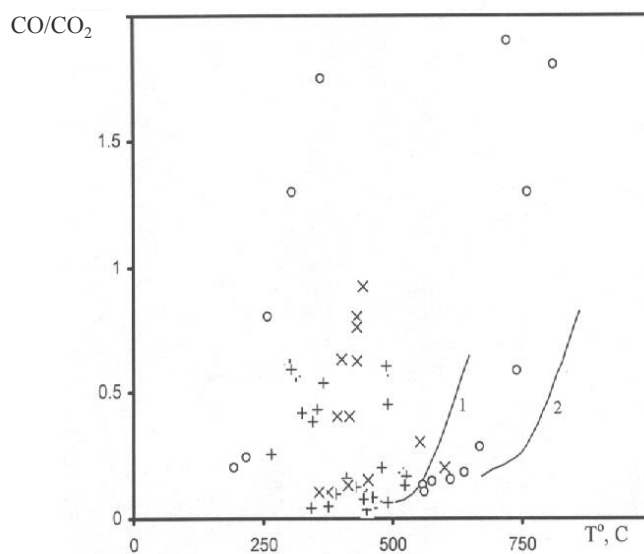


Рис. 3.П-7 Восстановительный потенциал продуктов реакции
 + - каменный уголь х – каменный уголь
 о – древесный уголь 1 – по Будуару
 2 – равновесный $H_2O+CO+H_2CO_2$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Предложенная схема организации двухстадийной термикохимической переработки фактически любых видов топлива экспериментально опробована.

На основании полученных данных можно утверждать о перспективности этого направления технологических разработок

Глава 3. III Об организации горения и газификации в установке с контрнаправленными потоками

Схема организации течения, в котором исследовался теплообмен, ясна из рис.3. III-1. Отдельные фрагменты структуры потока, теплообмена и реализации процессов горения описаны в работах [III-1 – III-4]. Эта схема возникла при разработке теплоэнергетической установки с двухстадийным сжиганием топлива. Она органически вписывается в систему тепловой регенерации и, как отмечается в цитируемых работах, может служить основой для технологий непрерывной тепловой обработки сырья при транспорте его в нормальном по отношению к направлению потоков направлении (вдоль оси полости).

Естественно, что для эффективного использования предложенных технических решений необходимо исследование специфики процессов тепломассопереноса в полости. Более абстрактным, но не менее важным аспектом, является особенность течения в полости: движение по замкнутым линиям тока с интенсивным турбулентным переносом.

Следует отметить, что возможность изменения геометрии открывает, по-видимому, целую область потенциально интересную для исследований. К сожалению, с момента первой публикации на эту тему работ других авторов не обнаружено.

Учитывая многообразие и многоплановость перспективных исследований, необходимо привлечение методов математического моделирования, а применимость выбранных моделей и программных средств для рассматриваемого класса задач должна быть протестирована.

В [III-5] впервые приводятся детальные расчеты структуры течения и теплообмена на цилиндрическом теле, помещенном по оси полости и на одной из торцевых стенок, образующих полость. Расчеты выполнялись для конкретных размеров и значений параметров, имевших место в экспериментальных исследованиях. Поэтому описание результатов расчетов следует предварить описанием экспериментальной установки.

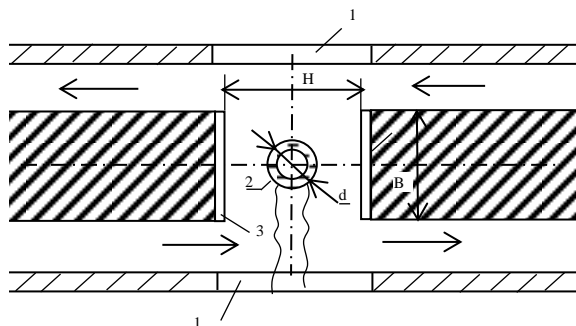


Рис. 3. III-1 Поперечное сечение установки 1 – окна;
2 – цилиндрическое тело;
3 – теплоизоляция торцев и нагревательный элемент

Экспериментальная установка и методики исследования.

Схема обтекания и расположения поверхностей нагрева представлена на рис. 3. III-1, отражающем поперечное сечение установки. Полость образована двумя телами толщиной $B=40\text{ мм}$, расположенными на расстоянии $H=40\text{ мм}$ друг от друга. Протяженность полости составляла 190 мм . Течение создавалось путем отсоса воздуха двумя вентиляторами, вход воздуха осуществлялся через плавные входные диффузоры, с контурами выполненными по «четверти круга» (на схеме не показаны). Это создавало хорошие условия для корректного математического моделирования, так как на входе воздух не имел турбулентности и развивалась она в подводимых каналах, что численно моделировалось.

Цилиндрическое тело устанавливалось по оси полости. Это была кварцевая лампа диаметром 10 мм , керамический стержень $\varnothing 7\text{ мм}$ или керамическая трубка $\varnothing 21,6\text{ мм}$. На

них наматывалась спираль медным эмалированным проводом $\varnothing 0,2$ мм.

При использовании кварцевой лампы нагрев осуществлялся либо с ее помощью, либо нагревом медной спирали.

В двух других случаях медная спираль служила одновременно нагревателем и термометром сопротивления.

Питание спирали осуществлялось стабилизированным (по току или напряжению) источником. При косвенном подогреве сопротивление спирали измерялось по 4х проводной схеме приборами В7-23 и В-34 (вольтметры универсальные цифровые).

При исследовании теплообмена на торцевой поверхности там устанавливался нагревательный элемент из фольгированного гетинакса размером 40x190мм с пропилами медной фольги так, чтобы образовался змеевик из 20 последовательно включенных полос.

Температура воздуха на входе измерялась ртутным термометром с точностью $\pm 0,1^\circ\text{C}$. Температура воздуха в полости измерялась К термопарой с проводами $\varnothing 0,2$ мм с точностью $\pm 10\mu\text{V}$.

Диапазон изменения скорости потока во входных щелях составлял от 3 до 14,5 м/сек. Скорость определялась по разрежению на входе в канал с плавным входом, измеряемого электронным прибором с точностью $\pm 1\text{Па}$.

Поскольку отсос воздуха осуществлялся вентилятором с частотным регулированием скорости их вращения, воспроизводимость параметров была высокой, так как частота поддерживалась заданной с точностью $\sim 0,1$ 1/сек на уровне от 10 до 50 1/сек.

Для визуализации полей температур при теплообмене цилиндрических тел в полости использовались пленки с жидко-кристаллическим (ЖК) покрытием с относительно низким диапазоном температур, в котором происходит изменение цвета ($2-5^\circ\text{C}$). Пленка располагалась в поперечном сечении полости параллельно потоку.

Математическое моделирование

Конструкция установки позволяет считать задачу однородной вдоль нагревательного элемента, поэтому для моделирования течения газа и процессов теплообмена решалась модельная двумерная задача в поперечном сечении установки. На рис. 3.П-2 показана конфигурация расчетной области и обозначены её границы. Размеры расчетной области $R=3.7$ мм, $V1=23$ мм, $V2=3$ мм, $H1=30$ мм, $H2=20$ мм.

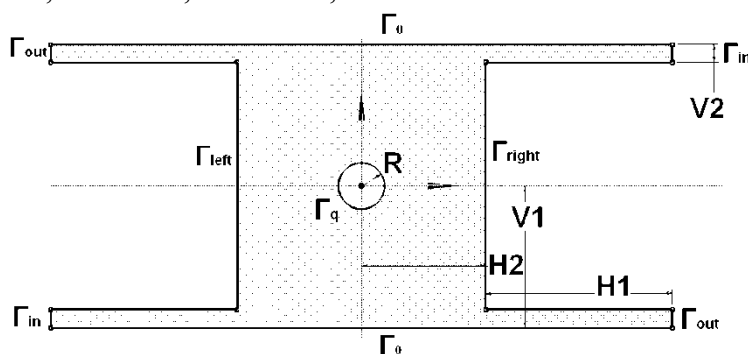


Рис. 3.П-2. Расчетная область

В данной работе численное моделирование проводилось с помощью пакета ANSYS FLUENT. Мы нацелены на исследование установившихся процессов, поэтому рассматривается стационарная задача. Рабочим газом принимается воздух, внешняя температура за пределами установки $T_0=298,63$ К.

Теплоперенос в области рассматривается уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\vec{v}(\rho E + p)) = \nabla \cdot (k_{eff} \nabla T)$$

где - k_{eff} - эффективная теплопроводность,

$k_{eff} = k + k_t$, k_t - турбулентная теплопроводность, определенная моделью турбулентности, $E = h + \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2}$
 h – энтальпия.

На границах Γ_0 задавалась фиксированная температура равная T_0 .

Границах Γ_{left} , Γ_{right} задавались условия отсутствия теплообмена (нулевой поток).

На границе Γ_q задавалась фиксированная температура T_q , равная температуре нагревательного элемента.

Через границы Γ_{in} воздух температурой T_0 с заданной скоростью поступает в установку.

Через границы Γ_{out} происходит свободное истечение газа (краевые условия «pressure outlet»).

На всех границах, кроме Γ_{in} и Γ_{out} при расчете течения газа использовались условия неподвижной стенки.

Для расчёта турбулентного течения использовалась стандартная k - ε модель и модель сдвиговых напряжений Ментера (k - ω SST). Данная модель эффективно сочетает устойчивость и точность стандартной k - ω модели в пристеночных областях и k - ε модели на удалении от стенки. Ниже представлены основные математические соотношения и константы данной модели (Menter, 1994, 2003):

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right]$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i \omega)}{\partial x_i} = \alpha \rho S^2 - \beta^* \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}$$

$$F_1 = \tanh \left\{ \left[\min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4 \rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right]^4 \right\}, CD_{k\omega} = \max \left(2 \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right)$$

$$P_k = \mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \rightarrow \tilde{P}_k = \min(P_k, 10 \cdot \beta^* \rho k \omega)$$

$$\beta^* = 0.09, a_1 = 5/9, a_2 = 0.44, \beta_1 = 3/40, \beta_2 = 0.0828,$$

$$\sigma_{k1} = 0.85, \sigma_{k2} = 1, \sigma_{\omega 1} = 0.5, \sigma_{\omega 2} = 0.856$$

Для согласования полей скорости и давления использовался алгоритм SIMPLE.

В проведенной серии расчетов варьировалась температура нагревательного элемента и скорость потока во входных щелях.

В рамках стандартной k - ε модели проведена серия расчетов для следующих пар скорости потока во входной щели U и разности температур $\Delta T = T_q - T_1$: 3м/с, 25К; 9м/с, 25К; 9м/с, 80К; 16м/с, 80К.

Выполнено сравнение результатов расчетов с использованием k - ε модели и модели k - ω SST для скорости 16 м/с и разности температур 80К.

Результаты математического моделирования представлены на рис. 3.III-3 – 3.III-7.

Рис. 3.III-3 дает представление о структуре течения. Рис. III-4 иллюстрирует сложный характер пространственного распределения коэффициента эффективной теплопроводности и влияние выбора модели турбулентности на результаты вычислений.

Об этом свидетельствуют и результаты расчета профилей температуры в характерных сечениях (рис. 3.III-5, 3.III-6).

Сравнение полей температур полученных в расчетах с использованием k - ε и k - ω моделей турбулентности показали, что обе модели дают качественно очень схожие результаты, но k - ω модели ближе к экспериментальным данным.

Рис. 3.П-7 характеризует весьма сложную картину распределения коэффициента теплоотдачи (и температуры стенки) на торце полости при заданном постоянном удельном тепловом потоке.

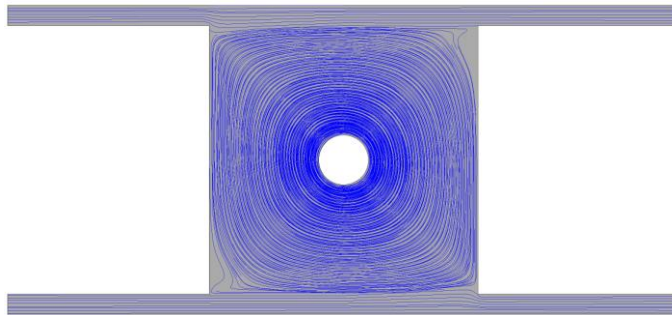


Рис. 3.П-3. Линии тока модель турбулентности $k-w$ SST, $U=16\text{м/с}$ $\Delta T=-80\text{K}$

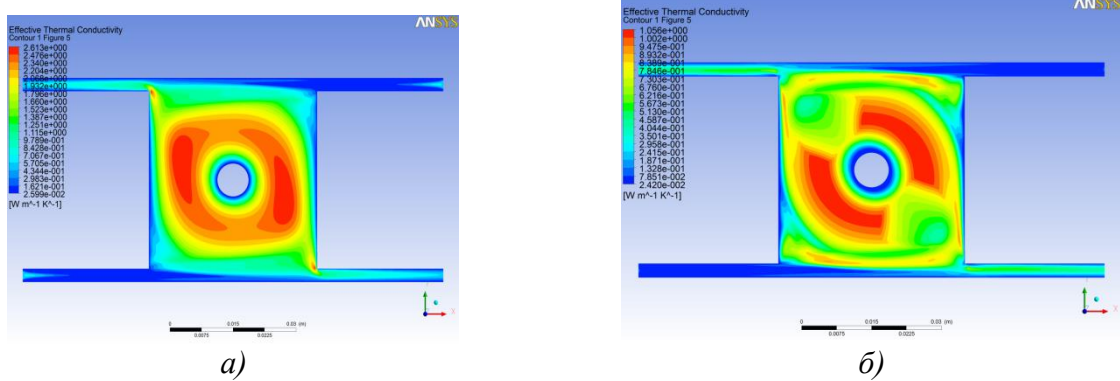


Рис. 3.П-4. Распределение эффективной теплопроводности для расчета $\Delta T = 80\text{K}$. $U = 16 \frac{\text{м}}{\text{с}}$. а) $k-\epsilon$ модель, б) $k-w$ SST

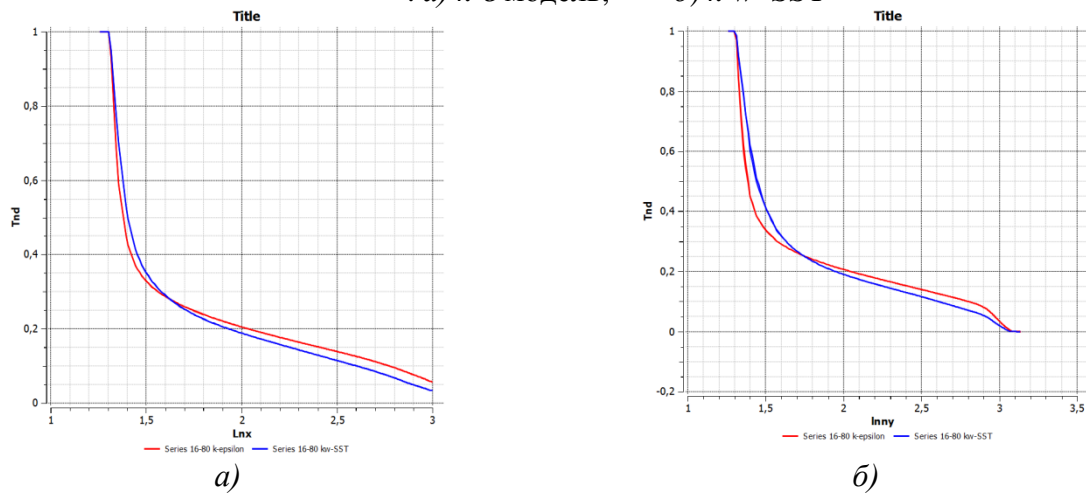


Рис. 3.П-5. Сравнение зависимости $\tilde{T} = \frac{T - T_0}{\Delta T}$ от $\ln(x)$ а) и $\ln(y)$ б) для $k\epsilon$ модели и $k-w$ SST, параметры расчета $U = 16 \frac{\text{м}}{\text{с}}$, $\Delta T = 80\text{K}$.

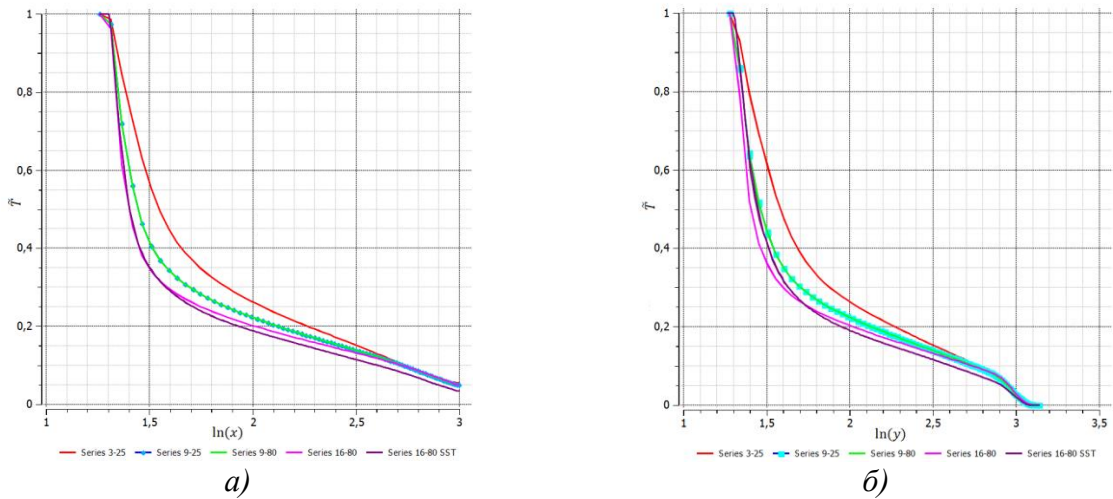


Рис. 3.3.6. Зависимости величины $\tilde{T} = \frac{T - T_0}{\Delta T}$ от $\ln(x)$ и $\ln(y)$ для различных расчетов с использованием $k\varepsilon$ модели

Проводились расчеты в конфигурации без центрального нагревательного элемента. В этом случае на границе Γ_{right} задавалась фиксированная плотность мощности теплового потока q . Проведено три расчета 1) $U=16 \text{ м/с}$, $q=0.5 \text{ Вт/см}^2$, 2) $U=6 \text{ м/с}$, $q=0.5 \text{ Вт/см}^2$, 3) $U=6 \text{ м/с}$, $q=0.25 \text{ Вт/см}^2$.

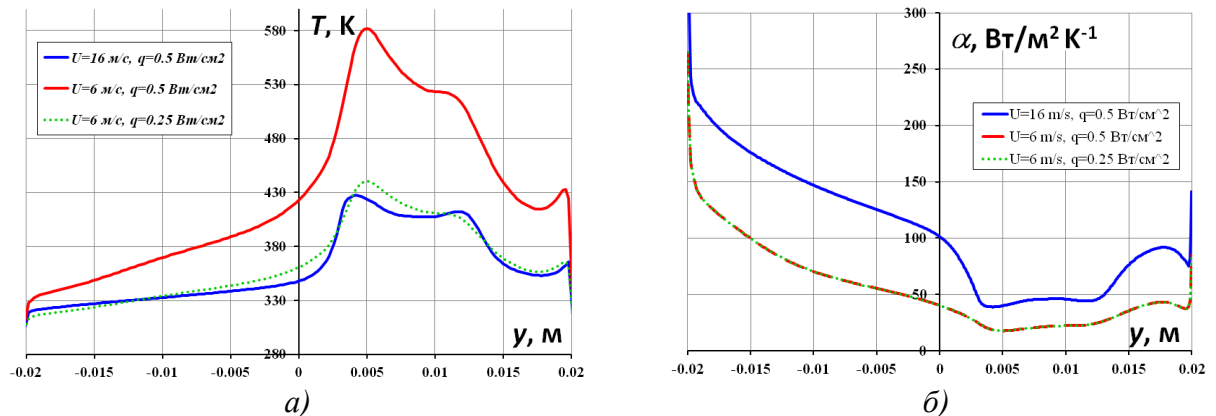


Рис. 3.3.7. Распределение поля температур а) и коэффициента теплоотдачи б) вдоль границы Γ_{right} .

Результаты исследований

1. Средний коэффициент теплоотдачи.

Для цилиндрических тел в [1-5] получена следующая закономерность

$$St \approx 0.0029 \quad (1)$$

Для торцевой поверхности результаты приведены на рис. 3.3.8. Очевидно, что они могут в аналитическом виде быть представлены как

$$St \approx 0.0048 \quad (2)$$

Следует отметить, что (1) получена при отнесении к поверхности гладкого цилиндра, в то время как реальная поверхность в $\approx \frac{\pi}{2}$ больше из-за того, что нагревательный элемент выполнен из проволоки круглого сечения. Учет этого обстоятельства позволяет сблизить результаты экспериментальных и расчетных зависимостей коэффициента теплоотдачи α от скорости воздуха u , что иллюстрируется рис. 3.3.9, где пунктиром показана скорректированная расчетная зависимость определяющей перепада температур от

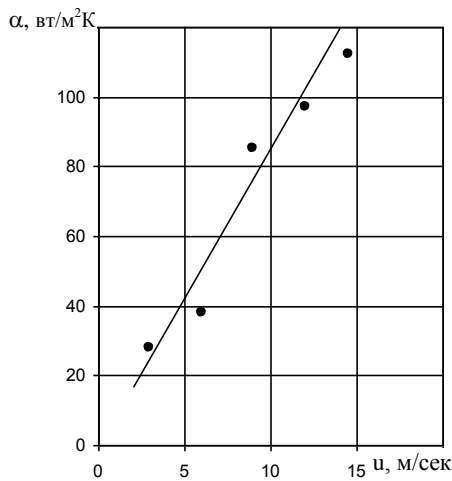


Рис.3.Ш- 8 Средние коэффициенты теплоотдачи

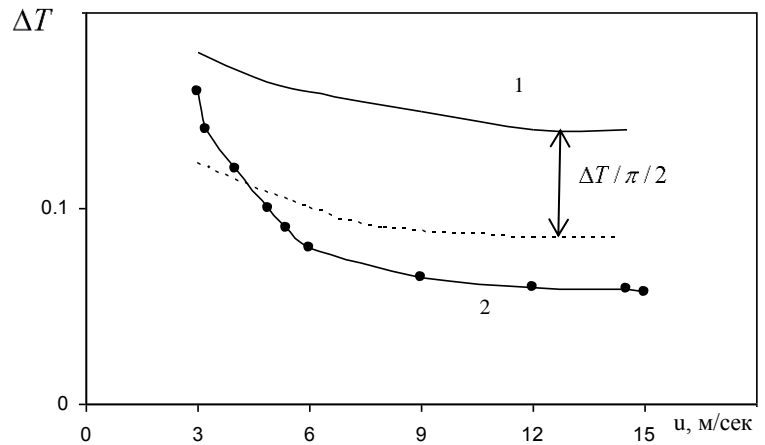


Рис. 3.Ш-9 Влияние скорости на средний температурный напор.
1 – расчет; 2 – эксперимент (0)
----- корректировка расчетных значений

скорости. Более сложный вид экспериментальной кривой связан, очевидно, со структурой погранслоя на волнистой поверхности.

2. Профили температур

Профили температур рассчитанные для различных скоростей по осям X и Y приведены на рис.3.Ш-6. На рис.5 приведено сопоставление профилей при использовании различных моделей турбулентности.

На рис. 3.Ш-10 приведены профили температур измеренные термопарой, ЖК и расчетные для скорости 6м/сек. Удовлетворительное соответствие приведенных результатов свидетельствует, очевидно, о корректности измерений и корреляции их с расчетом.

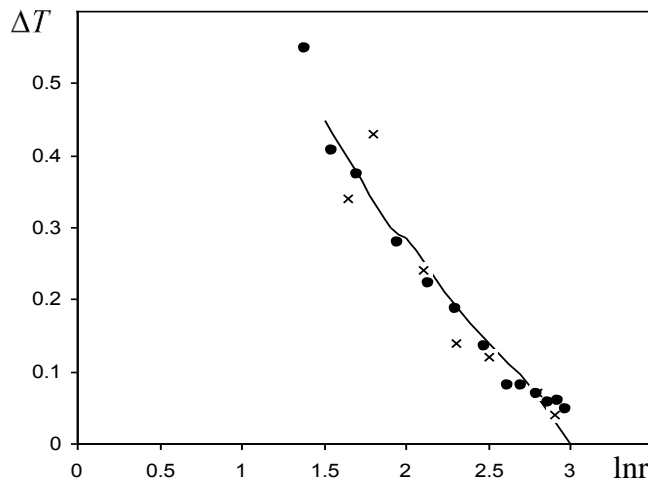


Рис. 3.Ш-10 Сопоставление температур измеренных разными способами и расчета для $u=6\text{м/сек}$

- - по термопаре
- X – по ЖК
- - расчет

3. Локальные коэффициенты теплоотдачи на торцевой поверхности.

На рис. 3.Ш-11 приведены расчетные и экспериментально определенные коэффициенты теплоотдачи. В виду сложности распределения α по поверхности для более детального изучения этого распределения следует, по-видимому, усовершенствовать методику измерений. Тем не менее можно полагать, что математическое моделирование на этой

стадии исследований является может быть более эффективным способом исследования таких сложных течений и процессов обмена.

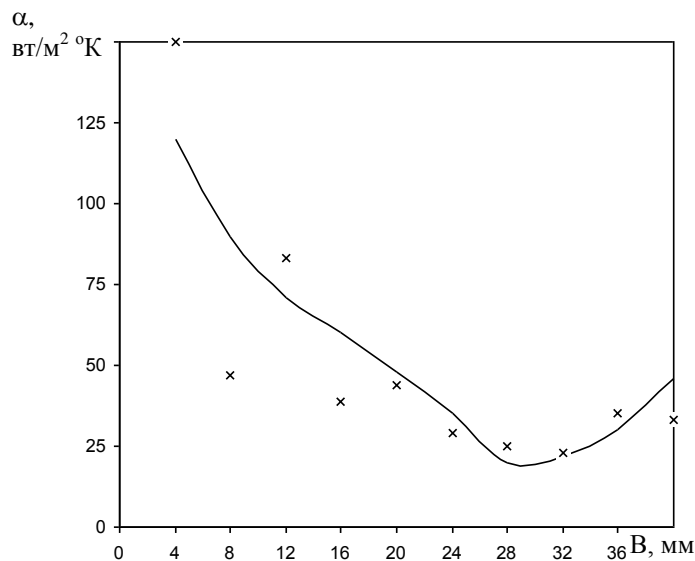


Рис. 3.Ш-11 Распределение коэффициента теплоотдачи на торце при $u=6$ м/сек
 — расчет x – эксперимент

Полученные результаты позволяют считать приемлемыми использованный подход к математическому моделированию процессов при двустороннем обтекании полости, что открывает возможность поиска оптимальных конфигураций проточной части энергопреобразующей установки, основанных на противоточной схеме.

Предыдущие исследования теплообмена на цилиндре расположенном по оси полости при контрнаправленном обтекании показали слабое влияние наличия сетки вокруг поверхности цилиндра на коэффициент теплоотдачи [Ш-3]. Это связано с определяющей ролью турбулентных пульсаций на процессы переноса в радиальном направлении.

Можно ожидать, что горение кусочков твердого топлива будет происходить в таких условиях достаточно интенсивно.

Подобные способы организации процесса не изучались, поэтому представляет интерес их изучение с физической точки зрения как диффузионного процесса в условиях высокого уровня турбулентности и возможностью управления тепловым балансом при горении твердого топлива.

Работа установки, на которой проводились исследования, описана [Ш-2]. Ранее проведенные исследования горения углей и древесины проводились при поступлении воздуха снаружи. В данном исследовании такой присос практически исключался и было стремление организовать горение по всей цилиндрической поверхности.

Цилиндрический сетчатый стакан 2 длиной ~ 190 мм и диаметром 25 мм заполнялся твердым топливом 1. По всей оси имелся канал диаметром около 8 мм, в котором располагалась электрическая спираль 3.

Полость имела размер 40x40 мм; щели по которым поступал воздух и удалялись продукты сгорания имели высоту 3 мм. В районе полости имелись кварцевые прозрачные окна по всей высоте. Весь тракт находился под разрежением. Отсос продуктов сгорания осуществлялся вентилятором с частотным регулированием числа оборотов с точностью $\pm 0,1$ об/мин. Это позволяло регулировать (и воспроизводить) скорость воздуха на входе с хорошей точностью в диапазоне до 15 м/сек.

Схема реализованного способа организации процесса приведена на рис. 3.Ш-12.

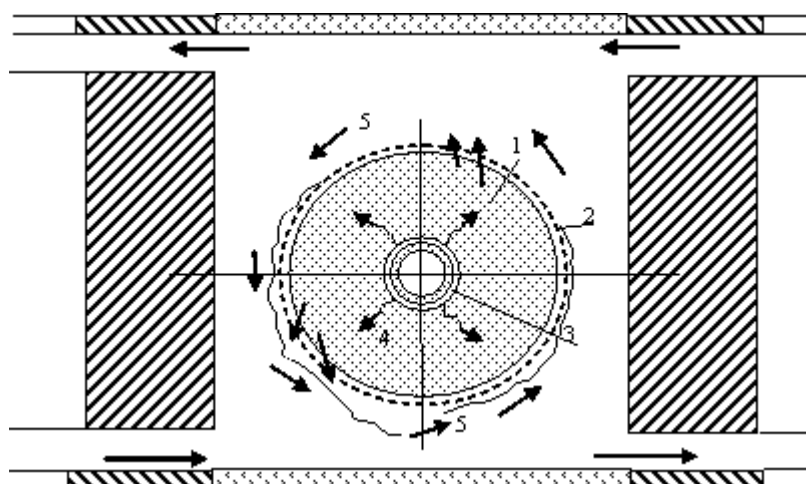


Рис. 3.Ш.12 Схема организации процесса
1 – твердое топливо; 2 – оградящая сетка; 3 – электрическая спираль;
4 – продукты разложения топлива; 5 – продукты горения/газификации

Основным видом наблюдений являлось киносъемка, позволившая воспроизводить все стадии процесса и вести их хронометраж. Дополнительно использовался термоэлектрический датчик тепловых потоков, располагавшийся за окном и дававший, фактически, величину лучистого теплового потока, проходящего через окна в окружающую среду.

Измерение разряжения на входах каналов и температур продуктов сгорания позволяли контролировать симметричность условий обтеканий полости.

В экспериментах использованы: каменный уголь, древесный уголь и древесина (сосна). Количество загружаемого топлива составляло от 100 до 250 г в зависимости от вида топлива. Время полного сгорания составляло от 4 до 15 мин.

Розжиг осуществлялся путем подачи напряжения на электрическую спираль и включением искрового разряда после появления дыма на внешней поверхности заряда. Надо отметить, что поджигание искрой было затруднено выбором момента ее включения, когда смесь достигнет пределов воспламенения.

Зачастую воспламенение могло происходить изнутри при достаточной электрической мощности и наличии небольшого подсоса воздуха через места ввода спирали (вверху и внизу полости).

Наблюдения показали следующее

1. Применение электрического подогрева внутри на всех топливах приводит к образованию продуктов газификации (летучие или частично окисленное топливо) которые перемешиваются и сгорают в основном вблизи поверхности заряда (сетки).

2. Электрический подогрев изнутри при горении топлива приводит к ускорению процесса и увеличению температуры поверхности горящего углерода.

3. Температура сетки во всех опытах была достаточно низкой, ее свечение было слабым и локализованным.

4. Интенсивность розжига и последующего горения резко повышалась, если подсос воздуха приводил к горению топлива внутри со включенной спиралью, что приводило к ее перегоранию. В момент перегорания загоралась (кратковременно) электрическая дуга, что и приводило к резкому ускорению процессов, но локально, без распространения на всю реагирующую поверхность.

5. После розжига и установления процесса горения дымообразования не происходило и запахи продуктов исчезали.

Индивидуальные особенности горения различных топлив можно отметить следующие

Каменный уголь. Использовался уголь, поставляемый для отопления в быту. Летучие хорошо выделяются при включении спирали; образуется большое количество дыма со специфическим запахом.

Воспламенение летучих происходит легко, разогрев угля может прекратиться при досрочном выключении спирали или при недостаточной скорости обтекания. При большой скорости обтекания визуально наблюдаемая интенсивность излучения (температура поверхности) увеличивается.

Древесный уголь. Основной особенностью при розжиге древесного угля является появление искр при включении спирали. Это, очевидно, связано с его электропроводностью и локальными точечными контактами между частицами, которые шевелятся под действием потока. Представляется, что это приводит к улучшению процесса розжига.

Следует отметить, что использованный древесный уголь брался из торговой сети и предназначался для бытовых нужд, вероятность органических остатков древесины в нем очевидна, а это предопределяет наличие некоторого количества летучих. Но все же определяющим на стадии розжига было попадание свежего воздуха в места раскаленного спирали угля.

Древесина. Первоначальные попытки провести опыты с выточенным деревянным цельным цилиндром с розжигом снаружи показали, что обеспечить равномерное воспламенение по поверхности не удастся. Более того, от первоначально образовавшегося очага пламя летучих распространяется в этом специфическом потоке и под влиянием подъемных сил так, что цилиндр начинает гореть в трех местах по высоте.

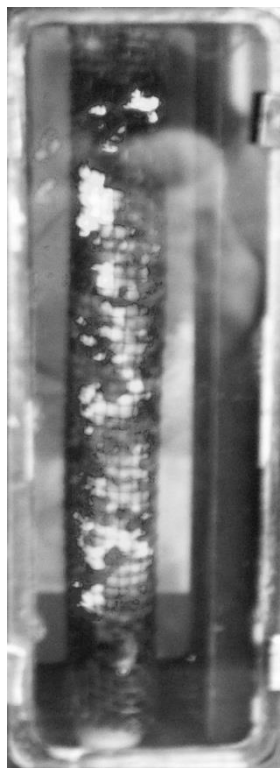


Рис.3. III-13. Горение угля



Рис. 3.III-14 Горение древесины

Поэтому конструкция заряда была кардинально изменена на набор точеных деревянных шайб высотой ~ 10мм. При разогреве спиралью образующиеся продукты

разложения проникают через щели между шайбами и обеспечивается достаточно равномерное воспламенение поверхности. По мере выгорания уменьшается высота горящего топлива.

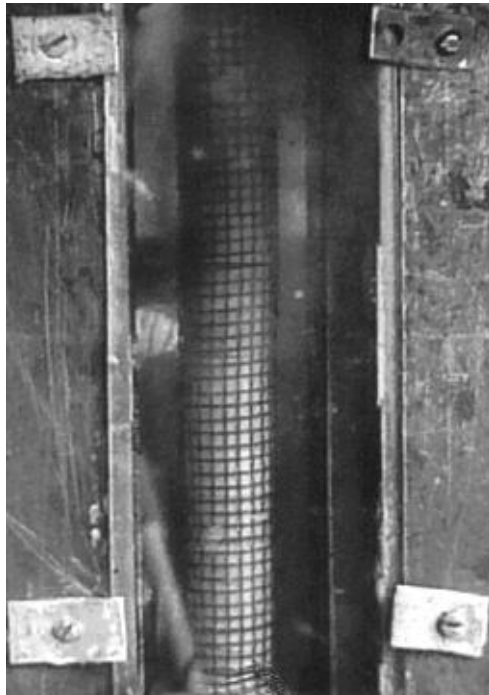


Рис. 3.Ш-15. Начало дымообразования

Фотографии горящего угля и древесины с описанной конструкцией заряда приведены на рис. 3.Ш-13 и рис. 3.Ш-14 соответственно.

Рис. 3.Ш-15 дополнительно демонстрирует исходную конструкцию и начало дымообразования.

Количественной обработке были подвергнуты кинограммы для древесины, по которым определялись периоды горения летучих и полного сгорания. Эти данные представлены на рис. 3.Ш-16 в виде зависимости соответствующих времен от скорости обтекания.

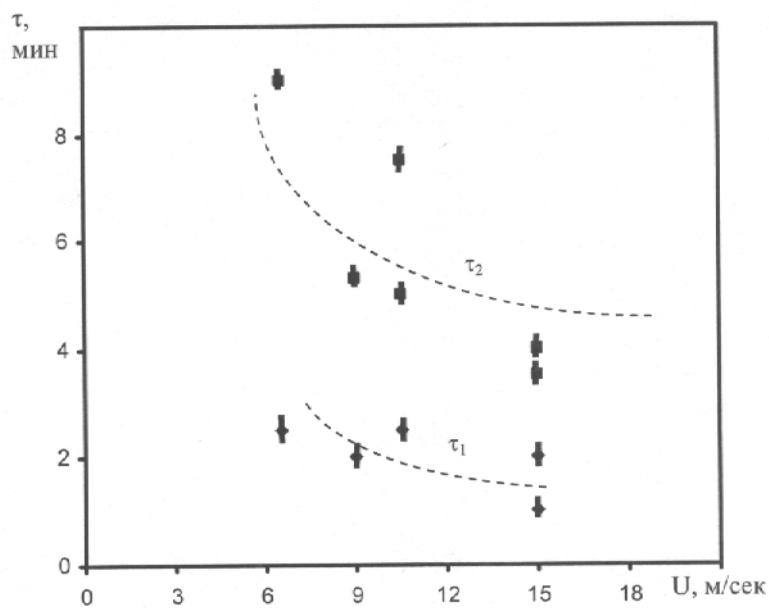


Рис.3. Ш-16. Время горения

τ_1 - горение летучих

τ_2 - полное сгорание

Обращает на себя внимание слабая зависимость времени горения летучих от скорости обтекания. Это, очевидно, связано с тем, что первоначальный разогрев производился за счет

электрической энергии, а процесс внешнего горения поддерживал созданные условия и в некоторой степени ускорял.

Проведенное исследование горения угля и древесины носило в основном качественный характер.

Тем не менее, оно позволяет сделать некоторые предложения по его развитию для изучения физики горения топлив и создания технологий их переработки.

1. Модель процесса, изображенную на рис. 3.Ш-12 и опробованную экспериментально следует реализовать с детальной диагностикой параметров, для чего можно увеличить размеры в плане, уменьшив значительно по высоте.

2. Подачу воздуха в приосевую область следует сделать контролируемой.

3. Конструкция, изображенная на рис. 3.Ш-15, легко трансформируется в шнековую схему, что может обеспечить непрерывность процесса обработки топлива, например, обжиг древесины.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совокупность расчетно-теоретических и экспериментальных результатов исследования течения с теплообменом и горением твердых топлив показала следующее [Ш.5 – Ш.6]:

1. Математическое моделирование течений с теплообменом при контрнаправленном обтекании прямоугольной полости с расположенным по ее оси цилиндрическим телом на базе комплекса FLUENT дает удовлетворительные результаты и может быть использовано для априорных исследований.

2. Возможность организации термохимической переработки твердых топлив продемонстрирована.

3. Исследованная схема может быть перспективной для создания непрерывных технологий переработки сырья.

Глава 3. IV Силовое воздействие газовых и жидких струй на роторы из проницаемых материалов.

Струйный привод проницаемых роторов привлекателен своей простотой и естественной возможностью совмещения нескольких технологических функций в одном аппарате, то есть, тогда, когда эти обстоятельства оказываются более важными, чем потери термодинамической эффективности по сравнению с идеальной турбиной.

Первые исследования в этой части были опубликованы в [IV.1 – IV.3]. Эти результаты и потенциальная практическая потребность при создании инновационных энергопреобразующих устройств стимулировали дополнительные термодинамические оценки и экспериментальные исследования.

Оценим термодинамическую эффективность струйного привода по отношению к работе, совершаемой в идеальной турбине с процессом $S = \text{const}$, при анализе будем иметь в виду три схемы изображенные на рис. 3.IV-1 [IV.4]. Струя газа с расходом G_o подается тангенциально к поверхности пористого проницаемого диска с перепадом давления Δp .

Импульс струи

$$I_o = G_o u_o = 2 \Delta p F$$

Колесо имеет скорость вращения ω_k .

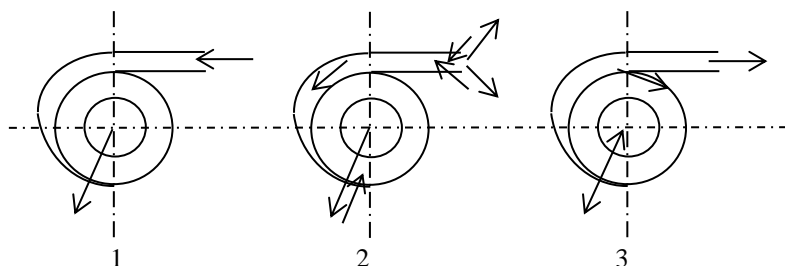


Рис. 3.IV-1 Некоторые схемы струйного привода проницаемого ротора
 1. Чисто турбинный вариант
 2. Турбоджетор с возможностью изменения направлений течений
 3. Турбоджетор

Тангенциальная скорость колеса на радиусе r

$$v_t = \omega_k r$$

Действующий импульс

$$I = G_o (u_o - v_t)$$

Или

$$I = I_o \left(1 - \frac{v_t}{u_o}\right)$$

Момент

$$M_k = I \cdot r$$

Мощность

$$N_k = M_k \cdot \omega_k = I \cdot r \cdot \omega_k = I \cdot v_t r = I_o \left(1 - \frac{v_t}{u_o}\right) \frac{v_t}{u_o} u_o$$

Очевидно, что оптимальная мощность будет при $\frac{v_t}{u_o} = 0,5$

$$N_{a \text{ mar}} = I_o u_o \cdot 0,25$$

При адиабатическом расширении

$$N = G \cdot C_p \cdot T_o \left(1 - \frac{1}{(1 + \Delta p)^m}\right)$$

где $m = \frac{\chi - 1}{\chi}$

$$1 - \frac{1}{1 + \frac{\chi - 1}{\chi} M_o^2} = \frac{\frac{\chi - 1}{2} M_o^2}{1 + \frac{\chi - 1}{2} M_o^2}$$

$$a_o^2 = \chi R T_o$$

Итак КПД

$$\eta = \frac{N_k}{N} = \frac{G u_o^2 \left(1 - \frac{v_t}{u_o}\right) \frac{v_t}{u_o}}{G u_o \frac{\chi}{2} \frac{1}{1 + \frac{\chi - 1}{2} M_o^2}} = \frac{2 \left(1 - \frac{v_t}{u_o}\right) \frac{v_t}{u_o}}{\chi \left(1 + \frac{\chi - 1}{2} M_o^2\right)}$$

В оптимальном

$$\eta = \frac{0,5}{\chi} \left(1 + \frac{\chi - 1}{2} M_o^2\right)$$

При $\chi = 1,4$ $M_o = 1$

$$\eta_m = \frac{0,5}{1,4} \cdot 1,2 = 0,4$$

При $M_o \rightarrow 0$ и $\frac{v_t}{u_o} \rightarrow 0$

$$\eta \rightarrow \frac{2 v_t}{u_o \chi} = 1,43 \frac{v_t}{u_o}$$

Т.е. при $v_t = 10$ м/с и $u_o = 300$ $\eta = 0,0476$

Но при том же импульсе и $u_o = 30$ м/сек

$$\eta = \frac{2 \cdot 0,3 \cdot 0,7}{1,4} = 0,3$$

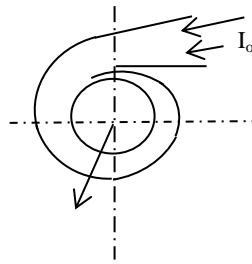
Поскольку в эжекторе $I = const$, выгодно эжектировать до меньших скоростей и больших расходов.

Но при улиточном подводе еще надо посмотреть.

Задача состоит в том, чтобы иметь возможность регулировать ω_k для нахождения в оптимальном. Это значит, что надо регулировать момент сопротивления, если источник активного газа не используется для регулирования.

Особенностью схем, изображенных на рис. 3.IV-1 является очевидное влияние скорости вращения ротора на располагаемый импульс потока, входящего в улитку, вследствие возникновения противодавления, примерно равного скоростному напору по максимальной окружной скорости. Это может быть учтено следующим образом.

Колесо с противодавлением.



$$I_o = (\rho u^2 + \Delta p) F$$

$$I_o = \rho u_o^2 F$$

$$M = \frac{u - v_t}{u_o} \cdot I_o \cdot r$$

$$\Delta p = \frac{\rho v_t^2}{2}$$

$$N = M \cdot \omega = \frac{u - v_t}{u_o} I_o \cdot v_t$$

$$N_o = I_o \cdot u_o$$

$$\eta = \frac{u - v_t}{u_o} \cdot \frac{v_t}{u_o}$$

$$\rho u^2 + \frac{\rho v_t^2}{r} = \rho u_o^2$$

Дополнительные экспериментальные исследования были выполнены на установке, изображенной на рис. 3.IV.2. С разъединенными по воздуху вентиляторами. Второй

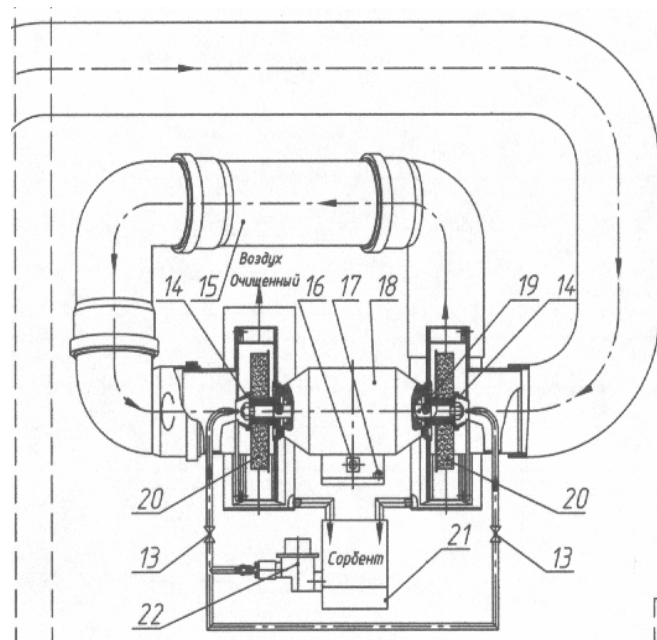


Рис. 3.IV-2. 2х роторная установка

- 13 – кран; 14 – коллектор; 15 – воздуховод; 16 – клавиша пуск;
 17 – болт заземления; 18 – электродвигатель; 19 – вал; 20 – пористый диск;
 21 – бак сорбента; 22 – нагнетатель сорбента; 23 – улитка

вентилятор служил нагрузкой.

Преследовались 2 цели: 1) проверить универсальность использования импульса струи независимо от ее фазового состояния; 2) сравнить реальную эффективность схем изображенных на рис. 3.IV-1, между собой и с термодинамическими оценками.

Рис. 3.IV-3 иллюстрирует, что струи воды или воздуха с тем же импульсом позволяют реально произвести ту же мощность и, следовательно, можно говорить о жидкосорбционных машинах в которых пронизываемый ротор приводится в движение струями сорбента с меньшими затратами на сжатие активной среды.

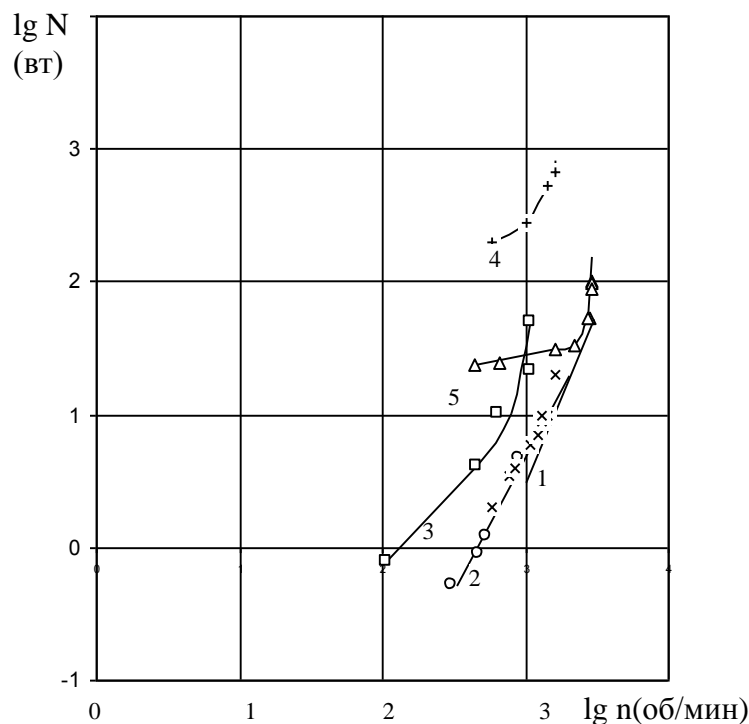


Рис. 3.IV-3. Мощностные характеристики вентилятора при различных способах привода во вращение

1. минимальные затраты мощности на сжатие воздуха в вентиляторе (2 колеса);
2. мощность, которую может произвести струйный привод водой (о) и воздухом (х)
3. затраты мощности на сжатие воды
4. затраты мощности на изотермическое сжатие воздуха
5. затраты электрической энергии при приводе вентилятора электромотором с регулированием числа оборотов ЛАТРОм.

Рис. 3.IV.4 отражает результаты исследований, поставленных в соответствии со второй целью, как указано выше.

Схема 1 Схема 1 представляет чисто турбинный вариант, исследованный ранее. К.п.д. такой турбины 30÷60%.

Схема 2 представляет вдув высоконапорных струй в сторону сужения улитки. Струи эжектируют вентилируемый воздух, противодействуя его поступлению в улитку из колеса под действием центробежных сил. Суммарный поток может иметь прямое и обратное направление. Если выход улитки закрыт, то направление одно.

Схема 3 являет собой турбозежектор, характеристики которого также ранее частично изучались. Его к.п.д. ниже, чем схема 1, но импульс на выходе составляет $\sim 20\%$ от импульса высоконапорных струй и коэффициент эжекции воздуха из атмосферы составляет $6\div 15$ в экспериментах. Последнее иллюстрирует возможность использования этого способа для подготовки топливо-воздушной смеси для газогорелочных и других топливоиспользующих устройств.

Более детально сопоставление с достижимой термодинамической эффективностью приведено в следующих главах при анализе процессов передачи энергии магнитным путем.

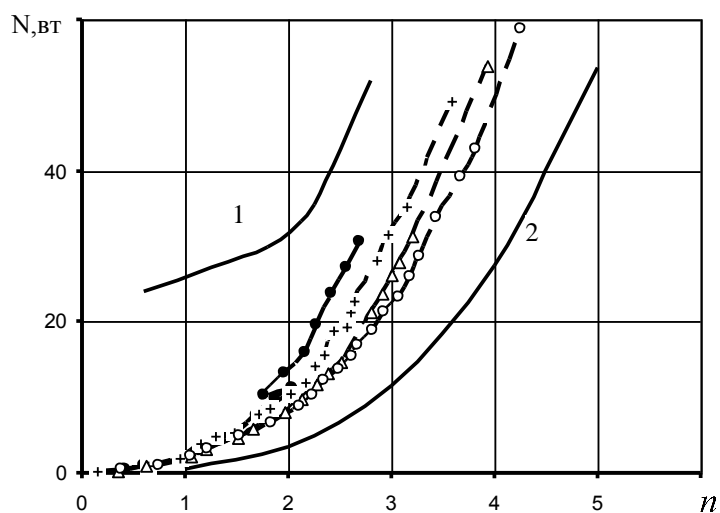


Рис. 3.IV-4 Сравнение схем

- - выход открыт } схема 3
- + - выход закрыт }
- Δ - выход открыт } схема 2
- - выход закрыт }
- 1 – электромотор; 2 – мощность 2х вентиляторов

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные экспериментальные данные соответствуют термодинамическим оценкам эффективности струйного привода, который благодаря своим достоинствам может быть применен в различных технологиях, основанных на применении проницаемых роторов.

Глава 3.V. Использование постоянных магнитов в машинах с пронизаемыми роторами

При проведении исследований по энергопреобразованию на модели многофункциональной двухроторной МГД-машине, выполненной по патенту [V-1], было установлено, что наложение поля магнитом с поперечным сечением существенно меньшим площади ротора наблюдается заметное его торможение, хотя ЭДС не возникает. Также не удается и обратить функцию машины при наложении напряжения.

В связи с тем, что до настоящего времени нет достаточно полных и обоснованных объяснений наблюдаемым эффектам при униполярном преобразовании энергии, особенно при одностороннем наложении магнитного поля на вращающиеся элементы, был организован цикл исследований по силовому взаимодействию постоянного магнита с вращающимся диском из электропроводящего материала.

Значительная часть экспериментов выполнена на установке, схема которой приведена на рис. 3.V-1.

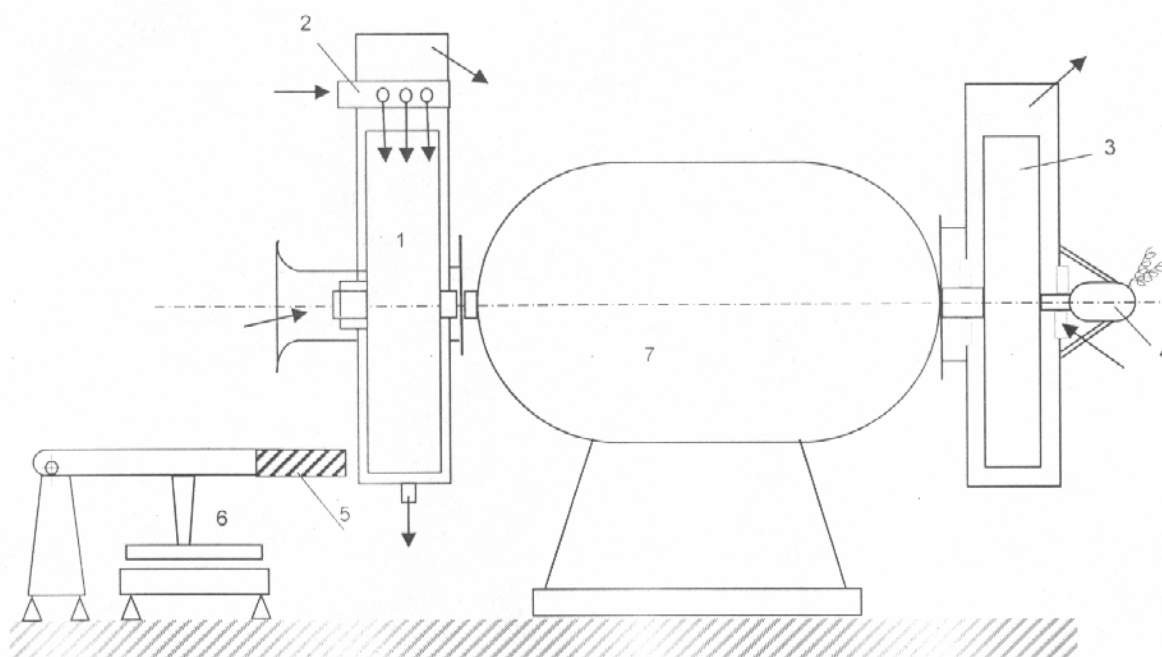


Рис. 3.V.1. Схема установки

- 1 – пронизаемый ротор; 2 – инжектор струйного привода (воздуховодом/водой);
- 3 – нагруженный ротор; 4 – тахометр; 5 – магнит;
- 6 – весы (условно показано положение); 7 – электропривод

Диски диаметром 150 мм изготавливались из различных материалов сплошных и ячеисто-пористых. Последние представляют интерес в связи с перспективой их использования в различных технологических установках.

Первый цикл тестовых испытаний дал достаточно неожиданные результаты, приведенные на рис. 3.V-2, 3.V-3, 3.V-4, на которых представлены зависимости момента торможения одним и тем же магнитом в зависимости от числа оборотов

$$\frac{M}{n} = \frac{n}{1000} \left[\frac{i\dot{a}}{i\dot{r}} \cdot 10^{-3} \right]$$

Очевидно наличие максимума, величина которого зависит и от относительного расположения осей магнита и диска.

Для диска из ячеисто-пористого никеля зависимости еще более сложные и труднообъяснимые (Рис.3.V-4).

В то же время, для всех прочих равных условий сорт материала может быть учтен величиной электропроводности (Рис. 3.V-5).

Приведенные результаты потребовали разработки хотя бы приближенной физико-математической модели и постановки системных исследований.

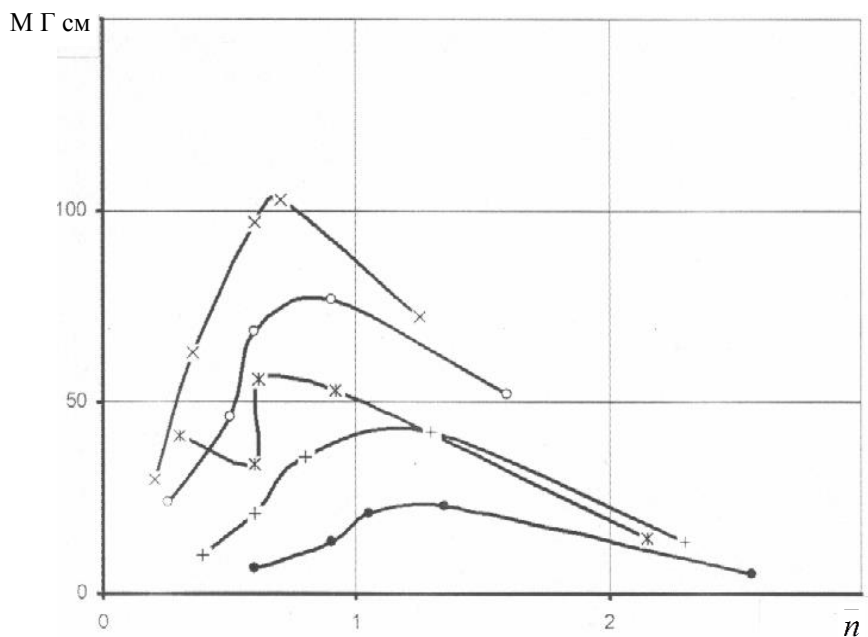


Рис. 3.V-2. Тормозящий момент для диска из Al

$\delta=2\text{мм}$

• $r=2,77$ o $r=3,27$ Δ $r=3,73$ \square $r=4,27$

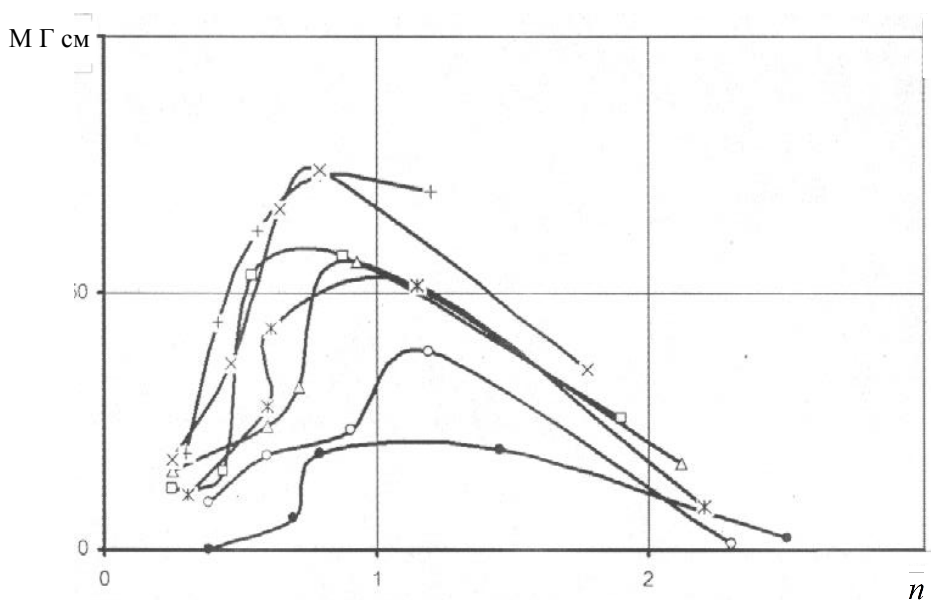


Рис. 3.V-3. Тормозящий момент для медного диска $\delta=1\text{мм}$

• $r=2,6$ + $r=3,6$ o $r=4,6$ x $r=5,3$ * $r=6,5$

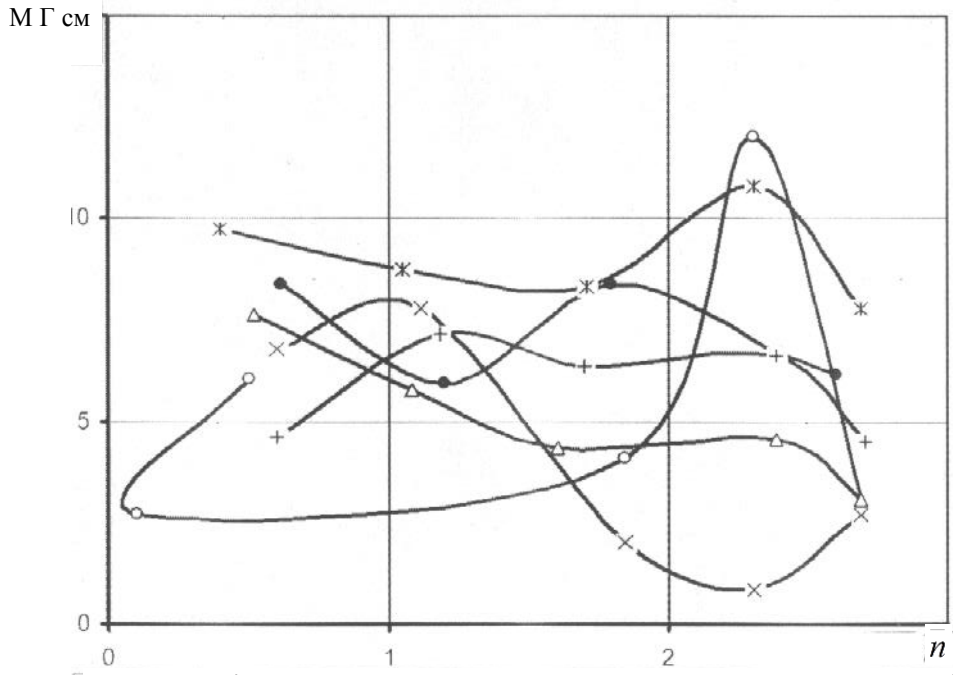


Рис. 3.V-4. Тормозящий момент для диска из ячеисто-пористого Ni $\delta=18\text{мм}$
 • $r=2,5$ + $r=3,51$ o $r=4,55$ x $r=5,5$ * $r=6,99$

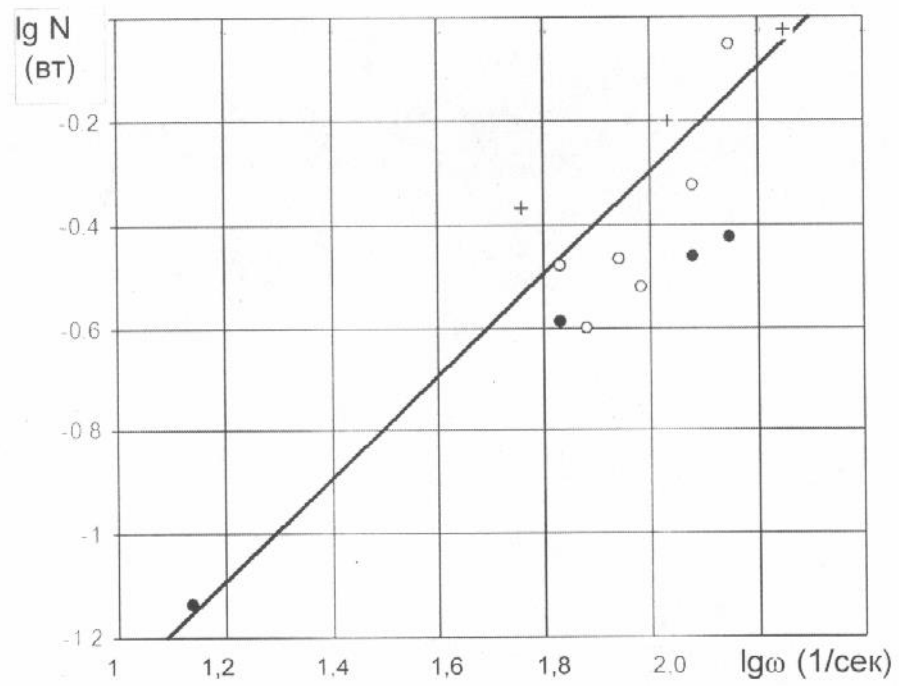


Рис. 3.V-5. Сопоставление экспериментальных данных для разных материалов
 • - нержавеющая сталь; * - Ni; □ - Cu

Приближенная физико-математическая модель была разработана на уровне соображений размерностей и при следующих упрощающих предположениях.

1. Размеры магнитного поля, проникающего в материал диска равны площади проекции поперечного сечения магнита на поверхности диска.
2. Размеры поперечного сечения магнита существенно меньше площади электропроводящего диска.

3. Токи Фуко текут только в плоскости диска; их величина определяется величиной наведенного ЭДС и омическим сопротивлением «пятна» магнитного поля, так как замыкаются они через существенно большую площадь.

4. Индуктивная составляющая сопротивления для токов Фуко аналитически определена быть не может; реальное взаимодействие токов от двух источников может быть учтено параметров взаимодействия.

Приведенные выше предположения дают возможность записать следующую систему аналитических выражений, из которых конструируется предполагаемый вид зависимости момента торможения постоянным магнитом вращающегося электропроводящего диска.

Очевидно, что тормозящий момент

$$M = f \cdot r, \quad (V-1)$$

где f – сила торможения,

r – радиус окружности, по касательной к которой направлена сила f с другой стороны

$$M = \frac{\Delta N}{\omega} \quad (V-2)$$

где ΔN – мощность,

ω – угловая скорость вращения.

В свою очередь мощность через электрические параметры может быть выражена

$$\Delta N = \frac{\Delta E^2}{R} \quad (V-3)$$

А для электродвижущей силы (ЭДС) возникающей вследствие электромагнитного взаимодействия

$$E = - \frac{d(B \cdot S)}{d\delta} \quad (V-4)$$

Здесь B – магнитная индукция;

$$S = \frac{\pi d^2}{4} \text{ площадь сечения магнита}$$

d - диаметр магнита

τ - время

Очевидно, что в стационарном случае

$$E = -B \cdot S \cdot \frac{\omega \cdot r}{d} \quad (V-5)$$

Причем на расстоянии $\Delta r=d$

$$\Delta E = - \frac{\pi d^2}{4} B \omega \quad (V-6)$$

Из (V-6) следует, что ΔE от r не зависит. Следовательно, и момент торможения не должен зависеть от положения магнита (от r).

С учетом выражения для омического сопротивления

$$R_{ou} \cong \rho \cdot \frac{d(m)}{\delta \cdot d(mm)} = \frac{10^{-3} \rho}{\delta(mm)} \left(\frac{\dot{i} \dot{i}^2}{i} \right) \quad (V-7)$$

получаем из (V-1) – (V-7)

$$M = \left(\frac{\pi B d^2}{4} \right)^2 \frac{\omega \delta}{\rho \cdot 10^3} \quad (V-8)$$

Вместо индукции B для расчета момента удобнее использовать выражение для подъемной силы магнита, поскольку она легко определяется весовыми измерениями на различных расстояниях и, тем самым, позволяет существенно облегчить анализ изучаемых экспериментальных зависимостей и проведение априорных расчетов.

Связь подъемной силы магнита F с индукцией B дается известным выражением

$$F = 3 \cdot 10^5 \cdot B^2 \cdot S \quad (\text{Н}) \quad (\text{V-8})$$

Подставляем (V-) в (V-7), получаем

$$M = \frac{F_o \cdot S_{M^2} \cdot \omega \cdot \delta (\text{mm})}{3 \cdot 10^2 \cdot \rho (\hat{h} \cdot \frac{\text{m}}{\text{mm}^2})} \quad (\text{V-9})$$

Другой механизм генерации индукционных токов изменяющимся магнитным полем связан с явлением самоиндукции.

ЭДС самоиндукции

$$E_i = -L \frac{d_i}{d\tau} \quad (\text{V-10})$$

i – ток

L – индуктивность

Приближенно можно положить, что

$$\frac{d_i}{d\tau} = \frac{\Delta E}{R} \cdot \omega \bar{r} \quad (\text{V-11})$$

Здесь ω - угловая скорость, а $\bar{r} = \frac{r}{d}$

То-есть, предполагается, что скорость изменения тока определяется окружной скоростью и характерным поперечным размером магнита.

Тогда из (V-10) и (V-11) получаем

$$E_i = -L \frac{\Delta E}{R} \cdot \omega \bar{r} \quad (\text{V-12})$$

А соответствующий этой переменной составляющей ток будет

$$i_1 = \frac{E_i}{R \sqrt{1 + \left(\frac{\omega L \bar{r}}{R}\right)^2}}$$

И, соответственно,

$$i_1 = -\frac{\Delta E}{R} \frac{L \omega \bar{r}}{\sqrt{1 + \left(\frac{L \omega \bar{r}}{R}\right)^2}} \quad (\text{V-13})$$

Очевидно, что приведенные выражения носят характер соотношений размерностей и для точной интерпретации физических процессов могут оказаться непригодными, но для оценки вероятных эффектов могут быть полезны.

Для оценки совокупного эффекта от двух источников тока используем следующую энергетическую оценку.

Так как электрическая мощность пропорциональна квадрату тока, то суммарный эффект от двух источников будет, очевидно, равен сумме квадратов токов с учетом возможной интерференции. Поэтому выражаем суммарный эффект как

$$N = i_{\Sigma}^2 \cdot R$$

причем

$$i_{\Sigma}^2 = (i^2 + 2ki \cdot i_1 + i_1^2 = i^2 [1 + 2k \frac{i_1}{i} + \left(\frac{i_1}{i}\right)^2]) \quad (\text{V-14})$$

С учетом (V-13) имеем

$$i_{\Sigma}^2 = \left(\frac{\Delta E}{R}\right)^2 \left[1 - 2k \frac{L \omega \bar{r}}{R \sqrt{1 + \left(\frac{L \omega \bar{r}}{R}\right)^2}} + \frac{(L \omega \bar{r})^2}{R \left(1 + \left(\frac{L \omega \bar{r}}{R}\right)^2}\right)}\right] \quad (\text{V-15})$$

Введя обозначение $x = \frac{L \omega r}{R}$, и с учетом (V-2) получим

$$N = M_o \cdot \omega \cdot Z$$

где

$$Z = 1 - \frac{2k}{\sqrt{1+x^2}} + \frac{x^2}{1+x^2} \quad (V-16)$$

Или для реального момента

$$M = M_o \cdot Z$$

$$M = \frac{F \cdot S \cdot \omega \cdot \delta}{3 \cdot 10^{-2} \rho} \cdot Z \quad (V-17)$$

Рассмотрение (V-17) показывает, что для анализа и интерпретации экспериментальных данных удобно использовать величину $\frac{M}{\omega}$ при вариации параметра k в выражении для Z. Вместо ω удобно использовать величину

$$\frac{n}{1000} = \frac{n}{1000} \approx \frac{\omega}{105}$$

Тогда

$$\frac{M}{n} = \frac{M_o}{\omega} Z \cdot 105$$

Или

$$\frac{M}{n} = \frac{0,35 F \cdot S \cdot \delta}{\rho} Z \quad (V-18)$$

Величина k – коэффициент взаимодействия токов от двух механизмов генерации.

Вероятный диапазон изменения $k=0 \div 1$.

Так как при $k=0$ мощность от двух токов реализуется независимо

Положительные значения k отвечают отрицательной интерференции токов, а $k < 0$ отвечало бы положительной, что маловероятно, хотя и может иметься в виду. Комплекс

$\frac{L \omega}{R}$ определить расчетно не представляется реальным не ясно каким образом рассчитать

L, да и R также.

На рис. 3.V-6 приведены результаты расчета в координатах Z(x)

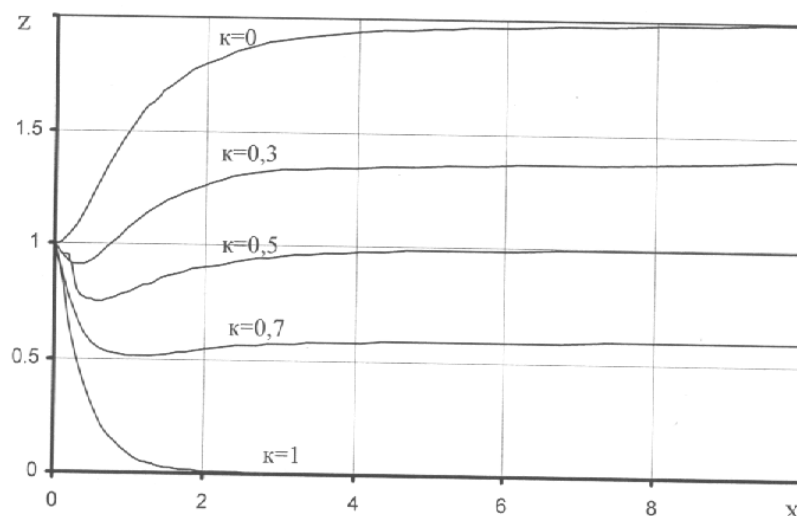


Рис. 3.V-6 Расчет по (V-16).

Для $k=0 \div 1$.

Экспериментальные данные относящиеся к системе с постоянными геометрическими параметрами могут быть представлены в координатах $\frac{M}{n} = f(\bar{n})$

Или
$$\frac{\left(\frac{M}{n}\right)}{\left(\frac{M_0}{n}\right)_0} = f(\bar{n})$$

Где M_0 – расчетное значения по (V-9)

Для $\bar{x} = 0$. ($\bar{n} \rightarrow 0$)

Первый способ удобен для практического использования. Особенно в случаях, когда $\frac{M}{n} \rightarrow const$.

Второй дает возможность оценить корректность априорного расчета $(M/n)_0$

Ниже приводятся достаточно обширные экспериментальные данные в соответствующих обработках, свидетельствующие о многообразии поведения характеристик.

Эксперименты проводились с различными магнитами. Их геометрические и силовые характеристики входят в (V-9).

Подъемная сила магнитов F определялась экспериментально весовыми измерениями на различных расстояниях. Эти характеристики магнитов приведены на рис. 3.V-7.

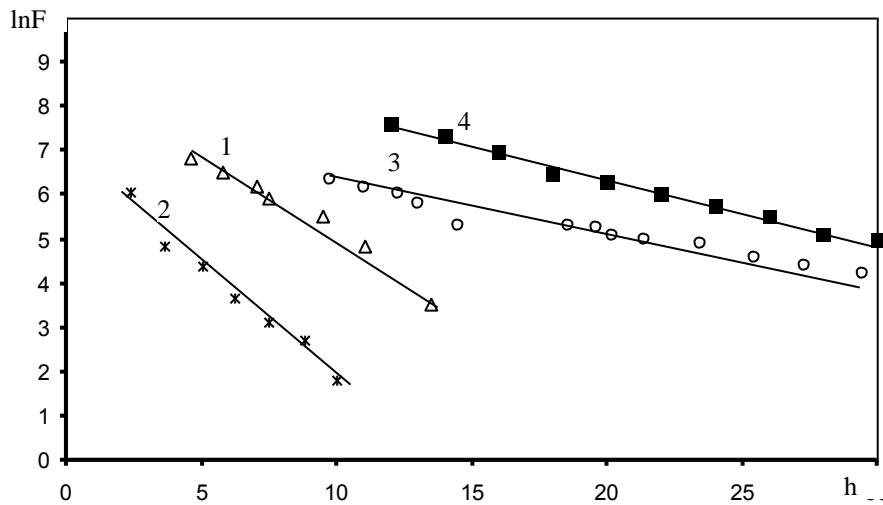


Рис 3.V-7 Характеристики магнитов

- 1 – «подкова»; $S = 3,9 \text{ см}^2$, $d = 13 \text{ мм}$ $\ln F = 8,67 - 0,35h$
- 2 – 6 магнитов $6 \times 6 \times 6 \text{ мм}$; $S = 2,16 \text{ см}^2$, $\ln F = 6,8 - 0,48h$
- 3 – кольцо; $\varnothing 57,3/23 \text{ мм}$ $S = 21,6 \text{ см}^2$, $d = 17,15 \text{ мм}$ $\ln F = 7,4 - 0,115h$
- 4 – квадрат $30 \times 30 \times 10 \text{ мм}$; $S = 9 \text{ см}^2$, $d = 30 \text{ мм}$ $\ln F = 9,5 - 0,15h$

Геометрические характеристики магнитов приведены в подрисуночной подписи. Там же приведены аналитические зависимости $F(h)$, где h – расстояние между магнитом и объектом взаимодействия.

Совершенно очевидно, что одна и та же сила может быть получена на весьма различных расстояниях и, соответственно, различное силовое воздействие.

Следует отметить, что при наложении магнитного поля целым кольцевым магнитом, тормозящий момент не возникает, так как изменение магнитного поля не происходит, а возникающая разница потенциалов по радиусу не дает тока из-за эквипотенциальности окружностей (тонкий проводящий диск).

Это иллюстрируется рис. 3.V-8. Также показано, что эксцентричное расположение магнита приводит к возникновению момента сопротивления.

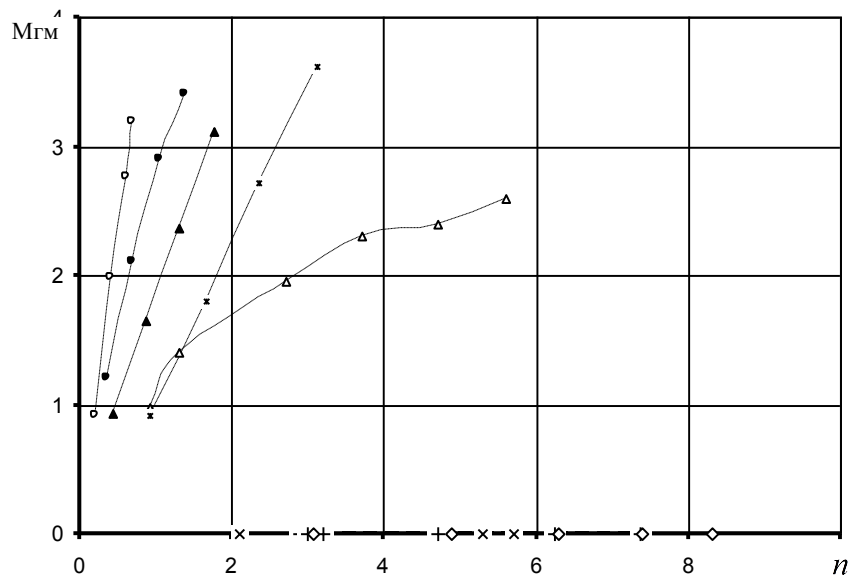


Рис. 3.V-8 Влияние расположения кольцевого магнита (N) на тормозящий момент

x - межцентровое расстояния МЦР=0; $\Delta = 5$ мм;
 МЦР=32 ● - $\Delta = 5$ мм; ; $\Delta = 10$ мм; + - $\Delta = 140$ мм;
 МЦР=42 ○ - $\Delta = 1$ мм; ▲ $\Delta = 5$ мм; * $\Delta = 10$ мм; ◇ $\Delta = 140$ мм

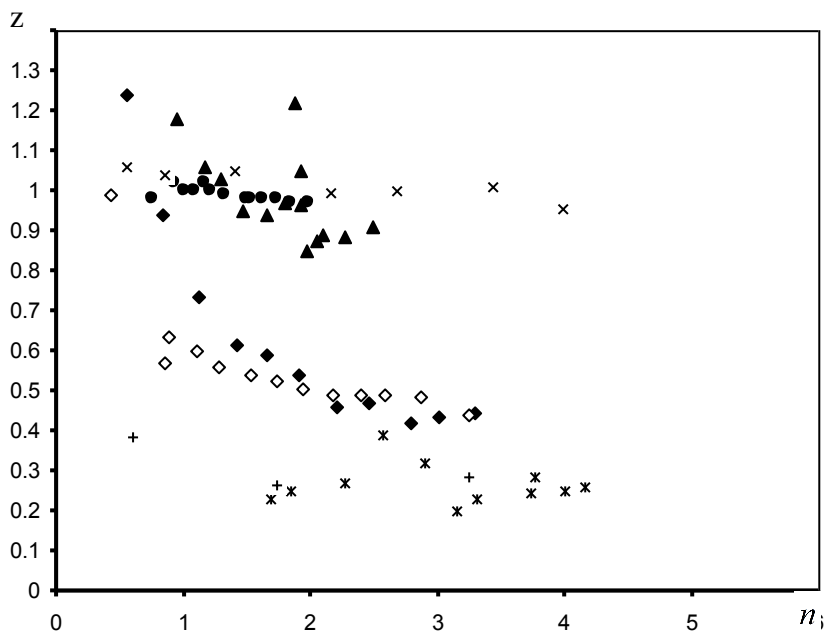


Рис. 3.V-9 Экспериментальные данные для магнита 2 (6 магнитов)

▲ - Al $\delta=1,3$ $\Delta=1,5$ x - Al $\delta=1,3$ $\Delta=5$
 Cu $\delta=3$ $\Delta=5$
 * + Cu $\delta=8$ $\Delta=6$
 ◆ - Al $\delta=20$ $\Delta=2$ ◇ - Al $\delta=20$ $\Delta=5$

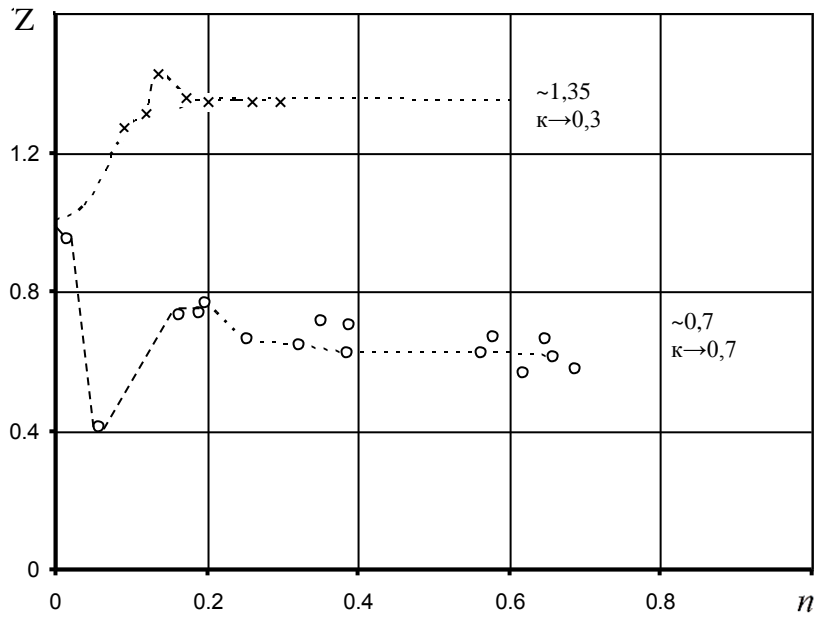


Рис 3.V-10 Результаты измерений
Диск Al $\delta=3\text{мм}$ $h=5\text{мм}$ магнит 1

Из анализа всего массива данных следует, что характер зависимостей, изображенных на рис. 3.V-6 для $k=\text{const}$ подтверждается. Однако установить какую-то закономерность для выбора k не представляется возможным. Имеется лишь одна серия измерений показавшая возможность получения режимов с $k < 0,5$. Причем эта серия была получена между двумя другими сериями на тех же параметрах, но с $k > 0,5$ рис 3.V-10. Неоднозначность измерений иллюстрирует рис. 3.V-11.

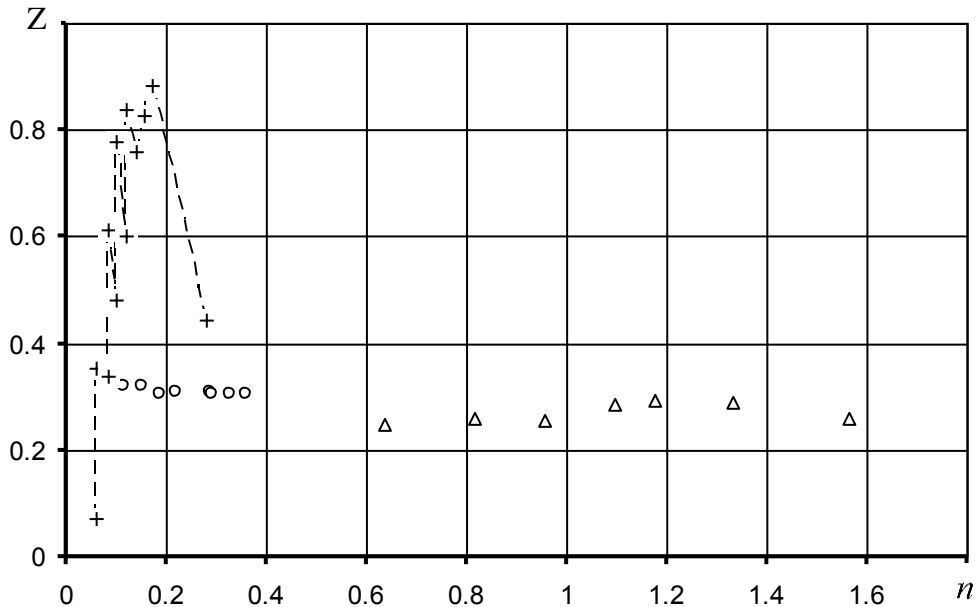


Рис 3.V-11 Результаты измерений
Диск Cu $\delta=3\text{мм}$ o $h=2\text{мм}$; $+$ $h=5\text{мм}$; Δ $h=10\text{мм}$; магнит 1

Полученное в ряде случаев немонотонное поведение кривых возможно соответствует вероятностному проявлению различных механизмов генерации ЭДС, связанного с дополнительными механически неучтенного движения магнита и диска, например, биениями в осевом направлении.

Можно сделать грубую оценку тенденции $(\frac{M}{n})_o \rightarrow 1$ для сплошных гладких дисков и падение $(\frac{M}{n})_o$ от 1 до 0,2 – 0,5 при увеличении \bar{n} для дисков из ячеисто-пористых материалов.

Следует также отметить определенную сложность расчета $(\frac{M}{n})_o$, связанную с учетом изменения F по толщине дисков и определение электропроводности пористых материалов.

Выше были приведены результаты измерений тормозящего момента. И эти результаты могут быть использованы непосредственно для создания систем торможения и регулирования чисел оборотов различных роторных машин.

Приемлемый уровень величин крутящего момента, передаваемого немагнитному ротору позволяет также рассматривать схемы машин с магнитными муфтами такого типа. При этом в качестве электропроводящих материалов могут выступать и жаростойкие материалы, тогда как постоянные магниты могут находиться при этом при температурах ниже точки Кюри.

Следовательно, исследованный способ передачи энергии перспективен для высокотемпературных вентиляторов (дымососов) и турбин, а также для транспорта химически агрессивных сред.

Концептуальная оценка

Несмотря на обнаруженную сложность в точном описании силового взаимодействия постоянных магнитов и электропроводящих дисковых роторов особенно из ячеисто-пористых материалов, можно сделать прогноз о целесообразности использования такой схемы силового взаимодействия в некоторых приложениях.

Рассмотрим концепцию роторной машины, схема которой изображена на рис. 3.V-12.

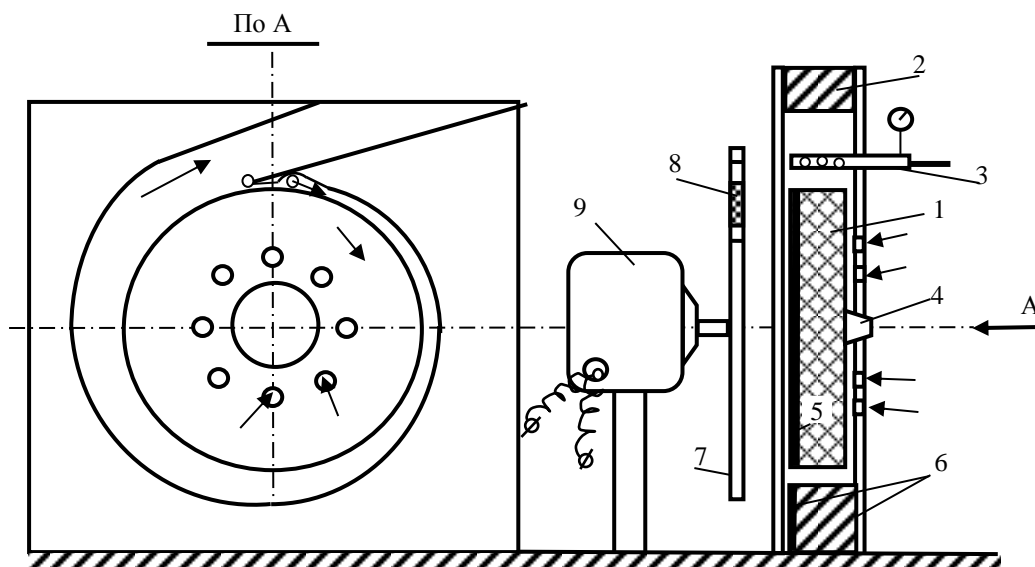


Рис. 3.V.12 конструкция макетной установки

- | | |
|---|------------------------|
| 1. проницаемый ротор – свободное колесо | 2. корпус улитки |
| 3. подвод сжатого воздуха | 4. Подшипник |
| 5. Электропроводящий диск (Cu) | 6. Стенка из оргстекла |
| 7. Диск из Al для вращения магнита | 8. Магнит |
| | 9. Мотор - генератор |

Мотор-генератор 9 имеет на валу диск 7 с закрепленными на нем постоянными магнитами 8. Турбина-компрессор состоит из свободно вращающегося диска 1 из ячеисто-пористого электропроводящего или не непроводящего материала с возможной добавкой сплошного или перфорированного диска из материала с высокой электропроводностью 5, установленного на стороне, обращенной к магнитам.

В режиме компрессора (вентилятора) машина приводится в действие электромотором. Согласование характеристик привода и рабочего колеса, а также регулирование и изменение режимов может осуществляться путем изменении расстояния h между магнитно связанными роторами.

Этот вариант позволяет реализовать привод высокотемпературного ротора, например, дымососа. Или быть использован для транспорта вредных газов и (или) жидкостей.

Машина может быть обращена. В этом случае газ (жидкость) приводит во вращение свободный диск турбины, связанный магнитно с генератором. Такая схема может представлять интерес в системах выхлопа ДВС при совмещении в ней функций газоочистителя с использованием жидких сорбентов и (или) каталитического дожигателя продуктов сгорания.

Для привода может также быть использован водяной пар низкого давления генерируемый за счет низкопотенциального тепла (например, уходящих газов).

Для иллюстрации ниже приводится оценка параметров машины, предназначенной для установки на выхлоп двигателя автомобиля типа ГАЗ-24 (Волга):

Исходными параметрами примем на основании анализа [.] следующие:

Расход продуктов сгорания $G=0,06$ кг/сек

Их температура $T=850^{\circ}\text{K}$

Избыточное давление в выходной системе, которое может быть допущено без ущерба для работы двигателя $P_p = 0,5$ атм

При этих параметрах импульс газов

$$I = 2,86 \text{ кг}$$

Скорость истечения $u_o = 467$ м/сек

Допустимая скорость вращения по прочности ячеисто-пористых материалов примем

$$V_t = 50 \text{ м/сек}$$

$$\text{тогда } \frac{V_t}{u_o} = \frac{50}{467} = 0,107$$

$$\text{а кпд } \eta = 1,43 \cdot \left(\sqrt{1 - \frac{1}{2} \cdot 0,107^2} - 0,107 \right) \cdot 0,107 = 0,0956$$

мощность на турбине

$$N_t = \frac{I \cdot u_o}{102} \cdot \eta = \frac{2,86 \cdot 467}{102} \cdot 0,0956 = 1,25 \text{ л.с.}$$

При к.п.д. генератора $\sim 50\%$ электрическая мощность может быть получена в количестве порядка 600вт, при этом может быть в машине произведено шумоглушение, дожигание и (или) очистка выхлопных газов.

С целью проверки реализуемости декларированных характеристик была создана тестовая модель и проведены ее испытания.

Результаты испытаний макетной установки.

1. Мотор- генератор

Использован электродвигатель привода вентилятора «Жигулей» - мотор постоянного тока, обращаемый в генератор.

Измеренные его характеристики приведены ниже в таблицах.

ЭДС генератора E (табл. V-1).

Таблица V-1

| \bar{n} | Е,В | $\frac{E}{\bar{n}}$ |
|-----------|------|---------------------|
| 2,08 | 5,38 | 2,59 |
| 3,09 | 8,1 | 2,62 |
| 3,2 | 8,38 | 2,62 |
| 4 | 10,3 | 2,58 |

приближенная
аналитическая зависимость

$$E \approx 2,6 \cdot \bar{n}, \hat{a} \quad (a)$$

2. Потери мощности омические в обмотках мотора-генератора.

$$N_{oi} = i^2 \cdot R_{\hat{a}}$$

3. Внутреннее сопротивление обмотки $R_B = 2$ ом

4. Потери мощности на трение определены из данных, приведенных в таблице V-2.

Таблица V-2.

| \bar{n} | u | | N | N _п |
|-----------|------|-------|------|----------------|
| | в | а | вт | в |
| 0,078 | 3,2 | 0,745 | 2,37 | 1,27 |
| 1,024 | 4 | 0,81 | 3,21 | 1,93 |
| 1,37 | 5 | 0,85 | 4,15 | 2,71 |
| 1,78 | 6 | 0,92 | 5,52 | 3,83 |
| 2,1 | 7 | 0,98 | 6,86 | 4,94 |
| 2,36 | 8 | 1,05 | 8,4 | 6,2 |
| 2,67 | 9 | 1,30 | 10,8 | 7,92 |
| 2,99 | 10 | 1,33 | 13,3 | 9,76 |
| 3,12 | 11,1 | 1,49 | 16,4 | 11,96 |
| 3,47 | 12 | 1,78 | 21,4 | 15,06 |

$N_n = N - N_{om}$
при вращении без нагрузки
Экспериментальные данные описываются
зависимостью

$$N_n = 1,75 \bar{n}^{-1,6} \quad (b)$$

5. При работе в режиме генератора на
нагрузку с сопротивлением R_n

$$i = \frac{E}{(R_{\hat{a}} + R_i)^2}$$

Мощность, выделяемая на нагрузке

$$N_{\hat{y}} = i^2 R_i = \frac{E \cdot R_i}{(R_{\hat{a}} + R_i)^2}$$

При этом оптимальной нагрузкой будет при $R_B = R_n = 2$ ом.

А максимальные потери мощности будут при коротком замыкании, т.е. $R_n = 0$

$$N_{\hat{n}} = \frac{E^2}{R_{\hat{a}}} = \frac{2,6^2 \cdot \bar{n}^{-2}}{2} = 3,38 \bar{n}^{-2} \quad (c)$$

При произвольной нагрузке

$$N_{\hat{y}} = \frac{E^2 \cdot R_i}{(R_{\hat{a}} + R_i)^2} = 3,38 \bar{n}^{-2} \frac{R_i \cdot R_{\hat{a}}}{(R_{\hat{a}} + R_i)^2} = 3,38 \bar{n}^{-2} \frac{R_i}{R_{\hat{a}} \left(1 + \frac{R_i}{R_{\hat{a}}}\right)^2}$$

Для оптимальной нагрузки

$$N_{\hat{y}o} = \frac{3,38 \cdot \bar{n}^{-2}}{4} = 0,845 \bar{n}^{-2} \quad (d)$$

Затраты мощности на вращение мотора в режиме генератора

$$N_{\Sigma} = N_n + N_{oi} + N_{\hat{y}} = 1,75 \bar{n}^{-1,6} + \frac{3,38 \bar{n}^{-2}}{1 + \frac{R_i}{R_{\hat{a}}}} \left(\frac{R_i}{R_{\hat{a}}} + 1\right)$$

Или

$$N_{\Sigma} = 1,75 \bar{n}^{-1,6} + \frac{3,38 \bar{n}^{-2}}{\left(1 + \frac{R_i}{R_{\hat{a}}}\right)^2} \quad (e)$$

При $R_n = R_B = 2$ ом

$$N_{\Sigma \dot{v}} = 1,75 \bar{n}_i^{-1,6} + 1,69 \bar{n}_i^{-2}$$

Электрический к.п.д. генератора

$$\eta = \frac{N_{\dot{v}}}{N_{\Sigma}} = \frac{3,38 \bar{n}_i^{-2} \frac{R_f}{R_d}}{\left(1 + \frac{R_f}{R_i}\right)^2 \left[1,75 \bar{n}_i^{-1,6} + \frac{3,38 \bar{n}_i^{-2}}{1 + \frac{R_f}{R_d}}\right]}$$

Для оптимальной нагрузки

$$\eta = \frac{3,38 \bar{n}_i^{-2}}{4[1,75 \cdot \bar{n}_i^{-1,6} + 1,09 \bar{n}_i^{-2}]} + \frac{1}{2[1,03 \bar{n}_m^{-0,4} + 1]}$$

То есть, реально даже при оптимальной нагрузке $\eta_0 < 0,5$

а при $\bar{n} \rightarrow 0$ $\eta_0 \rightarrow 0,25$

Очевидно, что с точки зрения практического использования такой генератор не очень привлекателен, так как турбина должна производить в 2÷4 раза большую работу, чем будет получено электроэнергии.

2. Характеристики турбины.

При разработке макетной установки не ставилось задачей иметь турбину с экстремально высокими показателями эффективности в угоду простоте конструкции и удобству проведения экспериментов.

Поэтому была выбрана схема турбоэжектора с приводом от малого количества сжатого воздуха, как это изображено на рис. 3.V-12.

В этом случае момент, создаваемый струями на пронизаемом роторе

$$M_T = I \cdot r_n \cdot \cos \varphi$$

где r_n – радиус ротора

φ – угол между нормалью к радиусу в точке касания и осью струи.

Так как по опыту было известно, что φ следует выбирать в области 22÷26°, можно положить, что

$$\cos \varphi \approx 0,9$$

Импульс системы струй измерялся путем весовых измерений. Их результаты приведены в таблице V-3.

Таблица V-3.

| ΔP атм | I г |
|-----------|--------|
| 0,36 | 14,3 |
| 0,84 | 30,6 |
| 1,24 | 43,8 |
| 1,88 | 63,5 |
| 2,79 | 83,6 |
| 2,92 | 94 |
| 3,56 | 113,6 |
| 4,3 | 136,8 |
| 4,75 | 150 |

Аналитическое описание данных таблицы

$$I = 31,75 \Delta p \cdot r$$

И, следовательно, момент, создаваемый струями на пронизаемом роторе

$$M_{от} = 0,075 \cdot 0,9 \cdot 31,75 \cdot \Delta p = 2,14 \cdot \Delta p \text{ ом} \quad (f)$$

Мощность турбины

$$N_T = \frac{M_T \omega}{102} \eta$$

Угловая скорость $\omega = 105 \bar{n}$

Поэтому

$$N_T = 1,03 \cdot M_{от} \cdot 8 \bar{n} \cdot \eta$$

К.п.д. зависит от соотношения скоростей натекания струи и окружной скорости ротора v_r , приближенно

$$\eta = 1 - \frac{V_r}{u}$$

Так как почти всегда истечение околосвуковое или звуковое, то $u \approx a$ (скорость звука)

$$\eta = 1 - \frac{105 \bar{n} \cdot 0,075}{a}$$

или

$$1 - \eta = \frac{105 \bar{n} \cdot 0,075}{20 \sqrt{T}} \approx 0,0227 \bar{n}$$

То есть при $\bar{n} < 5$ этим можно пренебречь

Потери мощности на трение ротора и сжатие транспортируемого воздуха обозначим как $N_{\text{вент}}$

Они определены экспериментально при приводе ротора электромотором через магнитную связь. Данные измерений приведены в таблице V-4.

Таблица V-4.

| U В | i а | \bar{n}_T | $N_{\text{вент}}$ |
|--------|--------|-------------|-------------------|
| 3,6 | 0,91 | 0,65 | 0,74 |
| 5,0 | 1,1 | 1,08 | 1,04 |
| 6,9 | 1,44 | 1,62 | 2 |
| 8,4 | 2 | 1,98 | 3,58 |

Приближенное аналитическое представление

$$N_{\text{вент}} \approx \bar{n}^2$$

Тогда мощность турбины будет

$$N_T = 1,03 \cdot 2,14 \cdot \Delta p \bar{n}_T - \bar{n}_T^2 \quad (g)$$

3. Магнитная связь.

Магнитная связь может быть охарактеризована равенства моментов, создаваемых мотором и сопротивлением турбины в режиме вентилятора и создаваемым турбиной сопротивлению генератора.

Независимо от режима будем обозначать число оборотов мотор-генератор как \bar{n}_i , а вентилятора или турбины как \bar{n}_o .

Очевидно, что можно записать уравнение баланса

$$\dot{I}_o = \dot{I}_i = \left(\frac{\dot{I}}{n} \right) [\bar{n}_T - \bar{n}_M] \quad (f)$$

Выражения для M_T и M_M получены из выражения для мощностей в соответствующих режимах.

Режим мотора

$$M_M = \frac{u \cdot i - i \cdot p_r - 1,75 \cdot \bar{n}_M^{-1,6}}{1,03 \cdot \bar{n}_M}$$

$$M_T = \frac{N_{\text{вент}}}{1,03 \cdot \bar{n}_T} = 0,97 \bar{n}_T$$

Режим генератора

$$M_M = \frac{1,75 \cdot \bar{n}_M^{-1,6} + \frac{3,38 \cdot \bar{n}_M^{-2}}{1 + \frac{R_i}{R_a}}}{1,03 \cdot \bar{n}_M} = 1,7 \bar{n}_M^{-0,6} + 3,28 \frac{\bar{n}_M}{1 + \frac{R_i}{R_a}}$$

$$M_T = \frac{N_{\text{вент}}}{1,03 \cdot \bar{n}_T} = 2,1 \Delta p - 0,97 \bar{n}_T$$

В выражении (f) множитель $\frac{M}{n}$ должен относиться к числу оборотов, равному $|\bar{n}_T - \bar{n}_M|$ для соответствующего магнита и его расстояния от проводящего элемента ротора (в экспериментах – медного диска).

Априори $(\frac{M}{n})$, как было показано в начале главы V, определить, вообще говоря, невозможно. Поэтому были проведены измерения моментов сопротивления вращения с использованием мощности двигателя, обеспечивающего вращение медного диска при числах оборотов до $\bar{n} = 10$ при минимально возможном расстоянии между диском и магнитом.

А1 диск, в котором заделан магнит, находился на валу выключенного мотор-генератора и имел радиальную опору на весах.

Заметим, что в этой ситуации имитировалось быстрое вращение турбины, чего нельзя было добиться располагаемыми средствами в созданной конструкции турбины, в частности из-за прочности керамического колеса.

Результаты измерений приведены ниже в таблице V-5.

Таблица V-5

| h | \bar{n} | M | $\frac{M}{n}$ | Z |
|---------------------------------|-----------|-------|---------------|--------|
| мм | | ом | | |
| 5,5 $(\frac{M}{n})_o = 25,6$ | 3,03 | 8,44 | 2,79 | 0,109 |
| | 3,27 | 9,11 | 2,78 | 0,108 |
| | 4,26 | 11 | 2,62 | 0,102 |
| | 6,17 | 15,7 | 2,55 | 0,0996 |
| | 7,30 | 18,3 | 2,50 | 0,098 |
| | 8,43 | 20,3 | 2,4 | 0,094 |
| | 9,8 | 24,7 | 2,52 | 0,098 |
| 10 $(\frac{M}{n})_o = 13$ | 3,05 | 3,66 | 1,2 | 0,092 |
| | 3,04 | 3,6 | 1,18 | 0,091 |
| | 3,56 | 4,19 | 1,18 | 0,091 |
| | 4,14 | 4,64 | 1,12 | 0,086 |
| | 5,36 | 5,74 | 1,07 | 0,0823 |
| | 6,39 | 6,57 | 1,03 | 0,079 |
| | 8,3 | 8,11 | 1,1 | 0,085 |
| 17 $(\frac{M}{n})_o = 4,56$ | 0,681 | 0,125 | 0,183 | 0,029 |
| | 0,929 | 0,145 | 0,156 | 0,034 |
| | 4,15 | 1,61 | 0,354 | 0,078 |
| | 5,35 | 1,92 | 0,36 | 0,079 |
| | 6,4 | 2,25 | 0,351 | 0,077 |
| | 7,3 | 2,53 | 0,347 | 0,076 |
| | 8,45 | 2,96 | 0,35 | 0,077 |
| | 9,6 | 3,32 | 0,365 | 0,08 |
| 10,08 | 3,44 | 0,341 | 0,075 | |

Очевидно, что при $\bar{n} > 3$ величина $Z \approx 0,08 \div 0,1$ и $(\frac{M}{n})_o$

можно вычислить по $(\frac{M}{n})_o$.

Сложная зависимость Z от \bar{n} при \bar{n} порядка 1 и менее создает определенные трудности, особенно если учитывать что разность

$$|\bar{n}_T - \bar{n}_M|$$

зачастую находится в этом диапазоне.

Для малых чисел оборотов выполнена дополнительная серия измерений при h=6. С другими весами. Результаты в таблице V-6.

Таблица V-6.

| h | \bar{n} | M | $\frac{M}{\bar{n}}$ | Z |
|---|-----------|------|---------------------|-------|
| 6 | 0,514 | 0,81 | 1,58 | 0,07 |
| | 1,26 | 3,06 | 2,42 | 0,108 |
| | 1,35 | 4,14 | 3,07 | 0,136 |
| | 1,99 | 4,79 | 2,41 | 0,107 |
| | 3,04 | 6,59 | 2,17 | 0,096 |
| | 3,13 | 6,75 | 2,16 | 0,096 |
| | 4,5 | 7,47 | 1,66 | 0,074 |
| | 4,51 | 7,92 | 1,76 | 0,078 |
| | 5,35 | 8,3 | 1,55 | 0,069 |

Можно отметить неполную количественную корреляцию в различных сериях измерений. Это объясняется, во-первых, влиянием точности установки и измерения h, так как ошибка в 0,5 мм дает отклонение в $\approx 0,8\%$. И, во-вторых, простая аналитическая модель расчета $(\frac{M}{\bar{n}})_o$ для различных h не является точной.

Тем не менее для созданной реальной системы можно положить, что примерный уровень $Z \approx 0,1$, а при малых \bar{n} может существенно отличаться в большую или меньшую сторону.

Полученная выше система аналитических зависимостей (а) (f) обоснованных экспериментальными данными для данного конкретного образца, является основой для построения карты режимов при различных вариантах использования машины. Степень достоверности прогнозируемых характеристик может быть оценена по результатам интегральных испытаний, приведенных ниже.

1. Турбина без нагрузки.

На рис. 3.V-13 приведена расчетная зависимость (g) и результаты прямых измерений.

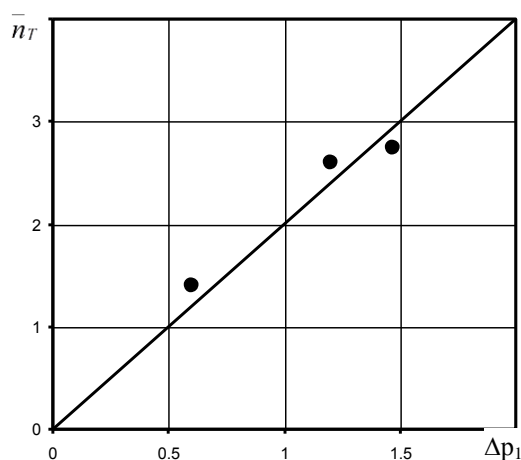


Рис. V-3.13 сопоставление с прямыми измерениями

2. Привод вентилятора от мотора

В этом случае нагрузкой для мотора служит лишь турбина, на привод которой затрачивается

$$N_T \approx \bar{n}_T^2$$

$$N_T = 0,97 \bar{n}_T$$

С другой стороны в данном случае

$$\dot{I}_M = \dot{I}_T = (\bar{n}_M - \bar{n}_T) \cdot \left(\frac{M}{\bar{n}}\right)_o \cdot Z$$

Тогда для \bar{n}_T получим выражение

$$\bar{n}_T = \frac{\bar{n}_M \left(\frac{M}{n}\right)_o \cdot Z}{0,97 + \left(\frac{M}{n}\right)_o \cdot Z}$$

Для условий эксперимента, результаты которого приведены в таблице V-7 для $h=5\text{мм}$ $\left(\frac{M}{n}\right)_o = 27,6$. Поэтому приближено, полагая $z \approx 0,1$

$$\left(\frac{M}{n}\right)_o \cdot Z \approx 2,76$$

$$\bar{n}_T = \frac{\bar{n}_M}{1,351} \approx 0,74 \cdot \bar{n}_M$$

Таблица V-7

| U | i | \bar{n}_M | \bar{n}_T | N_Σ | расчет | | |
|-----|------|-------------|-------------|------------|-------------|-------|--------|
| | | | | | \bar{n}_T | N_T | η |
| В | а | | | Вт | | Вт | |
| 2,6 | 1 | 0,15 | 0,08 | 2,6 | 0,11 | 0,012 | 0,0046 |
| 3,6 | 0,91 | 0,65 | 0,51 | 3,28 | 0,48 | 0,23 | 0,07 |
| 5,0 | 1,1 | 1,08 | 0,8 | 5,5 | 0,8 | 0,64 | 0,116 |
| 6,9 | 1,44 | 1,62 | 1,18 | 9,94 | 1,2 | 1,44 | 0,145 |
| 8,4 | 2,0 | 1,98 | 1,53 | 16,8 | 1,48 | 2,19 | 0,13 |

Здесь

$$\eta = \frac{N_T}{N_\Sigma} \cong \frac{\bar{n}_T^2}{N_\Sigma}$$

Таким образом, совпадение расчетных и экспериментальных чисел оборотов свободного колеса, т.е. вентилятора, удовлетворительное.

Но КПД использования электрической энергии очень низкое из-за больших потерь омических и на трение в моторе.

3. Пневмопривод турбины с передачей энергии на мотор генератора.

Ниже приводятся данные по испытаниям мотора-генератора с омической нагрузкой в виде лампы накаливания с сопротивлением нити близким к внутреннему сопротивлению мотора – генератора.

Хотя при изменении величины нагрузки оно существенно изменилось из-за изменения температуры нити.

Таблица V-8.

| Δp атм | u_\wedge В | i_\wedge а | \bar{n}_M | \bar{n}_M^* | \bar{n}_T | N_T | N_{TP} | N_{II} | η |
|-------------------|-----------------|-----------------|-------------|---------------|-------------|-------|----------|----------|--------|
| 4,1 | 0,62 | 0,82 | | 0,87 | 4,97 | 4,36 | 19,2 | 0,51 | 0,027 |
| 4,7 | 1,52 | 1,08 | 1,48 | 1,42 | 3,81 | 38,3 | 23,6 | 1,64 | 0,07 |
| 4,7 | 1,72 | 1,11 | 1,63 | 1,6 | 3,28 | 32,8 | 22,0 | 1,93 | 0,088 |
| 4,7 | 1,8 | 1,13 | 1,75 | 1,56 | 2,87 | 28,7 | 20,5 | 2,03 | 0,099 |
| 5,16 | 2,02 | 1,19 | 1,77 | 1,69 | 3,77 | 41,5 | 27,3 | 2,4 | 0,088 |
| 5,16 | 2,7 | 1,2 | 1,8 | 1,72 | 3,66 | 40,3 | 26,9 | 2,48 | 0,092 |

* \bar{n}_x вычислено по электрическим показаниям следующим образом

$$E = i_\wedge (R_a + R_f)$$

$$u_\wedge = i_\wedge \cdot R_f$$

$$E = 2,6 \cdot \bar{n}_i^n$$

$$\text{Откуда } \bar{n}_i = \frac{u_\wedge + R_a \cdot i_\wedge}{2,6} = \frac{u_\wedge + 2i_\wedge}{2,6}$$

$$\text{Полная мощность турбины } N_T = 2,14 \cdot \Delta p \cdot \bar{n}_T$$

$$\text{За вычетом потерь на трение и вентилятор } N_{T_\wedge} = N_T - \bar{n}_T^2$$

\bar{n}_T вычислено также, как в предыдущем рассмотрении в предположении того же $\left(\frac{i}{n}\right)$

$$\text{Кпд в таблице определено как } \eta = \frac{N_{T_\wedge}}{N_T}$$

то есть, фактически учитывает потери энергии при передаче через магнитную связь и моторе генераторе.

Потери на магнитную связь, очевидно, могут быть выражены как

$$N_{\text{и}} = 1,03 (\bar{n}_T - \bar{n}_M) \left(\frac{M}{n}\right) \cdot (\bar{n}_T - \bar{n}_\wedge) = 1,03 \left(\frac{M}{n}\right) (\bar{n}_T - \bar{n}_M)^2 \quad (\text{h})$$

Очевидно, что для их уменьшения необходимо иметь более сильные магниты, ближе располагать к вращаемому ротору и увеличивать число оборотов. Специальная серия измерений проведена по производству электроэнергии при больших числах оборотов, когда вместо турбины с пневмоприводом использовался мощный электромотор.

Результаты экспериментов представлены на рис. 3.V-14. Сплошной линией представлена связь \bar{n}_T и \bar{n}_M при $\left(\frac{i}{n}\right) = 2,76$ и потерях только на турбине.

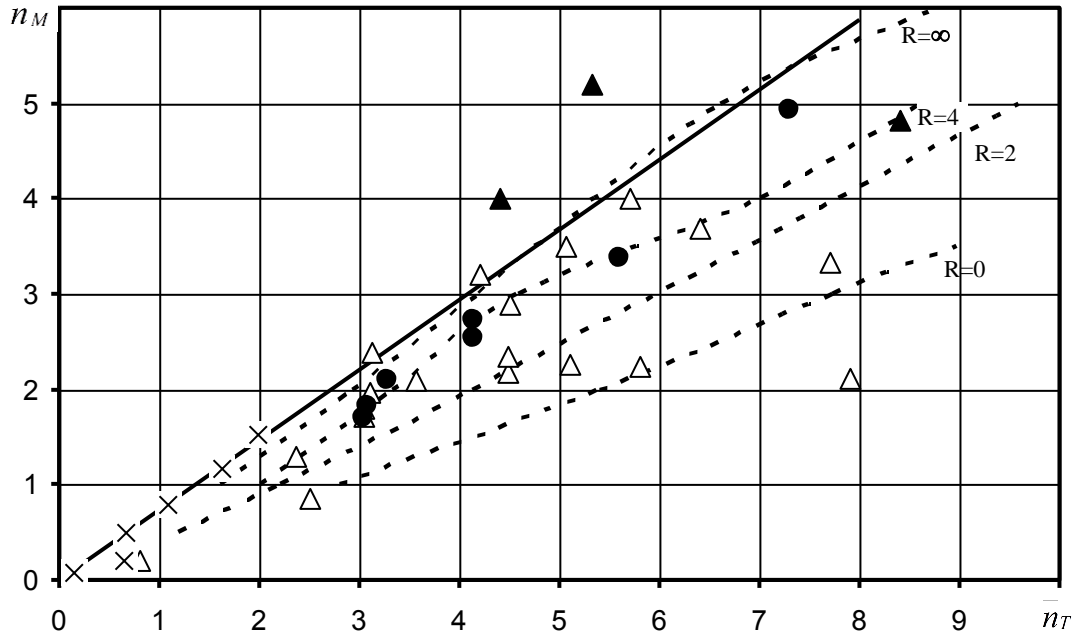


Рис. 3.V-14. Сопоставление расчетных зависимостей с экспериментальными данными при изменении электрической нагрузки

▲ – без нагрузки

● – короткое замыкание, $R_H = 0$

Δ – активная нагрузка, $R_H = 1 \div 5$ ом

х – привод вентилятора от мотора с заменой обозначений \bar{n}_M на \bar{n}_T и \bar{n}_T на \bar{n}_M

При подключении нагрузки в виде лампы, или в пределе, короткого замыкания обмоток, число оборотов \bar{n}_M падает в тем большей степени, чем выше нагрузка.

Другие кривые представляют связь между \bar{n}_M и \bar{n}_T при различных величинах активной электрической нагрузки. Видно, что расчеты в значительной степени коррелируют с результатами измерений.

Отметили, что максимальная электрическая полезная мощность была получена при $\bar{n}_T = 6,2$ и $\bar{n}_M = 3,7$ и составляла 7,5вт.

Таким образом, испытания созданной макетной установки подтвердили справедливость описания ее характеристик, что служит основанием для подтверждения оценок, сделанных в отношении устройства, предназначенного для выхлопа автомобиля, что было изложено в начале этого раздела.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполненного комплекса аналитических и экспериментальных исследований установлены основные закономерности силового взаимодействия постоянных магнитов с вращающимися немагнитными электропроводящими дисками при одностороннем наложении магнитного поля.

Несмотря на незавершенность теоретического осмысления полученных результатов, выполненные обобщения и конкретные данные позволяют реализовать инженерные решения в роторных машинах с магнитной связью исследованного типа.

На основе результатов, изложенных в настоящем отчете, сформулирована концепция машины со свободным колесом и магнитной связью, работоспособность которой при испытаниях макетного образца продемонстрировала возможность реализации концепции в реальных устройствах, предназначенных, в частности, для использования энергии уходящих газов и их очистки от вредных примесей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отдельные заключения по главам представлены выше в соответствующих разделах.

В качестве общего заключения следует указать основные итоги выполнения НИР в 2013-2016гг.

Расчетно-теоретически и экспериментально обоснованы концепции следующих энергопреобразующих устройств.

1. Горелочные устройства – излучатели со встречными струями газообразного топлива, реагирующими внутри проницаемого канала с эжекцией воздуха в канал и выход продуктов сгорания через поры канала, с сепарацией твердых частиц.

2. Устройство двухстадийной термохимической переработки твердого, жидкого или газообразного топлива с воздушным или паровым эжектором.

3. Устройство непрерывной термической (термохимической) переработки сырья при организации горения в цилиндрическом проницаемом канале при контрнаправленном обтекании.

4. Устройство для преобразования теплоты сгорания газообразного топлива в тепловое излучение и подогрев воздуха во вращающемся проницаемом диске.

5. Машина с легким пористым ротором и магнитной связью с силовым приводом (вентилятор, дымосос) или электрогенератором (турбина, турбозежектор).

Позволяет использовать постоянные магниты не подвергая их термо или химическому воздействию и оптимальным образом сочетать характеристики элементов.

Может быть простым универсальным средством утилизации энергии и очистки уходящих газов (например от ДВС).

Список литературы к Блоку 3

. К главе 3.1

I.1 Баев В.К. Многотопливные газотурбинные установки малой мощности.// Вкл. «Исследования и разработки Сибирского отделения Российской академии наук в области энергоэффективных установок» Интеграционные проекты СОРАН, вып. 20, Новосибирск, изд. Сибирского отделения РАН, 2009, с.326-332.

I.2 Баев В.К. Новые установки ИТПМ СО РАН для исследований термохимических преобразований твердых топлив//VIII Всероссийская конференция с международным участием «Горение твердого топлива», 13-16 ноября 2012г., Новосибирск, Россия; Тезисы докладов. Новосибирск, изд-во Института Теплофизики СО РАН, с. 20.

I.3 Бажайкин А.Н., Баев В.К., Гуляев И.П. Термическое воздействие встречных горящих струй на проницаемые элементы горелочных устройств. // Доклады 6 всероссийской конференции «Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине», 24-27 марта 2015, Новосибирск, Т.1, Новосибирск, Параллель, 2015, с 16-20

I. 4 Бажайкин А.Н., Баев В.К., Гуляев И.П. Измерение температуры пламени при горении встречных струй // Вестник ЮГУ, 2015, № 2(37), с. 7-13.

I.5 В.К. Баев, А.Н. Бажайкин. Стабилизация диффузионных пламен импактных и встречных струй топлива // ФГВ, 2016, т. 52, № 5, с 1-10.

I.6 Баев В.К., Бажайкин А.Н. Особенности взаимодействия осесимметричной газовой струи с преградами из высокопроницаемого материала // Письма в ЖТФ, в печати

I.7 Баев В.К., Бажайкин А.Н. Взаимодействие инертных и реагирующих газовых струй с неподвижной и вращающейся преградой из ячеисто-пористых материалов.// Сб. тезисов докладов школы-конференции «Химия и физика горения и дисперсных систем», посвященной 110-летию со дня рождения чл-корр АН СССР А.А. Ковальского, с.13, Россия, Новосибирск ИХКГ СОРАН.

I.8 Баев В.К., Кузнецов П.П., Могильный А.И, Ясаков В.А. О длине диффузных пламен // ФГВ, 1974, т. 50, № 5, с 455.

I.9 Баев В.К., Бажайкин А.Н. Уточнение критериального описания стабилизации пламени при горении газовых струй. // ФГВ, 2014, т. 50, № 2, с 3-8.

I.10 В.К. Баев, П.К. Третьяков Характерные времена горения топливо-воздушных смесей. // ФГВ, 1968, № 3, с 367-376.

I.11 В.К. Баев, А.Н. Бажайкин. Влияние примеси CO₂ к топливу на горение газовых струй в воздухе. // ФГВ, 2014, т. 50, № 4, с 3-8.

К главе 3.11

П.1 В.К. Баев, А.Н. Бажайкин Некоторые результаты тестирования двухступенчатой системы газификации и горения углей с воздушным эжектором // Горение топлива: теория, эксперимент, приложения; тезисы докладов IX Всероссийской конференции с международным участием (Новосибирск, 16-18 ноября 2015г.) – Новосибирск, 2015, с 25.

К главе 3.111

Ш. 1. Баев В.К. Новые установки ИТПМ СО РАН для исследований термохимических преобразований твердых топлив//VIII Всероссийская конференция с международным участием «Горение твердого топлива», 13-16 ноября 2012г., Новосибирск, Россия; Тезисы докладов.Новосибирск, изд-во Института Теплофизики СО РАН, с. 20.

Ш. 2 Баев В.К., Одинцов Е.С., Чусов Д.В. Горение газовой струи в прямоугольной полости, обтекаемой контрнаправленными потоками.//XXIII Семинар по струйным, отрывным и нестационарным течениям: Сборник трудов под ред. Г.В. Кузнецова и др.;

Томский политехнический университет, - Томск; изд-во Томского политехнического университета, 2012 стр. 285-287.

III-5. Баев В.К., Головин А.А., Солоненко О.П., Чусов Д.В. Теплообмен в прямоугольной полости при двустороннем обтекании контраправленными потоками. // ТИА, в печати.

III.6. В.К. Баев, Д.В. Чусов. Особенности горения угля и древесины в цилиндрическом сеточном контейнере при двустороннем контраправленном обтекании // Горение топлива: теория, эксперимент, приложения; тезисы докладов IX Всероссийской конференции с международным участием (Новосибирск, 16-18 ноября 2015г.) – Новосибирск, 2015, с 26.

К главе 3.IV

IV.1 Baev V.K., Bazhaykin A.N., Korotkikh A.Y., Siuniakov A.S. Interaction of jets with permeable barriers and rotating disks. // 15 th Int. Conf. on the methods of aerophysical researches (ICMAR-2010), (Novosibirsk, Russia, 1-6 November, 2010), Abs., Pt I. Novosibirsk, 2010 pp 17.

IV. 2 Baev V.K. Fraction ratios of perforated and porous disks.// 16 th Int. Conf. on the methods of aerophysical researches (ICMAR-2012), (Kazan, Russia, 19-25 August 2012) Abs., Pt I. Kazan, 2012, p41.

IV.3 Баев В.К. Силовое воздействие струи газа на вращающиеся диски из проницаемых материалов.// В сборнике XXIII Семинар по струйным, отрывным и нестационарным течениям (с международным участием). Сборник трудов национальный исследовательский Томский политехнический университет, ред. Кузнецов Г.В. Усов В.Н. и др. - Томск; 2012 стр. 29-31.

IV.4 В.К. Баев О струйном приводе пористого проницаемого ротора // Струйные, отрывные и нестационарные течения; Тезисы докладов XXIV Всероссийского семинара с международным участием //(Россия, Новосибирск, 11-13 ноября 2015.) Новосибирск, Параллель, 2015, с 19-20.

К главе 3.V.

1. Баев В.К., Кацнельсон С.С., Коротких А.Я., Сюняков С.А. Многофункциональная магнитодинамическая (МГД) машина.// Патент РФ № 2492570 БИ. № 25 10.09.13

2. Баев В.К. Силовое воздействие постоянного магнита на вращающийся диск из электропроводящего материала // Струйные, отрывные и нестационарные течения: тезисы докладов XXIV Всероссийского семинара с международным участием. (Россия, Новосибирск, 11-13 ноября 2015) – Новосибирск, Параллель, 2015 с 21-22.

3. В.К. Баев, В.В. Шумский. Использование энергии отработавших газов ДВС в системе охлаждения воздуха (механический способ). Препринт № 3 – 2001 ИТПМ СОРАН, Новосибирск, ИТПМ СОРАН, 2001г., 33с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем заключительном отчете приведены лишь принципиальные результаты, по проекту «Физические основы получения перспективных керамических и металлокерамических порошков, функциональных покрытий и гетерогенных материалов и их применения в инновационных технологиях», обладающие новизной и представляющие практическую ценность для создания новых отечественных технологий, конкурентная способность которых отмечена в тексте и подтверждена на ряде примеров. Материалы отчета иллюстрируют логическую связь этапов исследований и разработок, направленных на достижение поставленных целей, результаты которых отражены ранее в представленных в промежуточных отчетах за 2013, 2014, 2015 годы. Отдельные выводы по разделам представлены выше в настоящем отчете.

В рамках **блока 1** "Полые микросферические керамические и металлокерамические порошки и плазменные покрытия":

(1) - развиты и практически апробированы инженерно-физические основы, позволяющие в критериальном виде формулировать требования к режиму плазменной обработки пористых агломерированных порошков для получения полых микросфер требуемого размера и толщины оболочки; следует отметить, что расширение технологических ниш высокостабильных и повторяемых аддитивных технологий невозможно без использования микросферических, в том числе полых, металлических, керамических и металлокерамических порошков;

(2) - на примере детонационно-газового напыления порошков α - Al_2O_3 экспериментально доказано, при прочих равных условиях, существенное преимущество полых порошков для нанесения высокоплотных покрытий (уменьшение пористости на порядок величины, кратное повышение коэффициента использования порошка) по сравнению с традиционно используемыми плотными порошками, получаемыми измельчением плавленных компактов;

(3) - развиты инженерно-физические основы, практически реализованные в программных кодах, и выполнены вычислительные эксперименты по формированию металлокерамических покрытий (WC-Co , TiC-NiCr , $\text{Cr}_3\text{C}_2\text{-NiCr}$ и др.) и их последующей обработки импульсными потоками энергии, позволяющие существенно снизить энерго- и трудозатраты при отработке и оптимизации конкретных технологий газотермического напыления износостойких абразивно- и коррозионностойких покрытий различного назначения;

(4) - синтезированы как плотные, так пористые СВС порошки $\text{TiC-n}\% \text{об.NiCr}$ ($n=30, 40, 50$) фракции 20-90 мкм, а также выполнено сравнение их микроструктуры и свойств с коммерческим порошком $\text{Cr}_3\text{C}_2\text{-21}\% \text{об.NiCr}$ (Praxair, США), широко используемым при газотермическом напылении; показано, что износостойкость детонационных покрытий, напыленных с использованием синтезированного в свободном режиме горения порошка $\text{TiC-30}\% \text{об.NiCr}$ (фракция 20-45 мкм), измеренная по стандарту ASTM G65, на 25% превосходит износостойкость детонационных покрытий, полученных, при прочих равных условиях, из указанного коммерческого порошка $\text{Cr}_3\text{C}_2\text{-21}\% \text{об.NiCr}$.

(5) – исследованы теплофизические свойства (теплоемкость, теплопроводность) гетерогенных пористых материалов, получаемых холодным прессованием; на примере плазменной обработки композиционного порошка MgO-C , полученного измельчением прессованного компакта и последующего рассева на фракции, подтверждена возможность реализации процесса in-situ плазменного карботермического восстановления магния.

В рамках **блока 2** "Холодное газодинамическое напыление (ХГН):

(1) – спроектирована и изготовлена экспериментальная установка для нанесения ХГН покрытий на внутреннюю поверхность труб длиной 500 мм с помощью радиальных сверхзвуковых сопел. Экспериментальные исследования показали перспективность нанесения таким способом покрытий на внутреннюю поверхность труб малого диаметра ($45 \text{ мм} \leq d_{in} \leq 100 \text{ мм}$). Исследована газодинамика сверхзвуковой радиальной струи: проведена ее визуализация; измерены профили давления на различных расстояниях от среза сопла и осевое продольное распределение давления для различных ширин сверхзвуковой части сопла δ_{ex} и давления в

форкамере сопла $p_0 = 1,0 - 2,5$ МПа; получены зависимости толщины струи от расстояния от среза сопла и ее аппроксимации аналитической формулой, которая обобщает экспериментальные данные. Исходя из полученных данных, можно заключить, что в качестве максимальной дистанции напыления можно принять величину равную 16 калибров. Численно решена задача об однофазном и двухфазном (газ-частицы) течении в радиальном сопле и сверхзвуковой радиальной струе для условий ХГН. Показано, что в радиальном сопле можно ускорить частицы до скорости, необходимой для возникновения покрытия на внутренней поверхности трубы. Выяснен механизм автоколебаний, возникающих при истечении сверхзвуковой перерасширенной струи в затопленное пространство. Обнаружено, что в радиальных соплах шириной меньше 0,2 мм возникает псевдоскачок, обусловленный силой трения, действующей на газ со стороны стенок сопла. Проведенное исследование показывает, что для ускорения микрочастиц эффективными являются радиальные сопла шириной $0,5 \text{ мм} \leq h \leq 3 \text{ мм}$.

(2) – исследована зависимость коэффициента напыления и формы профиля одиночной дорожки от скорости перемещения сопла относительно преграды. В исследовании роста равномерных покрытий необходимо учитывать как формирование одиночной дорожки в зависимости от условий напыления, так и процесс суперпозиции дорожек друг с другом. Впервые построена модель образования покрытия методом сканирования с заданным шагом и скоростью, используя преобразование Фурье. На примере экспериментального профиля одиночной дорожки расчетами показано, что существуют оптимальные шаги сканирования, при которых покрытие оказывается наиболее ровным по толщине. В общем случае оптимальные шаги зависят от геометрии сопла и условий напыления, но не зависят от скорости сканирования при прочих равных условиях.

(3) – спроектирован и изготовлен экспериментальный стенд, позволяющий наносить покрытия через маску в виде круглого цилиндра, ось которого ортогональна оси потока и параллельна плоскости подложки. Проведены визуализация и измерение скорости движения частиц различных порошков в окрестности маски. Экспериментально изучено образование покрытия при холодном газодинамическом напылении за маской с поперечным размером 0,3 – 1 мм, расположенной на различных расстояниях от подложки. Получены образцы покрытий и измерены их профили в окрестности затененной области на поверхности преграды. На примере напыления порошков алюминия и меди показано, что в зависимости от параметров напыления с увеличением дистанции установки маски может наблюдаться как монотонное уменьшение ширины маскированной зоны, так и ее увеличение на некоторых дистанциях. Разработана модель формирования покрытия за маской с учетом распределения частиц по углу движения в струе и проведены расчеты, результаты которых согласуются с результатами экспериментов.

(4) – разработан алгоритм и создана программа для расчета соударения микрочастицы с преградой методом гладких частиц (SPH). Проведена апробация программы и доказана ее работоспособность путем сравнения результатов расчетов, полученных методом SPH и известным методом Уилкинса.

(5) – в рамках метода молекулярной динамики разработан приближенный подход, позволяющий решить задачу о соударении медных наночастиц с преградой с учетом окисной пленки. Показано, что прилипание наночастицы к преграде происходит в результате разрушения окисных пленок на преграде и наночастице. Отмечено, что этот процесс может происходить без расплавления наночастицы и преграды.

(6) – проведено численное моделирование методом молекулярной динамики и выяснен механизм синтеза интерметаллида Ti – Al из бинарной системы монокристаллов Ti и Al. Выяснен механизм кристаллизация интерметаллида Ti – Al из расплава. Показано, что кристаллизация происходит в волне, во фронте которой наблюдается рост двойникующих дислокаций путем достраивания из раствора. Найдена кинетика роста двойникующих дислокаций. В результате проведенной работы показана возможность синтеза интерметаллида Ti-Al новым методом – путем нанесения покрытия методом ХГН из микрочастиц Al на пластину Ti и последующим отжигом при температуре выше температуры плавления Al.

В качестве общего заключения по **блоку 3** "Поведение хорошопроницаемых пористых материалов в инновационных энергопреобразующих устройствах" следует указать основные итоги выполнения НИР в 2013-2016 гг.: расчетно-теоретически и экспериментально обоснованы концепции следующих энергопреобразующих устройств.

(1) – горелочные устройства – излучатели со встречными струями газообразного топлива, реагирующими внутри проницаемого канала с эжекцией воздуха в канал и выход продуктов сгорания через поры канала, с сепарацией твердых частиц.

(2) – устройство двухстадийной термохимической переработки твердого, жидкого или газообразного топлива с воздушным или паровым эжектором.

(3) - устройство непрерывной термической (термохимической) переработки сырья при организации горения в цилиндрическом проницаемом канале при контрнаправленном обтекании.

(4) - устройство для преобразования теплоты сгорания газообразного топлива в тепловое излучение и подогрев воздуха во вращающемся проницаемом диске.

(5) – машина с легким пористым ротором и магнитной связью с силовым приводом (вентилятор, дымосос) или электрогенератором (турбина, турбоэжектор), позволяющая использовать постоянные магниты, не подвергая их термо- или химическому воздействию, и оптимальным образом сочетать характеристики элементов. Может быть простым универсальным средством утилизации энергии и очистки уходящих газов, в частности, от ДВС..

ПРИЛОЖЕНИЕ

Полный список публикаций по Проекту Ш.20.4.2. за 2013 – 2016 гг.

1. Полный список публикаций по блоку 1 Проекта за 2013 – 2016 гг.

Статьи в рецензируемых российских журналах

1. O.P. Solonenko, A.V. Perfil'ev, and A.V. Smirnov, Spreading and solidification of metal- melt droplets under conditions of substrate submelting. Theory and model experiment // *Technical Physics Letters*, 2013, Vol. 39, No. 10. - P. 917–920.
2. I.P. Gulyaev, O.P. Solonenko, Hollow droplets impacting onto a solid surface // *Exp. Fluids*, 2013, Vol. 54. - P. 1432-1441. DOI: 10.1007/s00348-012-1432-z, 12 p.
3. J. Jang, H. Takana, Y. Ando, O.P. Solonenko, and H. Nishiyama, Evaluation of highly functional TiO₂ synthesized by solution precursor spraying in a DC-RF hybrid plasma flow system // *Journal of Physics: Conference Series*, 2013, Vol. 441. - P. 012032. DOI: 10.1088/1742-6596/441/1/012032
4. J. Jang, H. Takana, Y. Ando, O.P. Solonenko, and H. Nishiyama, Preparation of carbon-coated TiO₂ nanopowders synthesized by droplet injection of solution precursor in a DC-RF hybrid plasma flow system // *Journal of Thermal Spray Technology*, 2013, Vol. 22, No. 6. - P. 974-982.
5. И.П. Гуляев, О.П. Солоненко, Моделирование поведения полых частиц ZrO₂ в плазменной струе с учетом их термического расширения // *Теплофизика и аэромеханика*, 2013, Том 20, №6. - С. 789-802.
6. О.П. Солоненко, Критериальные условия формирования полых микросфер при плазменной обработке агломерированных частиц // *Теплофизика и аэромеханика*, 2014, Том 21, №6. - С. 767-778. (*Thermophysics & Aeromechanics*)
7. Ю.Ф. Иванов, В.Е. Овчаренко, О.П. Солоненко, А.Е. Чесноков, А.В. Смирнов, Е.А. Петрикова, А.Д. Тересов, Ю.А. Колубаева, К.В. Иванов, Импульсная электронно-пучковая обработка металлокерамических плазменных покрытий TiC-NiCr // *Известия ВУЗов, Физика*, 2014, № 3/3. - С. 140-143. (*Russian Physics Journal*)
8. O.P. Solonenko, Similarity criteria of HOSP formation at plasma processing of agglomerated particles // *Journal of Physics: Conference Series*, 2014, Vol. 550, 012028. - 10 p., doi:10.1088/1742-6596/550/1/012028.
9. O.P. Solonenko, A.V. Smirnov, Advanced oxide powders processing based on cascade plasma // *Journal of Physics: Conference Series*, 2014, Vol. 550, 012017. - 11 p., doi:10.1088/1742-6596/550/1/012017.
10. Oleg P. Solonenko, Vladimir I. Jordan, Vitaly A. Blednov, Stochastic computer simulation of cermet coatings formation, *Advances in Materials Science and Engineering*, 2015, Vol. 2015, Article ID 396427, 16 pages, <http://dx.doi.org/10.1155/2015/396427>
11. O.P. Solonenko, H. Nishiyama, A.V. Smirnov, H. Takana, J. Jang, Visualization of arc and plasma flow patterns for advanced material processing, *Journal of Visualization*, 2015, Vol. 18. - P. 1–15 (Review Paper), DOI 10.1007/s12650-014-0221-6
12. O.P. Solonenko, Theoretical analysis of cermet splats formation under porous quasiliquid particle 'melted binder – suspended ultrafine refractory inclusions' impacting with substrate, *Surface and Coatings Technology*, 2015, Vol. 277. - P. 128–135, doi:10.1016/j.surfcoat.2015.07.027
13. O.P. Solonenko, A.A. Golovin, Unstructured finite element modeling thermally sprayed cermet coatings post-treatment by pulsed high-energy fluxes, *Composite Structures*, 2016, Vol. 158. - P. 387–399.
14. В.Е. Овчаренко, Ю.Ф. Иванов, А.А. Моховиков, К.В. Иванов, О.П. Солоненко, В.Ю. Ульяницкий, А.В. Белый, Bao Hai Yu, Zhang Honwei, Износостойкость поверхностных слоев твердых сплавов с многоуровневым структурно-фазовым состоянием, ПОВЕРХНОСТЬ. РЕНТГЕНОВСКИЕ, СИНХРОТРОННЫЕ И НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, 2016, № 7. – С. 1–6.

15. O.P. Solonenko, V.E. Ovcharenko, V.Yu. Ulianitsky, A.E. Chesnokov, I.S. Batraev, Effect of the microstructure of SHS powders of titanium carbide–nichrome on the properties of detonation coatings, *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, 2016, Vol. 10, No. 5. – P. 1040–1047.
16. O.P. Solonenko, A.V. Smirnov, A.E. Chesnokov, V.A. Poluboyarov, A.A. Zhdanok, Nonequilibrium carbothermic reduction of magnesium at the treatment of agglomerated particles “magnesium oxide–carbon” in the plasma jet, *Thermophysics and Aeromechanics*, 2016, Vol. 23, Iss. 3. – P. 451–459.

Статьи в сборниках научных трудов

1. В.А. Полубояров, З.А. Коротаева, А.А. Жданок, О.П. Солоненко, И.А.Паули, Синтез и свойства гексаалюминатов бария // *Вестник Сибирского государственного университета путей сообщения*, Новосибирск, Изд-во Сибирского государственного университета путей сообщения, 2014, №30. - С. 92-96.
2. Н. Nishiyama, O.P. Solonenko, Memorial International Collaboration between IFS Tohoku University and ITAM SB RAS for 20 Years - Advanced coating process and powder synthesis using plasma flows and arcs, *The Report of Institute of Fluid Science Tohoku University*, Sendai, Japan, 2015, Vol. 27. - 50 p.

Статьи и доклады в сборниках международных и российских конференций

1. O.P. Solonenko, Theoretical analysis of cermet splats formation versus concentration and size of carbide inclusions suspended in a metal binder // Intern. Thermal Spray Conference and Exposition "Innovative Coatings Solutions for the Global Economy", May 13-15, 2013, Busan, The Republic of Korea (Poster presentation)
2. O.P. Solonenko, V.I. Jordan, and V.A. Blednov, Designing of cermet coatings formation by Monte-Carlo simulation // Intern. Thermal Spray Conference and Exposition "Innovative Coatings Solutions for the Global Economy", May 13-15, 2013, Busan, The Republic of Korea (Oral presentation)
3. O.P. Solonenko, A.V. Smirnov, Advantages of cascade non-transfer arc torches for plasma spraying and powder processing // Intern. Thermal Spray Conference and Exposition "Innovative Coatings Solutions for the Global Economy", May 13-15, 2013, Busan, The Republic of Korea (Oral presentation)
4. О.П. Солоненко, В.А. Бледнов, В.И. Иордан, Моделирование формирования газотермических покрытий из порошков металлокерамик методом Монте-Карло // *Труды 11-й Международной конференции «Пленки и Покрытия – 2013»*, 6–8 мая 2013, Санкт-Петербург, Россия. - С. 327-331.
5. О.П. Солоненко, А.Е. Чесноков, Получение металлокерамических порошков с заданным объемным содержанием ультрадисперсных включений карбида титана для газотермического напыления // *Труды 11-й Международной конференции «Пленки и Покрытия – 2013»*, 6–8 мая 2013, Санкт-Петербург, Россия. - С. 344-348.
6. O.P. Solonenko, A.V. Smirnov, Application of cascade non-transfer arc torches for powder plasma spraying, surface treatment and micro-spherical powders production // // *Proceedings CD of European Powder Metallurgy Congress & Exhibition (Euro PM2013)*, 15-18 May 2013, Gothenburg, Sweden. - 6 p. (Poster presentation)
7. O.P. Solonenko, A.A. Golovin, Computer optimization of cermet coatings metal binder - ultra-fine refractory inclusions post-treatment by pulsed highly concentrated energy fluxes // *Proceedings CD of European Powder Metallurgy Congress & Exhibition (Euro PM2013)*, 15-18 May 2013, Gothenburg, Sweden. - 6 p.
8. Yu.F. Ivanov, O.P. Solonenko, V.E. Ovcharenko, and A.E. Chesnokov, Pulsed electron-beam treatment of cermet plasma-sprayed coatings TiC-NiCr at various volume contents of carbide phase // *The Book of Abstracts of the IV International Conference "Fundamental Bases of*

- Mechanochemical Technologies", 25-28 June 2013, Novosibirsk, Russia. - Novosibirsk: NSU Publishing center, 2013. - P. 137.
9. V.E. Ovcharenko, O.P. Solonenko, A.E. Chesnokov, V.A. Poluboyarov, A.A. Zhdanok, Microstructure and hardness of SHS-compacts "titanium carbide - nichrome" at various power influences on input powder compositions Ti-C-NiCr // The Book of Abstracts of the IV International Conference "Fundamental Bases of Mechanochemical Technologies", 25-28 June 2013, Novosibirsk, Russia. - Novosibirsk: NSU Publishing center, 2013. - P. 180.
 10. S.V. Stankus, O.P. Solonenko, V.A. Poluboyarov, A.E. Chesnokov, and A.A. Zhdanok, Thermal conductivity and specific heat capacity of compacted powder composites 'magnesia - carbon' // The Book of Abstracts of the IV International Conference "Fundamental Bases of Mechanochemical Technologies", 25-28 June 2013, Novosibirsk, Russia. - Novosibirsk: NSU Publishing center, 2013. - P. 206.
 11. A.E. Chesnokov, O.P. Solonenko, Combined mechanochemical activation and SHS of cermet powders TiC-Me production under controlled volume content of carbide phase for thermal spraying // The Book of Abstracts of the IV International Conference "Fundamental Bases of Mechanochemical Technologies", 25-28 June 2013, Novosibirsk, Russia. - Novosibirsk: NSU Publishing center, 2013. - P. 115.
 12. O. Solonenko, H. Nishiyama, A. Smirnov, H. Takana, and J. Jang, Optimization of transfer and non-transfer arc torches at different operation conditions by flow patterns visualization // Program and Abstract Book. The 12th International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualization (FLUCOME2013), November 18-23, 2013, Nara, Japan. - P. 182. (Oral presentation)
 13. O.P. Solonenko, H. Nishiyama, A.V. Smirnov, H. Takana, and J. Jang, Scaling of powder spheroidization process based on low power DC-RF plasma system // Proc. of 10th International Conference on Flow Dynamics (ICFD2013), November 25-27, 2013, Sendai, Japan. - P. 258-259 (Electronic version). (Oral presentation)
 14. Ю.Ф. Иванов, В.Е. Овчаренко, О.П. Солоненко, А.Е. Чесноков, А.В. Смирнов, Е.А. Петрикова, А.Д. Тересов, Ю.А. Колубаева, К.В. Иванов, Импульсная электронно-пучковая обработка металлокерамических плазменных покрытий TiC-NiCr // Proceedings of the 11th International Conference on Gas Discharge Plasmas and Their Applications, September 17-20, 2013, Tomsk, Russia. - 4 p. (Стендовый доклад))
 15. Yu.F. Ivanov, V.E. Ovcharenko, O.P. Solonenko, A.E. Chesnokov, E.A. Petrikova, A.D. Teresov, Yu.A. Kolubaeva, K.V. Ivanov, Structural modification of plasma-spray metal-ceramic coatings by high-intensity electron beam // Труды XII Китайско-Российского симпозиума "Новые материалы и технологии", 19-23 ноября 2013 года, Кунмин, Китай. - 7 стр.
 16. Juyong Jang, Hidemasa Takana, Yasutaka Ando, Oleg P. Solonenko, Hideya Nishiyama, Solution particle process using advance hybrid plasma flow system // Proceedings of the 13th International Symposium on Advanced Fluid Information, November 25-27, 2013, Sendai International Center, Japan. - P. 116-117.
 17. V.Yu. Ulianitsky, O.P. Solonenko, A.V. Smirnov, and I.S. Batraev Detonation spraying of hollow microspherical alumina powder // Proc. of ITSC'2014, 21-23 May 2014, Barcelona, Spain. - P. 668-673. (Включена в базу данных SCOPUS)
 18. O.P. Solonenko, A.A. Golovin, Computer modeling of cermet coatings evolution under their pulsed high-energy post-treatment // Proc. of ITSC'2014, 21-23 May 2014, Barcelona, Spain. - P. 973-978. (Включена в базу данных SCOPUS)
 19. O.P. Solonenko, A.E. Chesnokov, A.V. Smirnov, Production and plasma spraying of cermet powders TiC-NiCr with given volume content of carbide ultra-fine inclusions// Proc. of ITSC'2014, 21-23 May 2014, Barcelona, Spain. - P. 373-378. (Включена в базу данных SCOPUS)
 20. O.P. Solonenko, A.V. Smirnov, Advanced oxide powders processing based on cascade plasma // High-Tech Plasma Processes, 13th European Plasma Conference, 22-27 June 2014, Toulouse, France (Oral presentation).

21. O.P. Solonenko, Similarity criteria of HOSP formation at plasma processing of agglomerated particles// High-Tech Plasma Processes, 13th European Plasma Conference, 22-27 June 2014, Toulouse, France (Oral presentation).
22. O.P. Solonenko, V.E. Ovcharenko, Yu.F. Ivanov, A.E. Chesnokov, A.V. Smirnov, and A.A. Golovin, Evolution of nano- and submicrometer structure and properties of initial SHS cermet powders and plasma-sprayed coatings at high-energy impacts on components// High-Tech Plasma Processes, 13th European Plasma Conference, 22-27 June 2014, Toulouse, France (Poster presentation).
23. O.P. Solonenko, V.A. Poluboyarov, A.V. Smirnov, A.E. Chesnokov, A.A. Zhdanok, Carbothermic reduction of magnesium at plasma processing mechanocomposite MgO-C Powder// High-Tech Plasma Processes, 13th European Plasma Conference, 22-27 June 2014, Toulouse, France (Poster presentation).
24. S.M. Gavrilenko, A.V. Kryuchkov, A.V. Samohin, O.P. Solonenko, V.V. Filatov, Highly efficient power supply providing stable generation of thermal plasmas// High-Tech Plasma Processes, 13th European Plasma Conference, 22-27 June 2014, Toulouse, France (Poster presentation).
25. E.P. Shurina, O.P. Solonenko, N.B. Itkina, A.A. Agafontsev, Multi-scale FEM modeling effective thermal conductivity of composite medium// Proceedings of 11th International Conference on Flow Dynamics, October 8-10, 2014, Sendai, Japan. P. 64-65 (Oral presentation).
26. O.P. Solonenko, V.E. Ovcharenko, A.E. Chesnokov, Multi-level structure of high-temperature synthesized NiCr-TiC cermet versus liquid inert binder content// Proceedings of 11th International Conference on Flow Dynamics, October 8-10, 2014, Sendai, Japan. P. 66-67 (Oral presentation).
27. J. Jang, H. Takana, O.P. Solonenko, H. Nishiyama, Hydrophilization of metal surface using thermal-nonthermal coupled plasma flow system// Proceedings of 14th International Symposium on Advanced Fluid Information, October 8-10, 2014. - P. 110-111 (Oral presentation).
28. В.К. Баев, А.А. Головин, О.П. Солоненко, Д.В. Чусов, Теплообмен в прямоугольной полости при двухстороннем обтекании контрнаправленными потоками // Доклад на Всероссийской конференции «XXXI Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014г., Новосибирск, Россия. (Стендовый доклад)
29. В.И. Иордан, В.А. Бледнов, О.П. Солоненко, Компьютерное моделирование формирования металлокерамических покрытий, Сборник научных статей II Российско-Казахстанской молодежной конференции "Новые материалы и технологии", 12 декабря 2014 года, Барнаул, Изд-во ООО "Алтай-Циклон", 2014. - С. 118-122.
30. O.P. Solonenko, V.E. Ovcharenko, A.E. Chesnokov, Evolution of ultra-fine TiC-inclusions in TiC-NiCr cermet powders synthesized at different volume content of binder and high-energy impacts, Book of abstracts of the 18th International Conference on Composite Structures - ICCS18, 15-18 June 2015, Lisbon, Portugal. - P. 266-267.
31. O.P. Solonenko, A.A. Golovin, FEM modeling cermet coatings post-treatment by pulsed high-concentrated energy fluxes, Book of abstracts of the 18th International Conference on Composite Structures - ICCS18, 15-18 June 2015, Lisbon, Portugal. - P. 225-226.
32. O.P. Solonenko, Theoretical foundations of splats formation at impact of decamicron-sized porous composite particles 'liquid binder – solid ultra-fine inclusions' onto substrate, Book of abstracts of the 18th International Conference on Composite Structures - ICCS18, 15-18 June 2015, Lisbon, Portugal. - P. 120-121.
33. О.П. Солоненко, В.Е. Овчаренко, А.Е. Чесноков, Композиционные порошки с многомасштабной внутренней структурой для газотермического напыления, Труды 12-й Международной конференции "Пленки и Покрытия - 2015", 19-22 мая 2015 года, Санкт-Петербург, Россия, Изд-во Политехнического университета - С. 276-280.
34. О.П. Солоненко, В.Ю. Ульяницкий, А.В. Смирнов, И.С. Батраев, Плазменный синтез микросферического полого порошка α -Al₂O₃ и его применение для детонационного напыления высокоплотных покрытий, Труды 12-й Международной конференции "Пленки и Покрытия - 2015", 19-22 мая 2015 года, Санкт-Петербург, Россия, Изд-во Политехнического университета - С. 266-271. (Пленарный доклад)

35. В.Ю. Ульяницкий, О.П. Солоненко, А.Е. Чесноков, И.С. Батраев, Сравнение детонационных металлокерамических покрытий из коммерческого порошка карбид хрома - нихром и СВС порошков карбид титана - нихром, Труды 12-й Международной конференции "Пленки и Покрытия - 2015", 19-22 мая 2015 года, Санкт-Петербург, Россия, Изд-во Политехнического университета - С. 272-275.
36. В.Е. Овчаренко, О.П. Солоненко, А.А. Моховиков, В.Ю. Ульяницкий, Bao Hai Yu, Zhang Honwei, Наноструктурирование поверхностного слоя твердого сплава методом высокоэнергетической обработки поверхности, Труды 12-й Международной конференции "Пленки и Покрытия - 2015", 19-22 мая 2015 года, Санкт-Петербург, Россия, Изд-во Политехнического университета - С. 281-284.
37. O.P. Solonenko, Y. Ando, H. Nishiyama, A.A. Golovin, S. Uehara, Revisited High-Energy Treatment of Thermal Plasma CVD Titania Coatings, Proceedings of the 12th International Conference on Flow Dynamics, October 27-29, October 27-29, 2015, Sendai, Japan. - P. 180-181.
38. O.P. Solonenko, H. Nishiyama, H. Takana, S. Uehara, Feasibility of Micron-Sized Hollow Alumina Powder Production by Use of Low Power DC-RF Hybrid Plasma Flow System, Proceedings of the 12th International Conference on Flow Dynamics, October 27-29, 2015, Sendai, Japan. - P. 182-183.
39. D. Kindole, Y. Noda, Y. Ando, S. Uehara, T. Nakajima, H. Nishiyama, O.P. Solonenko, Rapid Deposition of Photo-catalytic Titanium Oxide Film by Atmospheric SPPS using Ar Vortex Plasma Jet, Proceedings of the 15th International Symposium on Advanced Fluid Information, October 27-29, 2015, Sendai International Center, Japan. - P. 52-53.
40. О.П. Солоненко, А.В. Смирнов, А.Е. Чесноков, Карботермическое восстановление магния при плазменной обработке агломерированных частиц оксид магния - углерод, Доклады VI Всероссийской конференции «Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине», 24-27 марта 2015 года, Том 1, Новосибирск, Параллель, 2015. - С. 237-242.
41. О.П. Солоненко, А.А. Головин, Компьютерная оптимизация режимов обработки плазменных металлокерамических покрытий импульсными потоками энергии, Доклады VI Всероссийской конференции «Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине», 24-27 марта 2015 года, Том 1, Новосибирск, Параллель, 2015. - С. 227-231.
42. О.П. Солоненко, В.Е. Овчаренко, А.Е. Чесноков, Влияние объемного содержания металлической связки на размер карбидных включений при СВ-синтезе металлокерамики TiC-NiCr, Доклады VI Всероссийской конференции «Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине», 24-27 марта 2015 года, Том 1, Новосибирск, Параллель, 2015. - С. 232-236.
43. В.А. Овчаренко, Ю.Ф. Иванов, К.В. Иванов, А.А. Моховиков, О.П. Солоненко, Электронно-ионно-плазменная модификация структуры поверхностного слоя твердого сплава с высоким содержанием керамического компонента, Доклады VI Всероссийской конференции «Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине», 24-27 марта 2015 года, Том 1, Новосибирск, Параллель, 2015. - С. 165-170.
44. О.П. Солоненко, А.Е. Чесноков, А.В. Смирнов, In-situ плазменный синтез микросферических композиционных частиц TiC-NiCr при обработке пористых агломератов Ti-C-NiCr, Труды XIV Всероссийского семинара "Динамика многофазных сред", приуроченный к 75-летию академика РАН Фомина В.М., 2-5 ноября 2015 года, Новосибирск, ООО "Автограф". - С. 240-243. (Включена в базу данных РИНЦ)
45. В.И. Иордан, В.А. Бледнов, О.П. Солоненко, Расширение возможностей компьютерного моделирования формирования металлокерамических покрытий за счет кластерной декомпозиции и средств распараллеливания, Сборник статей Всероссийской научно-практической конференции "Многоядерные процессоры, параллельное программирование, ПЛИС, системы обработки сигналов", 25 февраля 2015 года, Барнаул,

Издательство Алтайского государственного университета, 2015. - С. 170-176. (Включена в базу данных РИНЦ)

46. О.П. Солоненко, В.Е. Овчаренко, А.Е. Чесноков, Зависимость дисперсности карбидной компоненты от объемного содержания металлического связующего в синтезированной металлокерамике TiC-(Ni-Cr), Доклады VI Международной научно-практической конференции с элементами научной школы «Инновационные технологии и экономика в машиностроении», 21-23 мая 2015, Югра, Россия. - С. 130-134. (Включена в базу данных РИНЦ)
47. В.И. Иордан, О.П. Солоненко, В.А. Бледнов, Сравнительный анализ функциональных характеристик по результатам экспериментов и моделирования, Сборник научных статей III Российско-Казахстанской молодежной научно-практической конференции «Новые материалы и технологии», 15 декабря 2015 года, Барнаул, Россия. – С. 72-81.
48. D. Kindole, Y. Ando, H. Nishiyama, T. Nakajima, S. Uehara, O.P. Solonenko, Application of the titanium oxide film deposited by ASPPS using vortex plasma jet to DSSC, Proceedings of the 16th International Symposium on Advanced Fluid Information, October 10-12, 2016, Sendai International Center, Japan. - P. 172-173.
49. O.P. Solonenko, Y. Ando, H. Nishiyama, A.V. Smirnov, D. Kindole, A.A. Golovin, S. Uehara, Advancement of Atmospheric SPPS Deposited TiO₂ Surface Layer by Applying the Ar-He Plasma Jet Outflowing at Low Reynolds Number, Proceedings of the 13th International Conference on Flow Dynamics, October 10-12, 2016, Sendai, Japan. - P. OS14-4 – OS14-4.
50. Y. Ando, D. Kindole, H. Nishiyama, T. Nakajima, S. Uehara, O.P. Solonenko, Photo-catalytic titanium oxide film deposited by ASPPS using vortex Ar/N₂ plasma jet, Proceedings of the 13th International Conference on Flow Dynamics, October 10-12, 2016, Sendai, Japan. - P. OS14-5 – OS14-5.
51. O.P. Solonenko, A.V. Smirnov, A.E. Chesnokov, In-situ plasma synthesis of microspherical cermet powder TiC-NiCr under processing Porous agglomerated particles Ti-C-NiCr, Proceedings of the 13th International Conference on Flow Dynamics, October 10-12, 2016, Sendai, Japan. - P. OS14-7 – OS14-4. (Приглашенный доклад)
52. В.И. Иордан, О.П. Солоненко, В.А. Бледнов, Перспективы применения параллельных вычислений в многомасштабном предсказательном моделировании свойств и структуры функциональных материалов, Сб. статей VI Международной научно-практической конференции «Многоядерные процессоры, параллельное программирование, ПЛИС, системы обработки сигналов», 11-12 марта 2016, Барнаул, Россия. – С. 68-77.
53. О.П. Солоненко, А.В. Перфильев, А.В. Смирнов, Формирование металлических сплэтов в условиях подплавления подложки: теория и модельный эксперимент // Доклады V Всероссийской конференции "Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине", 26-20 марта 2013 г., Новосибирск: Параллель, Том 2. - С. 183-187.
54. О.П. Солоненко, А.А. Головин, Оптимизация режимов обработки металлокерамических покрытий импульсными высококонцентрированными потоками энергии с помощью компьютерного эксперимента // Доклады V Всероссийской конференции "Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине", 26-20 марта 2013 г., Новосибирск: Параллель, Том 2. - С. 178-182.
55. В.Е. Овчаренко, О.П. Солоненко, В.А. Полубояров, А.Е. Чесноков, Влияние различных энергетических воздействий на микроструктуру СВС компактов "карбид титана - металлическая связка" // Доклады V Всероссийской конференции "Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине", 26-20 марта 2013 г., Новосибирск: Параллель, Том 2. - С. 114-118.

2. Полный список публикаций по блоку 2 Проекта за 2013 – 2016 гг.

Монографии

1. Годунов С.К., Киселев С.П., Куликов И.М., Мали В.И. Моделирование ударно- волновых процессов в упругопластических материалах на различных (атомный, мезо и термодинамический) структурных уровнях. – М. – Ижевск: Ижевский институт компьютерных исследований. 2014. – 296 с.
2. Фомин В.М., Косарев В.Ф., Клинков С.В. Перспективы применения электропроводящих ХГН покрытий на железнодорожном транспорте с. 64 – 77. // Фундаментальные исследования для долгосрочного развития железнодорожного транспорта: сб. трудов членов и научных партнеров Объединённого учёного совета ОАО “РЖД”. Редакция изданий Объединённого учёного совета ОАО “РЖД”, Москва. 2013. 280 С.

Статьи в рецензируемых российских журналах

1. З.Р. Исмагилов, Н.В. Шикина, О.Ю. Подъячева, В.Ф. Косарев, В.В. Лаврушин Разработка каталитических покрытий для камер сгорания газотурбинных установок // International Scientific Journal for Alternative Energy and Ecology № 03/2 (122) 2013. С. 42 – 48.
2. Киселев С.П. Численное моделирование методом молекулярной динамики деформации пластин при их косом соударении // Физическая мезомеханика. 2013. Т. 16, № 3. С. 45 – 53.
3. Годунов С.К., Киселев С.П., Куликов И.М., Мали В.И. Численное и экспериментальное моделирование образования волн при сварке взрывом // Труды Математического Института им. В.А. Стеклова. 2013. Т. 281, С. 16 – 31.
4. Кирилова И.А., Подорожная В.Т., Шаркеев Ю.П., Легостаева Е.В., Косарев В.Ф. Аллогенный композиционный костно-пластический материал «Депротекс»: структура и свойства // «Известия Вузов. Физика». – 2013. – №12/3. – С.75-80.
5. Киселев С.П. Метод молекулярной динамики в механике деформированного твердого тела // ПМТФ. 2014. Т. 55, № 3. С. 113 – 130.
6. Киселев С.П., Киселев В.П., Зайковский В.Н. О механизме автоколебаний при натекании сверхзвуковой струи на преграду 1. Преграда с иглой // ПМТФ. 2014. Т. 55, № 4. С. 50 – 59.
7. Киселев С.П., Киселев В.П., Зайковский В.Н. О механизме автоколебаний при натекании сверхзвуковой струи на преграду 2. Преграда без иглы // ПМТФ. 2014. Т. 55, № 5.
8. В.Н. Зайковский, С.В. Клинков, В.Ф. Косарев, Б.М. Меламед, Г.В. Трубочеев, Управление формой пятна напыления при ХГН. Часть 1. Газодинамические аспекты // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 1. С. 107-114.
9. В.Н. Зайковский, С.В. Клинков, В.Ф. Косарев, Б.М. Меламед, Г.В. Трубочеев, Управление формой пятна напыления при ХГН. Часть 2. Процесс напыления // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 2. С. 233-240.
10. Кирилова И.А., Садовой М.А., Подорожная В.Т., Таранов О.С., Клинков С.В., Косарев В.Ф., Шацкая С.С. Изучение структурных характеристик перспективного для хирургической вертебрологии композиционного костно-керамического материала // Хирургия позвоночника. 2014. № 1. С. 100-110.
11. В.Ф. Косарев, С.В. Клинков, В.Н. Зайковский, С.Г. Кундасев Газодинамика сверхзвуковой радиальной струи часть I // Теплофизика и аэромеханика. 2015. № 6. С. 693 – 703.
12. Киселев С.П., Киселев В.П. Численное моделирование методом молекулярной динамики соударения наночастицы с преградой с учетом влияния окисной пленки // Физическая мезомеханика. 2015. Т. 18, № 6. С. 50 – 56.
13. Зайковский В.Н. Экспериментальные исследования пространственных течений в соплах реактивных двигателей // Журнал «Труды МАИ» Механика жидкости, газа и плазмы. 2015. № 83. 16 стр. <http://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=61881>
14. В.Ф. Косарев, С.В. Клинков, В.Н. Зайковский Газодинамика сверхзвуковой радиальной струи часть II // Теплофизика и аэромеханика. 2016. № 3. С. 321 – 329.

15. С.В. Клинков, В.Ф. Косарев, Н.С. Ряшин, В.С. Шикалов Экспериментальное исследование холодного газодинамического напыления за маской. Часть 1 // Теплофизика и аэромеханика. 2016. № 5. С. 765 – 770.
16. Клинков С.В., Косарев В.Ф., Желнина А.С. Нанесение методом холодного газодинамического напыления композиционных (металл – металл) покрытий // Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Сер. Аэрокосмическая техника. –2016. –№. 47. –С. 135-153.
17. В.С. Шапкин, А.В. Лапаев, В.П. Лапаев, В.Ф. Косарев, С.В. Клинков, Н.С. Ряшин Разработка функциональных покрытий для восстановления элементов конструкции планера воздушных судов при коррозионных поражениях // Научный вестник ГосНИИ ГА. –2016. – №. 15. –С. 21-32.
18. С.П. Киселев, В.П. Киселев, В.Н. Зайковский О механизме автоколебаний сверхзвуковой радиальной струи, истекающей в затопленное пространство // ПМТФ. 2016. Т. 57, № 2. С. 53 – 63.
19. С.П. Киселев Численное моделирование кинетики синтеза интерметаллида Ti-Al методом молекулярной динамики // Физическая мезомеханика. 2016. Т. 19, № 3. С. 47 – 57.
20. С.П. Киселев Моделирование кристаллизации наночастицы Ti-Al методом молекулярной динамики // ДАН. 2016. Т. 466, № 4. С. 406 – 408.

Статьи в зарубежных рейтинговых журналах

21. Sova A., Klinkov S., Kosarev V., Ryashin N., Smurov I. Preliminary study on deposition of aluminium and copper powders by cold spray micronozzle using helium // Surface and Coating Technology. 2013. Vol. 220. P. 98-101.
22. Kiselev S. P., Zhirov E.V. Molecular – dynamics simulation of the synthesis of intermetallic Ti-Al // Intermetallics. 2014. Vol 49. P. 106 – 114.
23. Nadezhda Shikina, Olga Podyacheva, Vladimir Kosarev & Z.R. Ismagilov Formation and Study of Porous Alumina and Catalytic Coatings by the Use of Cold Gas Dynamic Spraying Method // Materials and Manufacturing Processes. 2016 31 (11), pp. 1521-1526.
24. S.V. Klinkov, V.F. Kosarev and V.N. Zaikovskii Preliminary study of cold spraying using radial supersonic nozzle // Surface Engineering. 2016 32 (9), pp. 701-706.

Статьи и доклады в сборниках международных конференций

25. Vladimir F. Kosarev, Sergey V. Klinkov The deposition of nanostructured Cold Spray coatings // Taiwan – Russia Bilateral Symposium on Material Processing and Nano Level, September 09 – 15, 2013, Novosibirsk, Russia / Proceedings, P. 89 – 92.
26. Kiselev S.P., Zhirov E.V. Numerical molecular dynamics simulation binary mixture Ti-Al synthesis // IV International Conference “Fundamental Bases of Mechanochemical Technologies”. Novosibirsk, June 25 – 28. 2013. P.53.
27. Зайковский В.Н. Влияние на тягу сверхзвукового сопла системы лунок // 12 Международная конференция “Авиация и космонавтика” 12 – 15 ноября 2013 г., Москва.
28. S. Klinkov, V. Kosarev, and V. Zaikovskii, Cold Spray deposition on inner side of pipe with aid of radial supersonic nozzle // 2014 Thermal Spray Conference, May 21 – 23, 2014, Barcelona / Proceedings, 2014 ASM International, P. 940 – 945.
29. S.V. Klinkov Effect of mask on particle velocity distribution under cold spray conditions // 17 th Intern. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Abstracts, Part 1. Novosibirsk, 2014. P. 111– 112.
30. V.F. Kosarev, S.V. Klinkov Optimization of cold spraying activation by abrasive admixture // 17 th Intern. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Abstracts, Part 1. Novosibirsk, 2014. P. 120–121.
31. N.S. Ryashin, S.V. Klinkov, V.F. Kosarev, F. Bertrand Controlling of Cold Spray coatings topology // 17 th Intern. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Abstracts, Part 1. Novosibirsk, 2014. P. 177.

32. F.V. Orlenko, V.S. Shikalov, S.V. Klinkov, N.S. Ryashin, V.F. Kosarev Application of mask for cold spray coating production // 17 th Intern. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Abstracts, Part 1. Novosibirsk, 2014. P. 164–165.
33. S.V. Klinkov Effect of mask on particle velocity distribution under cold spray conditions // 17 th Intern. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Abstracts, Part 1. Novosibirsk, 2014. P. 111–112.
34. V.N. Zaikovskii Flow-rate characteristics of vortex ejectors // 17 th Intern. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Abstracts, Part 1. Novosibirsk, 2014. P. 222–223.
35. V.F. Kosarev, S.V. Klinkov, Olga A. Savinskaya, Alexander P. Nemudry, Dina V. Dudina, Oleg I. Lomovky Formation of polymer matrix composite coatings by cold spraying // International Conference on Surface Engineering for Research and Industrial Applications, INTERFINISH-SERIA 2014, Abstracts. Novosibirsk, 2014. P. 91.
36. Shikina N.V., Podyacheva O.Yu., Kosarev V.F., Ismagilov Z.R. Catalytic coatings on metal foil prepared by cold gas dynamic spraying process // International Conference on Surface Engineering for Research and Industrial Applications, INTERFINISH-SERIA 2014, Abstracts. Novosibirsk, 2014. P. 118.
37. Kiselev V.P., Kiselev S.P., Zaikovskiy V.N. Numerical simulation of the spraying processes of Al particles on the tube surface by radial nozzle // Intern. Conf. on the Methods of Aerophysical Research: Abstracts, Part 1. June 30 – July 6, 2014. – Novosibirsk, Russia. - P. 109 – 110.
38. Киселев С.П., Киселев В.П., Зайковский В.Н. Исследование нестационарной сверхзвуковой струи, вытекающей из плоского радиального сопла // Забабахинские научные чтения: сборник материалов XII Международной конференции 2 – 6 июня 2014 г. – Снежинск: Издательство РФЯЦ – ВНИИТФ. 2014. С. 33.
39. Киселев С.П. Численное моделирование реакции синтеза интерметаллида Ti – Al методом молекулярной динамики / Тезисы докладов VIII Международной конференции, посвященной 115 -летию со дня рождения академика Михаила Алексеевича Лаврентьева «Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике», 7 – 11 сентября 2015 г. Новосибирск. – 2014. – С. 124 – 125.
40. Batraev I.S., Ryashin N.S., Kovalenko A.I., Kosarev V.F. Surface modification by detonation spraying // The 13th Asian Symposium on Visualization: Abstracts / Ed. V.V. Kozlov. Novosibirsk: Parallel, 2015. pp. 20-21.
41. S.V. Klinkov, V.F. Kosarev, V.N. Zaikovskii Measurement of metal particle velocities in radial supersonic jet // The 13th Asian Symposium on Visualization: Abstracts / Ed. V.V. Kozlov. Novosibirsk: Parallel, 2015. pp. 110-111.
42. Киселев С.П., Киселев В.П., Зайковский В.Н. Автоколебания в сверхзвуковых перерасширенных струях / Струйные, отрывные и нестационарные течения: Тезисы докладов XXIV Всероссийского семинара с международным участием / под. ред. В.М. Фомина, В.И. Запрягаева. Новосибирск: Параллель. – 2015 – С. 84 – 86.
43. Зайковский В.Н. Влияние выдува рабочего тела через проницаемый сегмент сверхзвукового сопла в донную область летательного аппарата на тяговые характеристики ракетного двигателя // XXIV Всероссийский семинар с международным участием. Тезисы докладов. Новосибирск, Россия, 2015 г. С 65 – 66.
44. Зайковский В.Н. Крупномасштабные продольные вихревые структуры в соплах ракетных двигателей // XXIV Всероссийский семинар с международным участием. Тезисы докладов. Новосибирск, Россия, 2015 г. С 67 – 68.
45. I.A. Kirilova, M.A. Sadovoy, V.T. Podorozhnaya, O.S. Taranov, S.V. Klinkov, V.F. Kosarev and S.S. Shatskaya Structural properties of a bone-ceramic composite as a promising material in spinal surgery / AIP Conf. Proc. **1688**, 060001 (2015); <http://dx.doi.org/10.1063/1.4936052>. Scopus.
46. S.V. Klinkov, V.F. Kosarev Fundamentals of Cold Spraying // 18 th Intern. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Abstracts, Part II. Novosibirsk, 2016. P. 104–105.

47. V.S. Shikalov, S.V. Klinkov, V.F. Kosarev Cold Spraying on Materials with Low Erosion Resistance // 18 th Intern. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Abstracts, Part II. Novosibirsk, 2016. P. 198–199.
48. V.S. Shikalov, S.V. Klinkov, and V.F. Kosarev Cold spraying on materials with low erosion resistance // AIP Conference Proceedings 1770, 040015 (2016); doi: 10.1063/1.4964084.
49. N.S. Ryashin, A.G. Malikov, I.P. Gulyaev, S.V. Klinkov WC/Ni bronze composite material formation by combined methods of laser cladding and cold spraying // 18 th Intern. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Abstracts, Part II. Novosibirsk, 2016. P. 181–182.
50. N.S. Ryashin, A.G. Malikov, I.P. Gulyaev, S.V. Klinkov, V.F. Kosarev, and A.M. Orishich WC/Ni bronze composite material formation by combined methods of laser cladding and cold spraying // AIP Conference Proceedings 1770, 030096 (2016); doi: 10.1063/1.4964038.
51. S.V. Klinkov and V.F. Kosarev Fundamentals of cold spraying // AIP Conference Proceedings 1770, 020003 (2016); doi: 10.1063/1.4963926.
52. S.P. Kiselev, N.S. Ryashin Ti-Al intermetallic compounds synthesis in cold spray coatings // Intern. Conf. on the Methods of Aerophysical Research: Abstracts, Part 1. June 27 – July 3, 2016. – Perm, Russia. - P. 118 – 119.
53. S.P. Kiselev., N.S. Ryashin Ti-Al Intermetallic Compounds Synthesis in Coatings Deposited by Cold Spraying. Int. conf. on the Method of Aerophysical Research (ICMAR 2016). In: AIP Conf. Proc. 1770, 030093 (2016), doi: 10.1063/1.4964035.
54. S.P. Kiselev., V.P. Kiselev., V.N. Zaikovskiy, G.V. Trubacheev Shock-wave structure of the supersonic flow in a radial nozzle // Intern. Conf. on the Methods of Aerophysical Research: Abstracts, Part 1. June 27 – July 3, 2016. – Perm, Russia. - P. 116 – 117.
55. S.P. Kiselev., V.P. Kiselev., V.N. Zaikovskiy and G.V. Trubacheev Shock-Wave Structure of Supersonic Gas Flows in a Radial Nozzle. Int. conf. on the Method of Aerophysical Research (ICMAR 2016). In: AIP Conf. Proc. **1770**, 040012 (2016), doi: 10.1063/1.4964081.
56. В.С. Шапкин, К.Э. Акопян, А.В. Лапаев, В.Ф. Косарев Прочностные свойства алюминиевого сплава, восстановленного после коррозионного поражения методом холодного газодинамического напыления // тезисы доклада Международной конференции “Живучесть и конструкционное материаловедение” Москва 26 – 28 октября 2016. М.: Издательство ИМАШ РАН 2016. с. 61.
57. Polukhin A.A., Shikalov V.S., Kosarev V.F., Melamed B.M., Ryashin N.S. Cols Sprayed Coatings from Ni+B₄C Mechanical Blends // The International Seminar on Interdisciplinary Problems in Additive Technologies 6-9 December, 2016, Tomsk. “Problems of Materials Science in Additive Technologies”. Abstracts. Tomsk Polytechnic University, Tomsk. P. 21-22.
58. Ряшин Н.С., Клинков С.В., Косарев В.Ф., Фомин В.М. Холодное газодинамическое напыление как способ создания композитных материалов // Покрытия и обработка поверхности: тезисы международной научно-практической конференции (Москва, 25-26 окт. 2016 г.). –М: 2016. –С. 26-28.

Статьи и доклады в сборниках российских конференций

59. Киселев С.П., Киселев В.П., Зайковский В.Н. Моделирование нестационарных эффектов при натекании сверхзвуковой двухфазной струи газ – частицы на преграду с иглой / Семинар по аэромеханике ЦФГИ – ИТПМ СО РАН – СПбГПУ – НИИМ МГУ. 15.01.2013 – <http://www.tsagi.ru/cgi-bin/jet/viewnews.cgi?id = 20130110351781605356>.
60. Киселев С.П., Киселев В.П. Численное моделирование процесса напыления наночастиц в методе ХГН / Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и материалах. Доклады V Всероссийской конференции. Том. 1. Новосибирск, Россия. 26 – 29 марта 2013. г. – Новосибирск: Параллель. С. 152 – 156.
61. Ряшин Н.С., Клинков С.В., Ядройцева И., Косарев В.Ф., Смуров И. Формирование профиля покрытия при холодном газодинамическом напылении. // Сбор. науч. тр. II Всеросс. н.-г. конф. мол. уч., асп. и студ. с междунар. участием «Выс. техн. в совр. науке и технике»

- ВТСНТ – 2013, 27 – 29 марта 2013 г., Томск, Россия, Т. 2. Т: Изд-во ТПУ, 2013. Стр. 288 – 292.
62. С.В. Клинков, Н.С. Ряшин, Ф.В. Орленко, В.Ф. Косарев Формирование покрытия ХГН за маской // V Всероссийская конференция “Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине” 26 – 29 марта 2013 г. Новосибирск. Материалы конференции. Новосибирск. Из-во Нонпарель. 2013, С. 157 – 161.
63. В.Ф. Косарев, С.В. Клинков Снижение эрозионного воздействия при ХГН // V Всероссийская конференция “Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине” 26 – 29 марта 2013 г. Новосибирск. Материалы конференции. Новосибирск. Из-во Нонпарель. 2013, т. II, С. 86 – 90.
64. В.Н. Зайковский, В.Ф. Косарев, С.В. Клинков, И.Н. Кавун, С.Г. Кундасев Исследование сверхзвуковой струи, истекающей из радиального плоского сопла // V Всероссийская конференция “Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине” 26 – 29 марта 2013 г. Новосибирск. Материалы конференции. Новосибирск. Из-во Нонпарель. 2013, т. II, С. 63 – 67.
65. С.В. Клинков, В.Ф. Косарев, Н.С. Ряшин Характеристики профилей ХГН-покрытий, получаемых при сканировании с заданным шагом // XIII Всероссийский семинар “Динамика многофазных сред” 8 – 10 октября 2013 г. Новосибирск. Материалы. Новосибирск. Из-во ООО “Параллель”. 2013, С. 75 – 77.
66. Киселев С.П. Математическое моделирование методом МД поведения интерметаллида Ti-Al при температурных и динамических воздействиях. Тезисы докладов Всероссийской конференции «Новые математические модели механики сплошных сред: построение и изучение», приуроченной к 95-летию академика Л.В. Овсянникова, 18-22 апреля 2014 г. Новосибирск. 2014. С. 73.
67. С.В. Клинков, В.Ф. Косарев Основы холодного газодинамического напыления // X Всероссийская конференция молодых ученых «Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии», 2014.
68. Шикалов В.С., Клинков С.В. [Холодное газодинамическое напыление на материалы с низкой эрозионной стойкостью](#) // XIII Всероссийская школа-конференция молодых учёных с международным участием "[Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики](#)", 20-23 ноября 2014, г. Новосибирск, Россия. 2014. С. 189 – 190.
69. Киселев С.П., Киселев В.П., Зайковский В.Н. Автоколебания в сверхзвуковых перерасширенных струях. Тезисы докладов Всероссийской конференции XXXI «Сибирский теплофизический семинар», посвященный 100-летию со дня рождения академика С.С. Кутателадзе, 17-19 ноября 2014, г. Новосибирск, Россия. 2014. С. 73.
70. Киселев В.П., Киселев С.П., Клинков С.В., Косарев В.Ф., Зайковский В.Н. Исследование ускорения микрочастиц в радиальном сопле в условиях ХГН // VI Всероссийская конференция “Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине” 24 – 27 марта 2015 г. Новосибирск. Доклады VI Всероссийской конференции. Т. 1. Новосибирск: Параллель, 2015. С. 132 – 136.
71. С.В. Клинков, В.Ф. Косарев, Н.С. Ряшин Профиль одиночной дорожки и покрытия ХГН на плоской подложке // VI Всероссийская конференция “Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине” 24 – 27 марта 2015 г. Новосибирск. Доклады VI Всероссийской конференции. Т. II. Новосибирск: Параллель, 2015. С. 45 – 49.
72. С.В. Клинков, В.Ф. Косарев Моделирование образования покрытия за маской при ХГН // VI Всероссийская конференция “Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине” 24 – 27 марта 2015 г. Новосибирск. Доклады VI Всероссийской конференции. Т. II. Новосибирск: Параллель, 2015. С. 40 – 44.

73. Киселев С.П. Численное моделирование кристаллизации интерметаллида Ti – Al из расплава методом молекулярной динамики / Фундаментальные основы МЭМС- и нанотехнологий. V Всероссийская конференция, Новосибирск, 15 – 18 июня 2015 г. Доклады конференции. Под редакцией проф. В.Я. Рудяка. – Новосибирск: НГАСУ (Сибстрин), 2015. – Вып. 5, т. 1. – С. 210 – 213.
74. Желнина А.С., Клинков С.В., Шикалов В.С., Косарев В.Ф. Исследование холодного газодинамического напыления порошковых двухкомпонентных смесей // Всероссийская конференция XXXII «Сибирский теплофизический семинар», 19-20 ноября 2015, Новосибирск Институт теплофизики СО РАН, 2015. С. 163 – 164.
75. Н.С. Ряшин, С.В. Клинков, В.Ф. Косарев, В.М. Фомин. Холодное газодинамическое напыление как способ создания композитных материалов // Научно-практ. конф. «Покрытия и обработка поверхности», 25 – 26 октября 2016 г.: Тезисы конференции. Москва, Россия – 2016. Стр. 26 – 28.
http://www.expocoating-moscow.ru/files/ExpoCoating-Moscow_conference_digest.aspx
76. В.С. Шикалов, А.А. Полухин, В.Ф. Косарев Управление составом и свойствами композиционных покрытий Ni/V₄C // Всероссийская научная конференция «Наука. Технологии. Инновации». г. Новосибирск, 05-09 декабря 2016 г. Сборник научных трудов в 9 ч. / под ред. ст. преп. Ю.В. Ванаг – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2016. – Часть 3. С. 227-229.

Полученные патенты

1. Патент РФ № 2490237. Металлизированная керамическая подложка для электронных силовых модулей и способ металлизации керамики / Непочатов Ю.К., Кумачева С.А., Косарев В.Ф., Медведко О.В. // БИПМ. 2013. № 23.
2. Патент РФ № 24689519. Способ напыления покрытий на изделие из натурального камня или из металлического материала и устройство для его осуществления / Алхимов А.П., Косарев В.Ф., Лаврушин В.В., Бондаренко С.М., Дегтярев М.А. // БИПМ. 2013. № 22.
3. Патент РФ № 2503745 Устройство газодинамического напыления на внутренние цилиндрические поверхности изделий / Косарев В.Ф., Зайковский В.Н., Клинков С.В. // БИПМ. 10.01.2014. № 1.
4. Патент РФ № 2505622 Устройство газодинамического нанесения покрытий на внешние цилиндрические поверхности изделий / Косарев В.Ф., Клинков С.В. // БИПМ. 27.01.2014. № 3.
5. Патент РФ № 2506345 Способ получения медного покрытия на керамической поверхности газодинамическим напылением / Мищенко А.В., Федоров В.Е., Наумов Н.Г., Тарасенко М.С., Фомин В.М., Косарев В.Ф., Клинков С.В., Лаврушин В.В., Трубачев Г.В. // БИПМ. 10.02.2014. № 5.
6. Патент РФ № 2551244 Способ увеличения тяги сверхзвукового сопла ракетного двигателя / Зайковский В.Н. // БИПМ 27.01.2015. № 15.

3. Полный список публикаций по блоку 3 Проекта за 2013 – 2016 гг.

Статьи в рецензируемых журналах

1. В.К. Баев, А.Н. Бажайкин. Влияние примеси CO₂ к топливу на горение газовых струй в воздухе. // ФГВ, 2014, т. 50, № 4, с 3-8.
2. Баев В.К., Бажайкин А.Н. Уточнение критериального описания стабилизации пламени при горении газовых струй. // ФГВ, 2014, т. 50, № 2, с 3-8.
3. Бажайкин А.Н., Баев В.К., Гуляев И.П. Измерение температуры пламени при горении встречных струй // Вестник ЮГУ, 2015, № 2(37), с. 7-13.
4. В.К. Баев, Н.А. Желтухин. Ученый-механик XX века / под. ред. В.М. Фомина, В.И. Запрягаева //Новосибирск, Параллель, 2015, 216с., с 141-143.
5. В.К. Баев, А.Н. Бажайкин. Стабилизация диффузионных пламен импактных и встречных струй топлива // ФГВ, 2016, т. 52, № 5, с 1-10.

6. В.К. Баев, А.Н. Бажайкин. Неравновесная абсорбция газов во вращающихся проницаемых средах, ЖТФ 2016, т. 66, вып. 8, с76-82

Доклады на конференциях

1. Баев В.К., Бажайкин А.Н., Фролов А.Д. Исследование термического состояния корпуса радиационной горелки из проницаемого металлокерамического материала // Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине // Доклады V Всероссийской конференции (Новосибирск, 26-29 марта 2013г.) т. 1. Новосибирск: ИТПМ СОРАН, 2013, с. 13-16
2. Баев В.К., Головин А.А., Солоненко О.П., Чусов Д.В. Особенности течения в прямоугольной полости, обтекаемой контрнаправленными потоками // Теплофизика и энергетика: конференция с международным участием «VIII Всероссийский семинар ВУЗов по теплофизике и энергетике» (Екатеринбург 11-14 ноября 2013г.) // тезисы докладов - Екатеринбург: УРФУ, 2013, с 17
3. Баев В.К., Бажайкин А.Н. Гидравлические характеристики цилиндрических трубчатых элементов из проницаемых свс-материалов. // Теплофизика и энергетика: конференция с международным участием «VIII Всероссийский семинар ВУЗов по теплофизике и энергетике» (Екатеринбург 11-14 ноября 2013г.) // тезисы докладов - Екатеринбург: УРФУ, 2013, с 18.
4. V.K. Baev Energy transformation in case of external burning // 17th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR' 2014) (Russia, Novosibirsk, 30 Jun. – 6 Jul., 2014) : abstracts. Pt.I – Novosibirsk, 2014. - p 25.
5. V.K. Baev, A.D.Frolov Thermophysical characteristics of porous Ni-Al SHS-materials // 17th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR' 2014) (Russia, Novosibirsk, 30 Jun. – 6 Jul., 2014) : abstracts. Pt.I – Novosibirsk, 2014. - p 26.
6. V.K. Baev, D.V. Chusov Cylinder Heat exchange in rectangular plane streamlined by contradiracted flows // 17th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR' 2014) (Russia, Novosibirsk, 30 Jun. – 6 Jul., 2014) : abstracts. Pt.I – Novosibirsk, 2014. - p 24.
7. A.N Vazhaykin., V.K. Baev Burning in countermoving jets. // 17th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR' 2014) (Russia, Novosibirsk, 30 Jun. – 6 Jul., 2014) : abstracts. Pt.I – Novosibirsk, 2014. - p 27-28.
8. Баев В.К., Головин А.А., Солоненко О.П., Чусов Д.В. Теплообмен в прямоугольной полости при двухстороннем обтекании контрнаправленными потоками. // «XXXI Сибирский теплофизический семинар, посвященный 100-летию со дня рождения академика С.С. Кутателадзе (Новосибирск 17-19 нояб. 2014г.): тезисы докладов Всероссийской конференции. - Новосибирск, 2014, с.26
9. В.К. Баев О струйном приводе пористого проницаемого ротора // Струйные, отрывные и нестационарные течения; Тезисы докладов XXIV Всероссийского семинара с международным участием //(Россия, Новосибирск, 11-13 ноября 2015.) Новосибирск, Параллель, 2015, с 19-20.
10. Баев В.К. Силовое воздействие постоянного магнита на вращающийся диск из электропроводящего материала // Струйные, отрывные и нестационарные течения: тезисы докладов XXIV Всероссийского семинара с международным участием. (Россия, Новосибирск, 11-13 ноября 2015) – Новосибирск, Параллель, 2015 с 21-22.
11. Бажайкин А.Н., Баев В.К., Гуляев И.П. Термическое воздействие встречных горящих струй на проницаемые элементы горелочных устройств. // Доклады 6 всероссийской конференции «Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине», 24-27 марта 2015, Новосибирск, Т.1,Новосибирск, Параллель, 2015, с 16-20
12. В.К. Баев, А.Н. Бажайкин Некоторые результаты тестирования двухступенчатой системы газификации и горения углей с воздушным эжектором // Горение топлива: теория,

- эксперимент, приложения; тезисы докладов IX Всероссийской конференции с международным участием (Новосибирск, 16-18 ноября 2015г.) – Новосибирск, 2015, с 25.
13. В.К. Баев, Д.В. Чусов. Особенности горения угля и древесины в цилиндрическом сеточном контейнере при двустороннем контрнаправленном обтекании // Горение топлива: теория, эксперимент, приложения; тезисы докладов IX Всероссийской конференции с международным участием (Новосибирск, 16-18 ноября 2015г.) – Новосибирск, 2015, с 26.
 14. В.К. Баев, А.Н. Бажайкин, В.М. Фомин Реализация процессов неравновесной жидкофазной сорбции в технологии проницаемых роторов // Динамика Многофазных Сред: Сборник трудов XIV Всероссийского семинара, приуроченного к 75-летию академика Фомина В.М. Новосибирск, 2-5 ноября 2015, под редакцией В.М. Фомина, А.В. Федорова Новосибирск, 2015 с 15-17.
 15. Баев В.К., Бажайкин А.Н. Взаимодействие инертных и реагирующих газовых струй с неподвижной и вращающейся преградой из ячеисто-пористых материалов.// Сб. тезисов докладов школы-конференции «Химия и физика горения и дисперсных систем», посвященной 110-летию со дня рождения чл-корр АН СССР А.А. Ковальского, с.13, Россия, Новосибирск ИХКГ СОРАН. 19-20 сент. 2016

Патенты

1. Баев В.К., Кацнельсон С.С., Коротких А.Я., Сюняков С.А. Многофункциональная магнитодинамическая (МГД) машина.// Патент РФ № 2492570 БИ. № 25 10.09.13

Наукометрические показатели проекта III.20.4.2 за 2013-2016 гг.

| Индикатор | Ед. измерения | Всего за 2013-2016 гг. | 2013 | 2014 | 2015 | 2016 |
|---|---------------|------------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| Количество публикаций в ведущих российских и международных журналах по результатам исследований, полученных в процессе реализации проекта | единиц | 47 | 10 | 15 | 7 | 15 |
| Количество публикаций в мировых научных журналах, индексируемых в базе данных «Сеть науки» (WEB of Science) | единиц | 41 | 8 | 12 | 6 | 15 |
| Число тезисов в конференциях | единиц | 122 | 29 | 32 | 40 | 21 |
| Число охраняемых объектов интеллектуальной собственности: зарегистрированных патентов в России зарегистрированных патентов за рубежом | единиц | 7 | 3 | 3 | 1 | 0 |

Важнейшие результаты при выполнении Проекта

2013 г. – Блок 1

Впервые сформулированы требования в критериальном виде к потоку термической плазмы, а также к характеристикам агломерированных частиц с заданным диаметром D_{p0} , температурой T_{p0} и пористостью P , выполнение которых гарантирует получение полых микросфер с заданным диаметром D_p и толщиной оболочки Δ_p . В качестве исходных рассматриваются агломерированные частицы декамикронного размера, обычно получаемые с помощью распылительной суши. Такие агломераты образованы из большого количества случайно упакованных ультрадисперсных частиц (УДЧ) и характеризуются открытой пористостью. Несмотря на большой практический интерес к металлическим и керамическим полым порошкам, до настоящего времени отсутствовали физические и теоретические основы, позволяющие априори формулировать требования к условиям плазменной обработки. Показано, что, при прочих равных условиях, относительные значения конечного диаметра $\bar{D}_p = D_p / D_{p0}$ и толщины оболочки $\bar{\Delta}_p = \Delta_p / D_p$ полых микросферы зависят от относительной массы газа $\bar{m}_{g0}^{(c)}$, капсулированного в пористом каркасе агломерата в момент t_f образования поверхностной пленки расплава, условий его полного плавления и перегрева (вплоть до температуры T_{pb} кипения материала) образовавшейся полых капли. Относительная масса $\bar{m}_{g0}^{(c)}$ газа (рис.1,а), капсулированного в частице к моменту времени t_f , зависит от критерия Кирпичева $Ki_p^{(s)}$, где $Ki_p^{(s)} = qR_{p0} / \lambda_p^{(s)}(T_{pm} - T_{p0})$, q - плотность теплового потока от плазмы к частице, $R_{p0} = D_{p0} / 2$, $\lambda_p^{(s)}$ - теплопроводность твердого материала УДЧ, T_{pm} - температура плавления. Как видно, параметр $\bar{m}_{g0}^{(c)}$, в зависимости от интенсивности нагрева агломерата, претерпевает существенные изменения. На рис. 1,б приведены значения плотности мощности теплового потока q , требуемые для обеспечения указанных выше условий нагрева агломерированных частиц $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ размером $D_{p0}=50, 100$ и $150 \mu\text{m}$ при их пористости $P=0.45$. Видно, что требования к плотности мощности q существенно возрастают с уменьшением размера агломерата D_{p0} и массы газа $\bar{m}_{g0}^{(c)}$. Из данных, представленных на рис. 2, видно, что масса газа, капсулируемого в частице в момент $t = t_f$, значительно влияет на конечные характеристики полых капли. Так, при температуре T_{1b} их максимальный диаметр превосходит начальный диаметр агломерата более, чем на 60%.

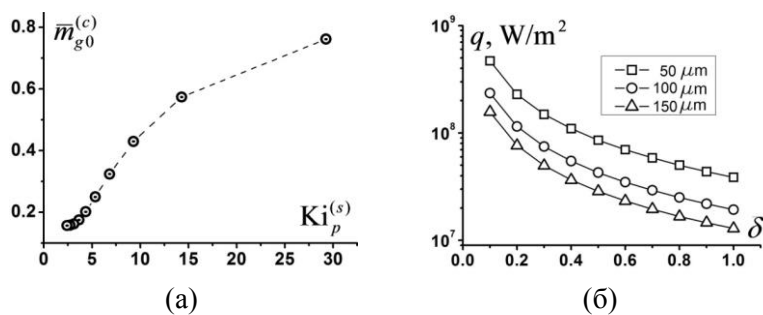


Рис. 1. Обобщенные зависимости относительной массы капсулированного газа от критерия Кирпичева - (а), и соответствующие требуемые плотности мощности теплового потока от толщины теплового слоя - (б), при обработке агломератов $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ размером $D_{p0}=50, 100$ и $150 \mu\text{m}$ (пористость $P=0.45$).

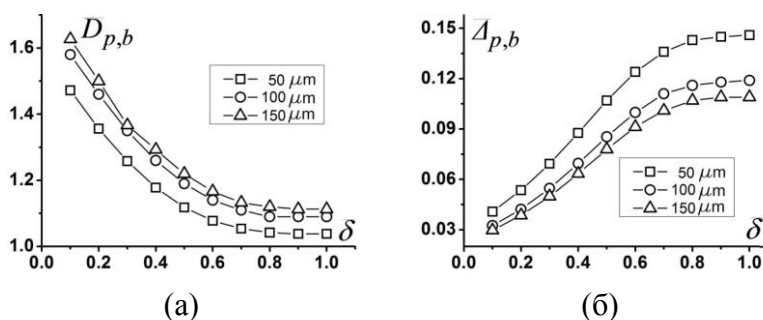


Рис. 2. Максимальный диаметр $\bar{D}_{p,b} = D_{p,b} / D_{p0}$ - (а), и минимальная толщина оболочки $\bar{\Delta}_{p,b} = \Delta_{p,b} / D_{p,b}$ - (б), полых микрокапель $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ при их нагреве до температуры T_{1b} , в зависимости от толщины теплового слоя $\bar{\delta} = \delta / R_{p0}$ в момент t_f .

2013 г. – Блок 2

На основе численного моделирования ускорения наночастиц в микросопле и их взаимодействия с преградой показана возможность холодного газодинамического напыления наночастиц на преграду.

Одним из перспективных направлений при создании покрытий является использование наночастиц для нанесения покрытий в методе ХГН. Однако в этом случае возникает проблема, связанная с сильным торможением наночастиц в сжатом слое вблизи преграды. Уменьшение геометрических размеров сопла позволяет достигнуть необходимой критической скорости соударения для закрепления наночастицы на преграде. На рис. 1. показана рассчитанная картина течения газа и наночастиц в окрестности преграды. Для определения критической скорости соударения методом молекулярной динамики была решена задача о соударении наночастицы с преградой с учетом окисной пленки на поверхности наночастицы (рис. 2,а). Показано, что критическая скорость соударения определяется из условия разрушения окисной пленки на поверхности наночастицы.

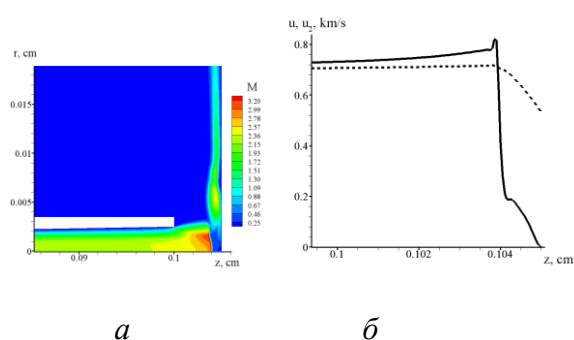


Рис. 1. Рассчитанные распределения: *а* - числа Маха, *б* – скорости газа u и частиц u_2 диаметром $d_p = 50$ нм в окрестности преграды для микросопла с диаметром выходного сечения $D = 50$ мкм. Давление в форкамере $p_0 = 30$ атм, температура $T_0 = 500$ К.

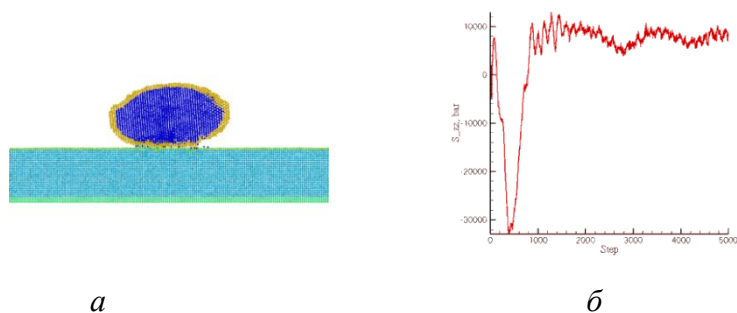


Рис. 2. Соударение медной наночастицы с медной преградой со скоростью 600 м/с: *а* – наночастица в момент закрепления на преграде (желтым цветом показана окисная пленка на поверхности наночастицы); *б* – зависимость напряжения в наночастице s_{zz} от числа итераций по времени ($t = \text{Step} \cdot 10^{-15}$ фс).

2014 г. – Блок 1

Впервые, на примере детонационно-газового напыления, экспериментально подтверждено существенное преимущество полого микросферического порошка α - Al_2O_3 для нанесения функциональных покрытий (уменьшение пористости на порядок величины, кратное повышение коэффициента использования порошкового материала) по сравнению с традиционно используемым в технологии плотным порошком, полученным измельчением плавленного компакта.

При газотермическом, в том числе детонационно-газовом, напылении покрытий из порошков оксидов металлов (Al_2O_3 , ZrO_2 , SiO_2 и др.), состоящих из плотных частиц, полученных измельчением плавленного компакта, основным недостатком процесса является то, что, даже зная их температуру поверхности, невозможно проконтролировать степень объемного проплавления частиц. Это обусловлено относительно низкой теплопроводностью оксидов и различным временем пребывания частиц в технологическом потоке, характеризующимся значительными градиентами скорости и температуры ("эффект траекторий"). Данные особенности являются причиной существенной неоднородности агрегатного состояния частиц по сечению пятна напыления, а, следовательно, – неоптимальных характеристик покрытий. При напылении же полых частиц – баллонов "твердая сферическая оболочка – внутренняя газовая полость" можно гарантировать, что материал оболочки (толщиной $\sim 5\mu\text{m}$) полностью расплавлен, а температура в ее сечении равномерно распределена. Степень растекания полых капель при соударении с основой, при прочих равных условиях, значительно меньше по сравнению с плотными частицами, что приводит к более стабильному формированию сплэтов, а, следовательно, и покрытий.

Впервые, на примере детонационно-газового напыления полого микросферического порошка α - Al_2O_3 , полученного с помощью плазменной обработки исходных порошковых частиц гидроксида алюминия ($\text{Al}(\text{OOH})$), экспериментально подтверждено существенное преимущество данного класса порошков для газотермического нанесения функциональных покрытий. В частности, использование полого микросферического порошка α - Al_2O_3 (средний размер частиц $\sim 50\mu\text{m}$, относительная толщина оболочки ~ 0.1) позволило, при прочих равных условиях, обеспечить рекордно низкую пористость покрытий ($\sim 0.4\%$) в сравнении с напылением плотного порошка (пористость $\sim 4\%$) (рис. 1) и существенно (до 3 раз) повысить коэффициент использования материала.

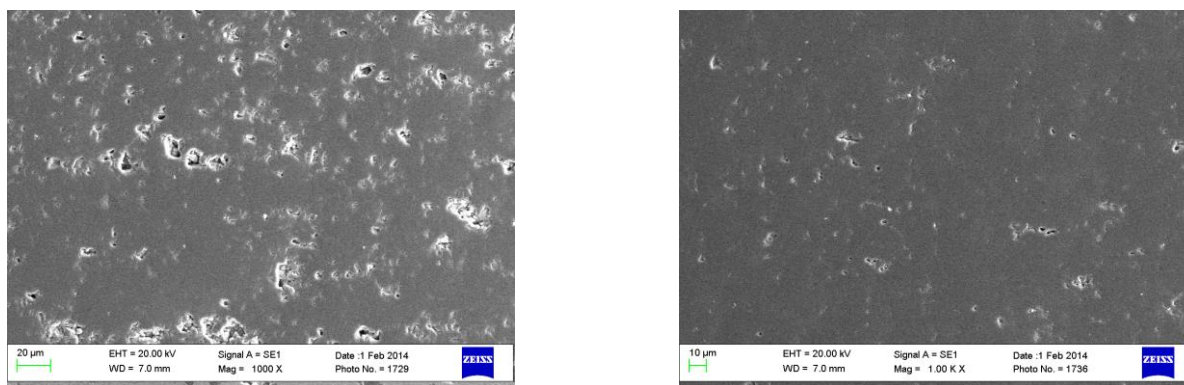


Рис. 1. Поперечные сечения покрытий из плотного (а) и полого (б) порошков оксида алюминия.

Показано, что при плазменном напылении полых микросферических порошков открывается возможность получения покрытий с контролируемой пористостью, которую можно изменять в довольно широких пределах (до 30%) в зависимости от режима истечения струи, размера частиц и относительной толщины оболочки. Это открывает новые возможности для нанесения термобарьерных покрытий из диоксида циркония, стабилизированного оксидом

итрия, за счет снижения требований к несущему потоку, снижения теплопроводности покрытия и повышения коэффициента использования напыляемого материала.

2014 г. – Блок 2

Формирование ХГН покрытий на внутренней поверхности трубы с помощью радиального сверхзвукового сопла

Разработка эффективных технологий защиты от коррозии длинномерных труб с внутренним диаметром менее 100 мм представляет значительный практический интерес. Исследована возможность применения радиального сверхзвукового сопла для нанесения покрытий на внутреннюю поверхность цилиндрических труб методом ХГН, с целью исключить вращение трубы. Получены покрытия из порошков алюминия (рис. 2), меди и никеля методом ХГН на внутренней поверхности стальных и алюминиевых труб малого диаметра ($45 \text{ мм} \leq d_{in} \leq 100 \text{ мм}$). Определен приемлемый диапазон массо- и энергорасходных характеристик радиальных сопел для возможности непосредственного внедрения метода ХГН в технологическую цепочку производства труб.

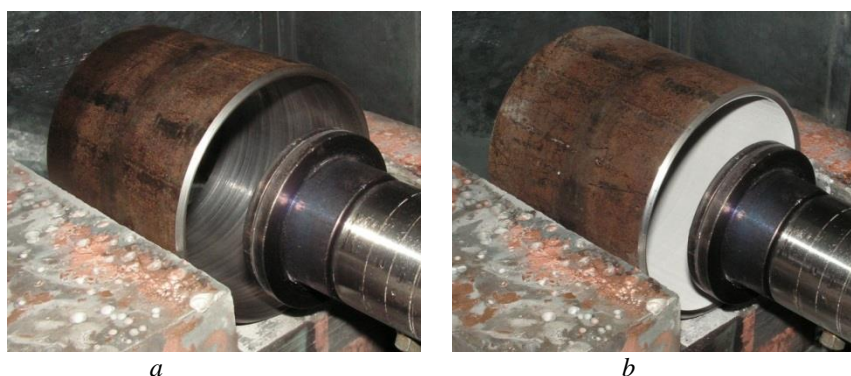


Рис. 1. Образец трубы с алюминиевым покрытием $d_{in} = 100 \text{ мм}$, $l_{ns} = 14 \text{ мм}$, $p_0 = 1,5 \text{ МПа}$, $T_0 = 200^\circ\text{C}$.; *a* – до напыления, *b* – после напыления.

2014 г. – Блок 3

Горение встречных топливных струй

Разработана модель турбулентного объемного пламени, возникающего в зоне смешения соосных встречных струй.

Показано, что объем зоны химического реагирования, соответствующей светящейся области, определяется характерным временем горения и вероятностью пребывания собственно зон горения («фронтов») в турбулентном пламени.

Получено, что объемная теплонапряженность при этом постоянна и составляет $\sim 20 \div 30 \text{ Мвт/м}^3$ для свободных пламен углеводородных топлив и до $\sim 100 \text{ Мвт/м}^3$ при горении внутри цилиндрической проницаемой (пористой) трубы.

Реализация такого варианта организации горения позволяет решить проблему сжигания грязных газов в компактных устройствах с одновременным гашением шума от истечения сверхзвуковых струй.

При этом значительная часть тепловой энергии в виде излучения может быть использована

2015 г – Блок 1

Моделирование формирования металлокерамических покрытий методом Монте-Карло. Теория, программная реализация, вычислительный эксперимент.

Газотермическое, в том числе плазменное, напыление нано- или субмикроструктурированных металлокерамических покрытий из композиционных порошков декамикронного размера порошковых частиц, содержащих ультрадисперсные включения тугоплавких химических соединений, диспергированных в металлической матрице (TiC-NiCr, WC-Co и др.) открывает уникальные возможности в формировании износостойких, абразивно- и коррозионностойких покрытий, предназначенных для экстремальных условий эксплуатации.

Впервые разработаны инженерно-физические основы формирования металлокерамических сплэтов при соударении с основой пористых квазижидких частиц декамикронного размера "жидкая металлическая связка - ультрадисперсные тугоплавкие включения" (рис. 1) [1].

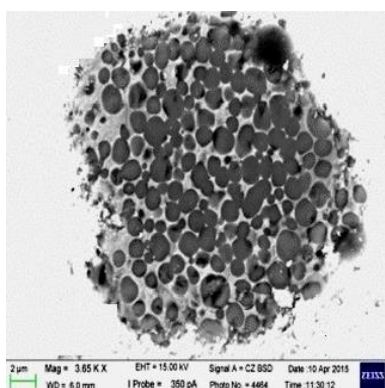


Рис. 1. СЭМ-фото поперечного сечения композиционной частицы TiC-30%об.NiCr.

Полученные и экспериментально апробированные решения позволяют проводить оперативные оценки толщины и диаметра сплэта, а также температуры, устанавливающейся в контакте частица-подложка, в зависимости от теплофизических свойств материалов частицы и подложки и заданных значений ключевых физических параметров (КФП): скорость, температура, размер частицы, температура подложки, пористость и объемное содержание твердых включений в металлической связке. В работе [2], с использованием полученных решений [1], предложен подход к моделированию слоистой структуры газотермических покрытий при напылении металлокерамических порошков.

Разработаны вычислительные алгоритмы и программный код, учитывающие специфические особенности укладки металлокерамических сплэтов на поверхность основы, рельеф которой постоянно изменяется в процессе осаждения покрытия. Использование вычислительной технологии позволило впервые исследовать пористость газотермических покрытий из порошков TiC-NiCr и WC-Co в широком диапазоне изменения КФП.

Публикации:

1. O.P. Solonenko, Theoretical analysis of cermet splats formation under porous quasiliquid particle 'melted binder – suspended ultrafine refractory inclusions' impacting with substrate, *Surface and Coatings Technology*, 2015, Vol. 277. - P. 128–135, doi:10.1016/j.surfcoat.2015.07.027. (IP=2.1).
2. O.P. Solonenko, V.I. Jordan, V.A. Blednov, Stochastic computer simulation of cermet coatings formation, *Advances in Materials Science and Engineering*, 2015, Vol. 2015, Article ID 396427, 16 pages, <http://dx.doi.org/10.1155/2015/396427>. (IP=1.0).

2016 г. – Блок 1 (Важнейший результат по Проекту 2013-2016 гг. в целом)

Металлокерамические СВС порошки TiC-NiCr с многоуровневой nano-и субмикроструктурой и их применение для газотермического напыления трибологических покрытий.

Газотермические, в том числе плазменные, nano- и субмикро-структурированные металлокерамические покрытия из композиционных порошков декамикронного размера порошковых частиц, содержащих ультрадисперсные включения тугоплавких химических соединений, диспергированных в металлической матрице (TiC-NiCr, WC-Co и др.) открывают уникальные возможности в формировании износо-, абразивно- и коррозионностойких покрытий, предназначенных для экстремальных условий эксплуатации.

Выполнено сравнение внутренней микроструктуры и физических свойств, как плотных, так пористых, СВС порошковых частиц TiC-*n*%об.NiCr (*n*=30, 40, 50) фракции 20-45 мкм с частицами аналогичной фракции коммерческого порошка Cr₃C₂-21%об.NiCr (марка 1375VM, производитель Praxair, США), широко используемого при газотермическом напылении.

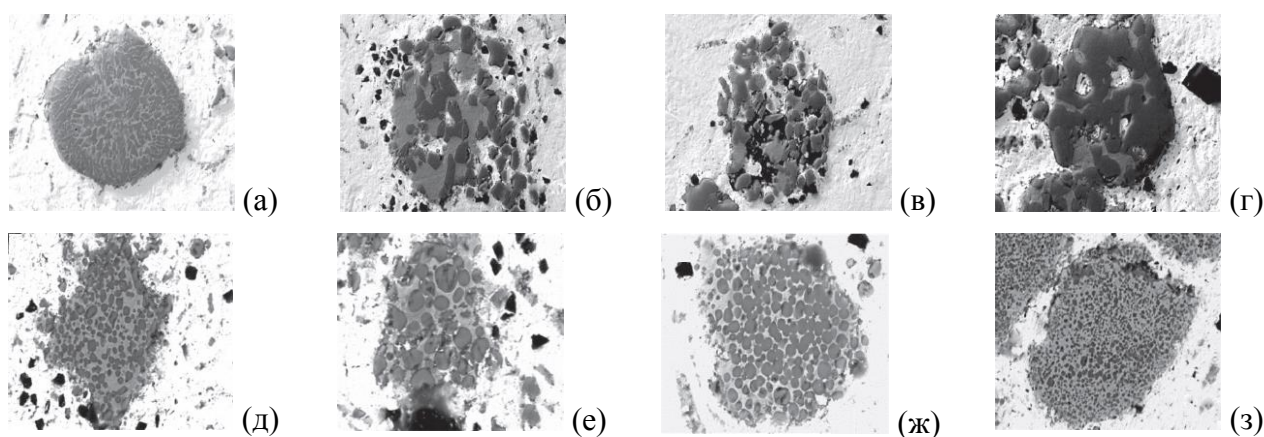


Рис. 1. СЭМ микрофотографии поперечного сечения композиционных частиц Cr₃C₂-21%об.NiCr (а)-(г) и TiC-30%об.NiCr (д)-(е).

Показано, что износостойкость детонационных покрытий из синтезированного в свободном режиме горения порошка TiC-30%об.NiCr, измеренная по стандарту ASTM G65, на 25% превосходит износостойкость детонационных покрытий, полученных, при прочих равных условиях, из указанного коммерческого порошка Cr₃C₂-21%об.NiCr.

Публикации:

Солоненко О.П., Овчаренко В.Е., Ульяницкий В.Ю., Чесноков А.Е., Батраев И.С., Влияние микроструктуры СВС порошков карбид титана – нихром на свойства детонационных покрытий // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2016, № 10, С. 56–63.