



**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
CENTRO TECNOLÓGICO
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO**

RODRIGO XAVIER DE ALMEIDA LEÃO

**FORMAÇÃO DE POEIRA NO EMPILHAMENTO DE MATERIAIS
A GRANEL**

Vitória, ES
2022



**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
CENTRO TECNOLÓGICO
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO**

RODRIGO XAVIER DE ALMEIDA LEÃO

**FORMAÇÃO DE POEIRA NO EMPILHAMENTO DE MATERIAIS
A GRANEL**

Dissertação/Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito parcial para obtenção do Grau de Mestre/Doutor em Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. Humberto Belich
Coorientador: Prof. Dr. Márcio Ferreira Martins

Aprovado em 29 de junho de 2022.

Vitória, ES
2022

Ficha catalográfica disponibilizada pelo Sistema Integrado de Bibliotecas - SIBI/UFES e elaborada pelo autor

L433f Leão, Rodrigo Xavier, 1985-
FORMAÇÃO DE POEIRA NO EMPILHAMENTO DE MATERIAIS A GRANEL / Rodrigo Xavier Leão. - 2022.
89 f. : il.

Orientador: Humberto Belich.

Coorientador: Márcio Ferreira Martins.

Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) - Universidade Federal do Espírito Santo, Centro Tecnológico.

1. Simulação. 2. Camada limite. 3. Partículas. 4. Poeira. 5. Minérios de ferro. 6. Física. I. Belich, Humberto. II. Martins, Márcio Ferreira. III. Universidade Federal do Espírito Santo. Centro Tecnológico. IV. Título.

CDU: 621

Rodrigo Xavier de Almeida Leão
Formação de Poeira no Empilhamento de Materiais a Granel

O presente trabalho em nível de doutorado foi avaliado e aprovado por banca examinadora composta pelos seguintes membros:

Prof. André Luiz Amarante Mesquita, Ph.D.
Universidade Federal do Pará - UFPA

Prof. Luis Paulo Silveira Machado, D. Sc.
Universidade Federal do Pará - UFPA

Dr. Leandro Silva Amorim
Universidade Federal do Espírito Santo - UFES

Prof. Carlos Augusto Cardoso Passos, D.Sc.
Universidade Federal do Espírito Santo - UFES

Prof. Márcio Ferreira Martins, Ph.D.
Universidade Federal do Espírito Santo - UFES
Coorientador

Prof. Humberto Belich, Ph.D.
Universidade Federal do Espírito Santo - UFES
Orientador

Certificamos que esta é a **versão original e final** do trabalho de conclusão que foi julgado adequado para obtenção do título de **Doutor em Engenharia Mecânica** na data de 29 de junho de 2022.

Vitória, 2022

Dedicado às mulheres da minha vida: minha
esposa Elza Cléa, minha mãe e minha irmã.
E meu fiel companheiro Floyd.

AGRADECIMENTOS

Agradeço à minha esposa, grande amiga e companheira, assim como aos meus pais e minha irmã por todo apoio nesta jornada. Agradeço ao professor Dr. Humberto Belich que é capaz de transmitir conhecimentos complexos com exemplos simples e poucas palavras. Também ao professor Dr. Márcio Ferreira Martins que nos recebeu de braços abertos no LFTC e compartilhou seus conhecimentos em simulação computacional. Ao professor Dr. André Amarante Mesquita que inúmeras vezes ajudou a traçar o caminho correto. Agradeço ao colega de trabalho e amigo Dr. Leandro Silva Amorim não só pelas contribuições neste estudo, mas também pelas palavras de amizade em tempos difíceis. Agradeço a Enrico Sarcinelli, bolsista de iniciação científica neste estudo, por toda a contribuição e trocas de aprendizado que foram fundamentais para o desenvolvimento deste trabalho. Agradeço também a todos os colegas do LFTC com os quais tive oportunidade de conviver por estes anos e de forma geral a todos os membros do PPGEM e da UFES. O presente trabalho foi realizado com o apoio da Fundação de Amparo e Desenvolvimento da Pesquisa (FADESP) através da concessão de bolsa de estudo.

“Deus não joga dados com o Universo”.

(ALBERT EINSTEIN)

RESUMO

Trata-se de um estudo sobre a formação de poeira que ocorre durante o empilhamento de materiais a granel. A formação de poeira ocorre pela suspensão de micropartículas para a atmosfera que são facilmente transportadas por grandes distâncias por correntes de ar de baixa intensidade. São apresentados métodos autorais para modelagem e análise da formação da poeira incluindo o desenvolvimento de um Modelo Lagrangeano de Deslocamento de Partículas (MLDP), a solução analítica do campo de pressão, solução computacional do campo de velocidades utilizando Computational Fluid Dynamics (CFD), avaliação das regiões de escoamento de ar, cálculo da vazão de ar induzida e o mapeamento das dimensões de partículas capazes de serem transportadas pelo meio fluido. Os resultados demonstram que se o empilhamento possuir altura de queda superior à altura de queda crítica, a aceleração da camada limite na interface sólido-fluido dá origem a um gradiente de pressão induzindo um vórtice toroidal próximo à zona de impacto, seguido da expansão e descolamento da camada limite de poeira. O campo de velocidades sofre uma alteração significativa e desenvolve correntes de ar ascendentes e caminhos preferenciais de escape para as micropartículas. A probabilidade de o processo gerar poeira depende fundamentalmente das dimensões físicas do empilhamento assim como do tipo e granulometria do material cujas colisões entre os grãos produzem nanopartículas sólidas que se mantêm suspensas no ar, alterando as propriedades do ambiente próximo e a capacidade de difusão de poeira.

Palavras-chave: Empilhamento; Material a Granel; Camada Limite; Vórtice; Poeira.

ABSTRACT

This is a study on the formation of dust that occurs during the stacking of bulk materials. Dust formation occurs by the suspension of microparticles easily transported to the atmosphere and over large distances by low-intensity air currents. Presents authorial methods for modeling and analysis of dust formation, including the development of a Lagrangian Particle Displacement Model (MLDP), analytical solution of the pressure field, computational solution of the velocity field through Computational Fluid Dynamics (CFD), evaluation of air flow regions, a model for the induced air flow and the mapping of particle dimensions capable to be transport by the fluid medium. The results demonstrate that if the stacking has a drop height greater than the critical one, the boundary layer acceleration at the *core*-fluid interface gives rise to a pressure gradient leading to the formation of a toroidal vortex near the impact zone, follow by expansion and detachment of the dust boundary layer. The velocity field undergoes a meaningful change and develops ascending updrafts and preferential escape paths for the microparticles. The probability of the process generating dust depends fundamentally on the physical dimensions of the stacking, as well as the type and granulometry of the material whose collisions between the grains generates nanoparticles that remain suspended in the surrounding air, altering the nearby environment and the dust's ability to diffuse.

Keywords: Stacking; Bulk Material; Boundary Layer; Vortex; Dust.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1. Empilhamento de material a granel.....	16
Figura 2. “Pó preto” em Vitória – ES.....	17
Figura 3. Massa específica de alguns materiais.....	17
Figura 4. Microescala	18
Figura 5. Camada limite sobre uma placa plana devido ao não deslizamento na interface	20
Figura 6. Conceitos da camada limite viscosa sobre uma placa plana	21
Figura 7. Camada limite sob influência de um gradiente de pressão favorável	22
Figura 8. Camada limite sob influência de um gradiente de pressão desfavorável.....	23
Figura 9. escoamento de ar em torno de um aerofólio e separação da camada limite (<i>estol</i>)..	24
Figura 10. Recirculação nas costas de um aerofólio	24
Figura 11. Camadas limite turbulenta e laminar	25
Figura 12. Camada limite turbulenta em uma placa plana	26
Figura 13. Propagação da camada limite turbulenta com o aumento do número de Reynolds.	26
Figura 14. <i>Core</i> e frações mais leves de material.....	27
Figura 15. Vazão de ar induzida.....	27
Figura 16. Modelos extremos para o escoamento de materiais a granel em queda.....	29
Figura 17. Aparato experimental para caracterização de um empilhamento	30
Figura 18. Queda de materiais a granel, resumo conceitual	31
Figura 19. Coeficiente de arrasto em relação ao número de Reynolds relativo	34
Figura 20. Aceleração de micropartículas esféricas caindo em ar puro quiescente	35
Figura 21. Velocidade de micropartículas caindo em ar puro quiescente	37
Figura 22. Tempo terminal de micropartículas ($\log_2\text{-}\log_2$)	37
Figura 23. Reynolds relativo para micropartículas caindo em ar puro quiescente.....	38
Figura 24. Coeficiente de arrasto para micropartículas caindo em ar puro quiescente	39
Figura 25. Coeficiente de arrasto terminal de micropartículas em ar puro quiescente	39
Figura 26. Diâmetro de transição entre os regimes Stokeano e Newtoniano em função da razão de massas específicas [ρ_d/ρ_c] em três meios diferentes: Ar, Água e Poeira	40
Figura 27. Métodos utilizados para análise da formação de poeira.....	42
Figura 28. Contorno da solução do campo de pressão	43
Figura 29. Desenho esquemático do “VC” para solução do campo de velocidade.....	44
Figura 30. Velocidade do <i>core</i> em função da distância percorrida a partir do reservatório.....	46

Figura 31. Tempo de suspensão para partículas de diâmetro inferior a 20 μm soltas a 1m de altura em ar puro quiescente.....	47
Figura 32. Capacidade de transporte em ar puro para $ V = 0.1 \text{ m/s}$	50
Figura 33. Constante do termo de aceleração. Modelo Stokeano em linhas contínuas ($f = 1$) e modelo Newtoniano em linhas tracejadas ($f = 0.445$)	52
Figura 34. Simulação MLDP de uma esteira transportadora de minério de ferro.....	53
Figura 35. Alterações no campo de pressão com o incremento da altura de queda	54
Figura 36. Regiões do campo de velocidade próximo ao empilhamento.....	55
Figura 37. MLDP aplicado no campo de velocidade próximo ao empilhamento	56
Figura 38. Magnitude da velocidade próximo à zona de impacto (vórtice).....	57
Figura 39. Perfis das componentes verticais de velocidade.	57
Figura 40. Hidrodinâmica envolvida na formação de poeira	58
Figura 41. Simulação MLDP de partículas de minério de ferro lançadas de uma esteira.....	59
Figura 42. Diferença de pressão em função da altura de queda do empilhamento.....	60
Figura 43. Alterações nos campos de pressão e velocidade ao ultrapassar a <i>altura de queda crítica</i>	61
Figura 44. Alterações no campo de velocidade ao ultrapassar a <i>altura de queda crítica</i>	62
Figura 45. Alteração nas linhas de corrente (<i>streamlines</i>) ao ultrapassar a <i>altura de queda crítica</i>	63
Figura 46. Expansão da camada limite com aumento da altura de queda.....	64
Figura 47. Diâmetro da camada limite em função da altura de queda	64
Figura 48. Camada limite em um fluido acelerado contra uma placa plana seguida de uma esfera.....	65
Figura 49. Modelagem Gaussiana dos perfis de velocidade	65
Figura 50. Vazão de ar induzida em relação à altura de queda adimensional.....	66
Figura 51. Resultados analíticos, CFD e empíricos de vazão de ar induzida.....	66
Figura 52. Plano de solução 3D do campo de velocidades por acoplamento DEM-CFD.....	69
Figura 53. Mapa da capacidade de transporte próxima a um empilhamento	69
Figura 54. Mecanismos responsáveis pela formação de poeira na queda de materiais a granel	70
Figura 55. Formatos aproximados do <i>core</i> nos empilhamentos de esteira e cilíndrico	72
Figura 56. Deslocamento de uma partícula solta em ar puro quiescente	87

LISTA DE TABELAS

Tabela 1: Parâmetros dos modelos de vazão de ar induzida de Cooper e Arnold (1995).....	29
Tabela 2: Dimensões, propriedades e configurações do OpenFoam.....	42
Tabela 3: Três primeiros graus da escala de Beaufort.....	49
Tabela 4: Capacidade de transporte “ $D_{0.1}$ ” e diâmetro de transição Stokeano - Newtoniano “ D_{SN} ”.....	50
Tabela 5: Parâmetros dos novos modelos de vazão de ar induzida.....	68
Tabela 6: Equações aplicadas no estudo da formação de poeiras em empilhamentos.....	71

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CFD	Computational Fluid Dynamics
DEM	Discrete Element Method
FEM	Finite Element Method
IBGE	Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística
IoT	Internet of Things
IPCC	Intergovernmental Panel in Climate Change
ISO	International Organization for Standardization
MLDP	Modelo Lagrangeano de Deslocamento de Partículas
MTA	Milhões de Toneladas por Ano
MVF	Método dos Volumes Finitos
NR	Norma Regulamentadora
ONU	Organização das Nações Unidas
WCED	World Commission of Environment and Development

LISTA DE SÍMBOLOS

D → Diâmetro de uma partícula [m]

ρ → Massa específica [kg/m³]

ϕ → Fração volumétrica [%]

η → Viscosidade cinemática [m²/s]

N → Viscosidade cinemática computacional [m . m²/s]

\dot{m} → Vazão mássica de material [kg/s]

D_c → Diâmetro do *core* [m]

H → Altura de queda [m]

H/D_c → Altura de queda adimensional [-]

$\Delta P = P_H - P_L$ → Diferença de pressão [Pa]

Q → Vazão de ar induzido [m³/s]

Γ → Circulação [m²/s]

v_{core} → Velocidade do *core* [m/s]

$m = \rho \mathcal{V}$ → Massa de uma partícula [kg]

$\mathcal{V} = \pi D^3/6$ → Volume de uma partícula esférica [m³]

$b = (\rho_d - \rho_c) \mathcal{V}$ → Termo de flutuabilidade ou empuxo [kg]

A_p → Área projetada da partícula [m²]

$k = 3 \pi \eta_c \rho_c D$ → Constante de arrasto [kg/s]

C_D → Coeficiente de arrasto [-]

$f = C_D Re_r/24$ → Fator de arrasto [-]

$Re_{r(i)} = |V_i - u_i| D/\eta$ → Número de Reynolds Relativo [-]

$\vec{u}_{i(t)}$ → Velocidade da partícula na direção “i” no instante “t” [m/s]

$\mathbf{V} = \vec{V}(r, z)$ → Campo de velocidade do meio contínuo [m/s]

\vec{a}_i → Aceleração da partícula [m/s²]

$r(t)$ → Deslocamento da partícula [m]

Δt → Time step [s]

D_{ce} → Diâmetro de esteira [m]

L → Largura de uma esteira [m]

V_e → Velocidade da esteira [m/s]

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	15
1.1	MOTIVAÇÃO: A POEIRA GERADA POR MATERIAIS A GRANEL	16
2	ESTADO DA ARTE	20
2.1	CAMADA LIMITE VISCOSA	20
2.1.1	Fundamentos da Camada Limite Viscosa	21
2.1.2	Efeitos de Gradientes de Pressão sobre a Camada Limite Viscosa	22
2.1.3	Camada Limite Turbulenta	24
2.2	VAZÃO DE AR INDUZIDA	27
2.3	DESLOCAMENTO DE MICROPARTÍCULAS EM MEIO CONTÍNUO	32
2.3.1	Equações do Movimento para Micropartículas em Regime Stokeano	34
2.3.2	Estado Terminal	35
	Velocidade e Tempo	36
	Número de Reynolds Relativo	38
	Coeficiente de Arrasto	38
	Diâmetro de Transição entre os Regimes Stokeano e Newtoniano	40
3	OBJETIVOS	41
4	MÉTODOS	42
4.1	EQUAÇÃO DO CAMPO DE PRESSÃO	43
4.2	SOLUÇÃO DO CAMPO DE VELOCIDADE	44
4.2.1	Velocidade da Camada Limite na Interface Core – Fluido	45
4.2.2	Ajuste da Viscosidade	46
4.2.3	Perfis de Velocidade	48
4.3	CAPACIDADE DE TRANSPORTE	49
4.3.1	Modelo Lagrangeano de Deslocamento de Partículas (MLDP)	51
5	RESULTADOS	54
5.1	CAMPOS DE PRESSÃO E VELOCIDADE	54
5.2	ALTURA DE QUEDA CRÍTICA	59
5.2.1	Consequências de Ultrapassar a Altura de Queda Crítica	60
5.2.2	Expansão da Camada Limite	63
5.3	VAZÃO DE AR INDUZIDA	65
5.4	MAPEAMENTO DA CAPACIDADE DE TRANSPORTE	68
5.5	RESUMO GRÁFICO E EQUAÇÕES	70
5.5.1	Equações para Empilhamento tipo Esteira	72
6	CONCLUSÃO	73
7	REFERÊNCIAS	75

1 INTRODUÇÃO

O século XXI vem sendo marcado por diretrizes e ações no sentido de reduzir os efeitos das mudanças climáticas extremas já consideradas inevitáveis e irreversíveis a curto prazo pela sociedade científica (IPCC, 2021), uma vez que ultrapassamos alguns pontos de não retorno do planeta (NRC, 2011). Nessa perspectiva, observa-se a tendência de investimentos em tecnologias capazes de reduzir os impactos socioambientais das atividades industriais, agregando valor à filosofia da sustentabilidade e desenvolvimento sustentável.

A expressão “desenvolvimento sustentável” foi cunhada no Relatório Nosso Futuro Comum, conhecido como “Relatório Brundtland”, publicado em 1987 pela Comissão Mundial sobre o Meio Ambiente e o Desenvolvimento (WCED, 1987), da Organização das Nações Unidas (ONU, 1983). Nesse relatório definiu-se que um processo sustentável, no mínimo, não deve oferecer riscos aos sistemas naturais que sustentam a vida na Terra: atmosfera, águas, solos e seres vivos.

A sustentabilidade universal só será alcançada pela transformação do sistema tradicional em uma economia sustentável estimulada por meio de diretrizes governamentais no sentido da conscientização ecológica (DAVID, et al., 2000; BRANDT, et al., 2012) incluindo incentivos a grandes companhias privadas e conglomerados para que invistam em energias limpas, redução do consumo de petróleo e seus derivados, limpeza dos oceanos, mercado de carbono, entre outros (KIM, et al., 2021).

Nesse contexto, irrompe a 4ª Revolução Industrial disponibilizando diversas tecnologias capazes de reduzir falhas e orientar de forma mais eficiente os processos de tomada de decisão (DRATH, et al., 2014). A indústria 4.0 faz uso dessas tecnologias disruptivas que seguem evoluindo tanto nas áreas acadêmica quanto industrial, como a nanotecnologia, realidade virtual, internet das coisas (IoT), impressão 3D, inteligência artificial, ciência de dados, Computational Fluid Dynamics (CFD), Finite Element Method (FEM) e Discrete Element Method (DEM).

A engenharia de simulação aplica essas ferramentas na reprodução digital de processos industriais, ou naturais, possibilitando avaliar de maneira antecipada a eficiência do sistema quando expostos às condições reais de operação e identificar pontos passíveis de se tornarem nós críticos, assim como realizar testes e intervenções digitais para apontar as melhores formas de atuação e alternativas de solução.

Neste trabalho, realizado no Laboratório de Fenômenos de Transporte Computacional da Universidade Federal do Espírito Santo (LFTC -UFES) em parceria com a Universidade Federal do Pará (UFPA) e a companhia mineradora VALE S.A., utilizou-se CFD associado a modelos analíticos e algoritmos autorais no estudo dos mecanismos envolvidos na formação de poeira durante o empilhamento de materiais a granel.

1.1 MOTIVAÇÃO: A POEIRA GERADA POR MATERIAIS A GRANEL

Inaugurado em 1966, o Complexo Portuário de Tubarão é um terminal graneleiro controlado pela empresa VALE S.A. localizado na ponta do Tubarão em Vitória, capital do estado do Espírito Santo, situada a 20°19'09' de latitude sul e 40°20'50' de longitude oeste, com uma população estimada em 370 mil habitantes (IBGE, 2022). É considerado um marco na história econômica do Estado tendo sido consagrado como o maior produtor de minério de ferro e pelotas do mundo, atualmente é responsável pela movimentação de cerca de 100 milhões de toneladas por ano (MTA) de materiais a granel (VALE S.A., 2020).

Materiais a granel são formados por grãos irregulares e pulverulentos por natureza como, por exemplo, areia, argila, sal, açúcar, cereais, minério de ferro e carvão. Na indústria mineradora por questão de logística, o material é usualmente armazenado em pilhas no pátio viabilizando a estocagem de grandes quantidades pelo tempo necessário e a baixo custo.

O empilhamento é o processo pelo qual o material a granel é lançado sobre o ponto de estocagem como ilustrado na Figura 1 para três diferentes equipamentos, da esquerda para direita: uma esteira, uma roda de caçamba e uma lança. O tipo e disposição das pilhas no pátio depende do método de empilhamento sendo comuns os *Chevron*, *Windrow* e *Cone Shell* (MACIEL, et al., 2013). O ângulo de repouso, ou inclinação da pilha, é característico do material sendo usualmente de 15° a 45° (HAMZAH, et al., 2018).

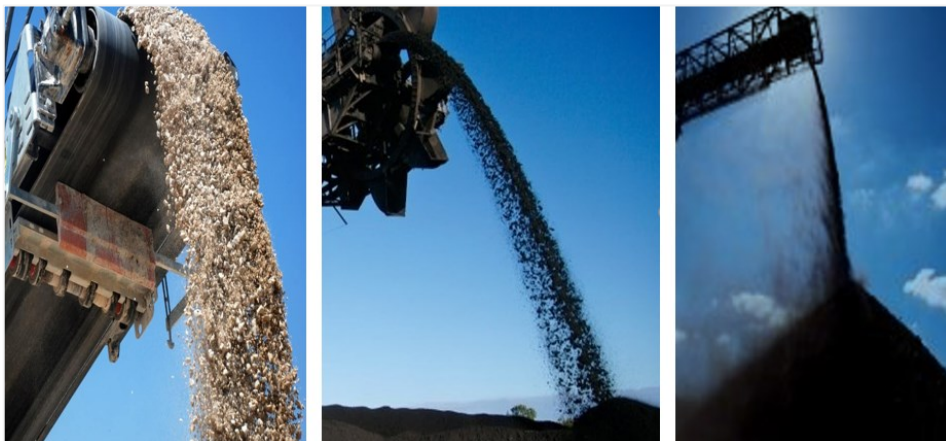


Figura 1. Empilhamento de material a granel. Fonte: Google Images.

A poeira gerada in loco ocorre pela suspensão de micropartículas (pó) oriundas de choques mecânicos entre os grãos do material durante seu manuseio ou transporte. Gerada em grande escala e sem controle, a poeira pode se espalhar com facilidade causando diversos tipos de danos socioambientais (PINHEIRO, 2012). Neste contexto encontra-se o caso do vulgarmente chamado “pó preto” presente na cidade de Vitória que afeta significativamente o meio ambiente e a qualidade de vida da população, como demonstrado na Figura 2.



Figura 2. “Pó preto” em Vitória – ES. Fonte: Nobres, 2016 e TribunaOnline, 2021.

As características da poeira, incluindo sua tendência à suspensão ou deposição, estão diretamente relacionadas às propriedades do material que originou o pó. Uma propriedade determinante é a massa específica cujo valor é apresentado no gráfico da Figura 3 para alguns materiais da indústria, destacando os usualmente transportados a granel.

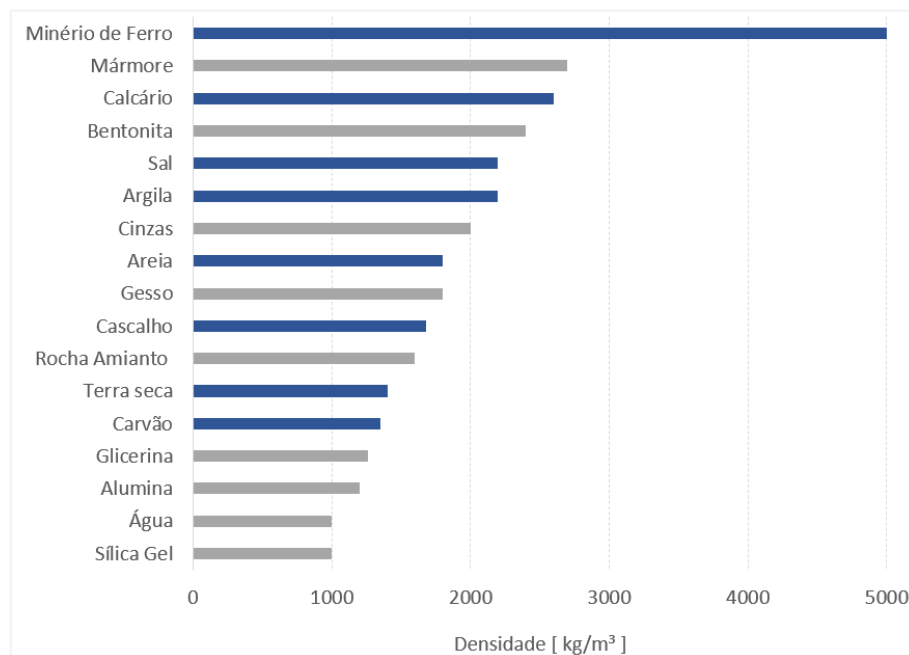


Figura 3. Massa específica de alguns materiais. Fonte: próprio autor.

Apesar dos materiais a granel no setor de mineração possuírem alta massa específica, as micropartículas são extremamente pequenas e suscetíveis ao transporte eólico como pode ser observado na Figura 4.

Alvéolos Pulmonares	Areia	Fio de Cabelo	Pólen	Material Particulado	Grão de Argila	Coronavírus
200 μm	60 μm	50 μm	10 μm	2 μm	0.2 μm	

Figura 4. Microescala. Referências: Ochs , 2004; ABNT, 1995; Lopes , 2004; Raymond, 2015 ; EPA, 2022 e Masters 2006. Fonte: próprio autor.

Micropartículas podem penetrar pelas vias aéreas e quanto menor sua dimensão, mais profunda sua deposição no trato respiratório (TENA, et al., 2012). As doenças pulmonares causadas pelo acúmulo de poeira nos pulmões são denominadas pneumoconioses (CAPITANI, et al., 2006) e quando proveniente da mineração a poeira pode ainda conter metais pesados que aumentam sua nocividade (NEMERY, 1990; SOUZA, et al., 1998; HAMZAH, et al., 2016; MOURÃO, 2022).

Metais pesados dispersos no meio ambiente invadem a cadeia alimentar e culminam em um processo de bioacumulação, resultante da exposição contínua de um ser vivo a poluentes em excesso o que faz com que sua taxa de absorção seja maior que sua capacidade de metabolização. A introdução desses poluentes na cadeia alimentar costuma ocorrer pela contaminação do ambiente marinho de onde passam a ser transferidos por meio da alimentação aos níveis tróficos superiores com acúmulo progressivo, de forma que os animais do topo retêm em seu organismo uma concentração maior se comparado aos níveis inferiores. Tal fenômeno é denominado biomagnificação (CHOJNACKA, et al., 2014).

Considerando que a exposição a poluentes se dá de diferentes maneiras, cabe ressaltar os limites de tolerância à exposição de poeiras em ambientes laborais. No Brasil, estão estabelecidos na Norma Regulamentadora (NR) N° 15 do Ministério do Trabalho e Previdência que trata de atividades e operações insalubres (BRASIL, 1978). Já parâmetros internacionais podem ser obtidos na ISO: Air quality - Particle size fraction definitions for health-related sampling (ISO, 1995).

Tendo em vista os efeitos prejudiciais da poeira advinda da mineração e outros processos industriais, torna-se premente o desenvolvimento de métodos para sua mitigação (CECALA, et al., 2019). A seguir, são descritos alguns tradicionalmente utilizados:

- **Enclausuramento:** o processo ocorre em um sistema fechado impedindo o escape da poeira que deve ser descartada de forma adequada. A vazão de ar gerada pelo processo (vazão de ar induzida) deve ser estimada para o correto dimensionamento do sistema de exaustão (CHEN, et al., 2010).
- **Filtragem:** a poeira coletada é direcionada para um filtro, normalmente através da combinação coifa/exaustor. Assim como no enclausuramento, é fundamental o dimensionamento correto das correntes de exaustão considerando o tipo de material e as dimensões das partículas (ORGANISCAK, et al., 2005; LOGACHEV, et al., 2020).
- **Bloqueio de vento:** uma tela porosa (*wind-fence*) é instalada a fim de evitar correntes de ar sobre o processo (KIRICHENKO, et al., 2017; KIM, et al., 2018).
- **Aspersão de supressor:** o material é umedecido com fluido supressor, aplicado na forma de gotas através de um bico spray. O supressor reduz a capacidade de suspensão e favorece a deposição das partículas. É necessário a correta seleção do fluido supressor, tipo de bico, localização e ângulo de aplicação (FASCHINGLEITNER, et al., 2011; DING, et al., 2020; LI, et al., 2020).

Apesar dos métodos disponíveis, o tipo de poeira e seus mecanismos de origem são distintos em cada processo, dessa forma, a eficiência em sua mitigação depende também da compreensão dos fenômenos físicos envolvidos em cada caso. Este estudo visa responder, pelo menos em parte, a seguinte questão: *Como ocorre a formação de poeira em empilhamentos de materiais a granel?*

Partindo de conceitos e fundamentos disponíveis na literatura, foi desenvolvido um modelo híbrido constituído por métodos analíticos e CFD que permite compreender como o empilhamento altera o ambiente ao seu redor e induz o surgimento de correntes de ar capazes de transportar micropartículas para a atmosfera. Validado com base em dados empíricos disponíveis na literatura, seus resultados revelam princípios envolvidos na formação e dispersão da poeira que se devidamente considerados, podem aumentar a eficiência dos métodos tradicionalmente utilizados em sua mitigação.

A movimentação das massas de ar ao redor do empilhamento que são responsáveis pela suspensão das micropartículas se dá por fenômenos relacionados à camada limite viscosa que se forma na interface material-ar, cujos fundamentos básicos são discutidos a seguir.

2 ESTADO DA ARTE

2.1 CAMADA LIMITE VISCOSA

No início do século XX, Ludwig Prandtl introduziu o conceito de camada limite para descrever o comportamento de um fluido na interface de contato com um sólido. De forma geral, é uma fina camada fluida que se forma sobre a superfície sólida na qual os efeitos viscosos estão concentrados e não podem ser desprezados (HAZEN, 1968).

Havendo movimento relativo entre os meios, a fricção na interface leva as moléculas do fluido a aderirem à parede sólida gerando atrito, o que faz com que a velocidade na interface seja igual para ambos os meios. Esta é uma observação experimental denominada *condição de não deslizamento*, demonstrada na Figura 5 (ABERNATHY, 1970).

O fluido que se aproxima de uma placa plana com ângulo de incidência zero e perfil de velocidades constante de intensidade “ V_{∞} ” (velocidade de corrente livre) no momento “ t_0 ” da Figura 5A, ao entrar em contato com a placa terá velocidade anulada na interface [$V = 0$] devido ao não deslizamento como demonstrado na Figura 5B.

A desaceleração sofrida inicialmente pela camada de fluido em contato com o sólido na interface em “ t_1 ” é transmitida por meio da tensão de cisalhamento viscosa para as camadas fluidas adjacentes e introduz vorticidade ao escoamento que se mantém em uma região de espessura “ δ ” próxima à placa, denominada *camada limite viscosa*.

No exemplo, o fluido se move ao redor de um sólido em repouso que causa sua desaceleração na interface, no caso oposto em que o sólido se move através do fluido ocorre aceleração, o que faz com que o meio fluido tenha maiores velocidades próximo à interface.

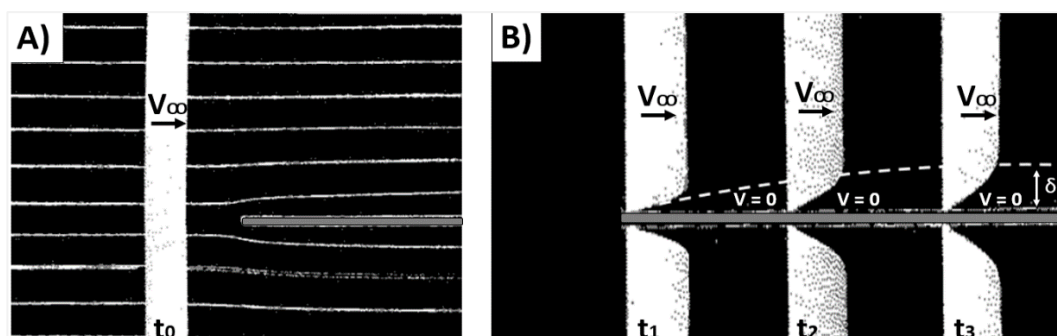


Figura 5. Camada limite sobre uma placa plana devido ao não deslizamento na interface.

Fonte: adaptado de Abernathy (1970).

2.1.1 Fundamentos da Camada Limite Viscosa

Dois momentos durante a evolução da camada limite viscosa sobre uma placa plana são ilustrados na Figura 6, na qual o fluido que se move com velocidade “ V_∞ ” atinge a placa que se move com velocidade “ V_p ” e pela condição de não deslizamento as velocidades se igualam na interface em “ t_1 ”.

Em “ t_2 ” utiliza-se a notação da velocidade relativa entre os meios “ U_∞ ” de forma que $[U_\infty = 0]$ na interface e $[U_\infty = V_\infty - V_p]$ na corrente livre. A espessura “ δ ” da camada limite é obtida por aproximação, determinando a distância da placa em que a velocidade se iguala a 99% da velocidade de corrente livre $[U_{99} = 0.99 U_{\infty \max}]$.

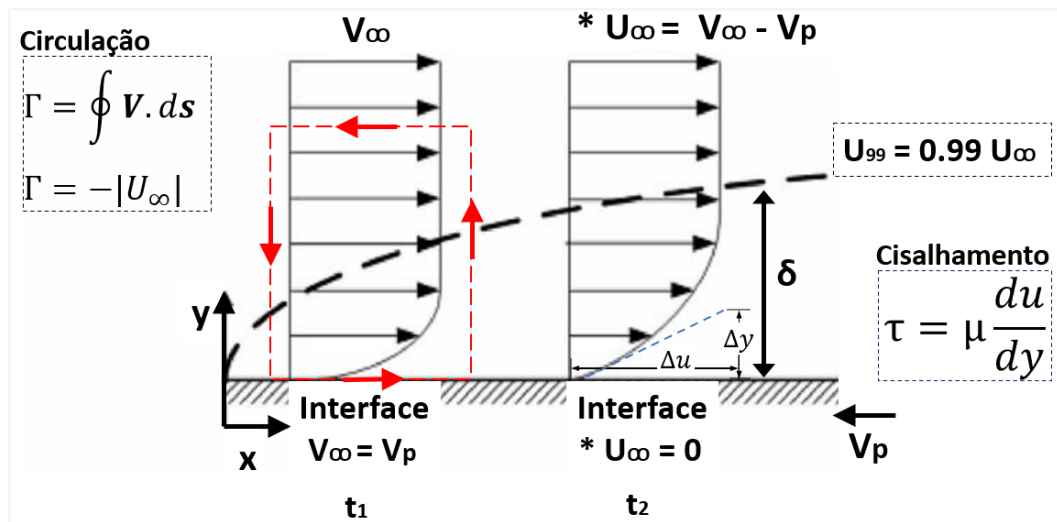


Figura 6. Conceitos da camada limite viscosa sobre uma placa plana. Fonte: próprio autor.

A tensão de cisalhamento “ τ ” se relaciona ao gradiente de velocidades “ du/dy ” pela Eq. 1 onde “ μ ” é a viscosidade dinâmica do fluido. Assim, a redução no gradiente de velocidade entre “ t_1 ” e “ t_2 ” é acompanhado de uma redução na tensão de cisalhamento.

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad \text{Eq. 1}$$

O teorema de Stokes na Eq. 2, uma aplicação do teorema de Green, afirma que a integral de área do vetor vorticidade “ $\omega = \nabla \times \mathbf{V}$ ” em um contorno fechado, é igual à integral de linha do vetor velocidade “ \mathbf{V} ” sobre este mesmo contorno, resultando na circulação “ Γ ”.

$$\Gamma = \iint \omega \cdot d\mathbf{A} = \oint \mathbf{V} \cdot d\mathbf{s} \quad \text{Eq. 2}$$

Aplicado sobre um volume de controle com aresta de dimensão igual a unidade e comprimento maior que “ δ ” (vermelho tracejado) demonstra-se que a vorticidade no interior da camada limite é constante [$\Gamma = -|U_\infty|$] e como não existe antes da placa, conclui-se que é introduzida no escoamento pela condição de não deslizamento na interface.

A viscosidade do fluido atua por difusão molecular e distribui a vorticidade transversalmente sobre a placa aumentando a espessura da camada limite, valor que pode ser tomado como indicador da propagação de vorticidade. A espessura da camada limite é inversamente proporcional ao número de Reynolds da placa “ Re_p ” conforme a Eq. 3, na qual “ l ” é o comprimento da placa e “ η ” a viscosidade cinemática do meio fluido, sendo menor para fluidos menos viscosos e maiores velocidades de escoamento (ABERNATHY, 1970).

$$\frac{\delta}{l} = \sqrt{\frac{1}{Re_p}} \quad \text{onde } Re_p = \frac{l U_\infty}{\eta} \quad \text{Eq. 3}$$

2.1.2 Efeitos de Gradientes de Pressão sobre a Camada Limite Viscosa

O comportamento da camada limite quando submetida a um gradiente de pressão favorável (pressão diminui no sentido do escoamento) é apresentado na Figura 7A. O fluido escoava em um canal com coeficiente de contração igual a meio [$A_2/A_1 = 0.5$] que duplica sua velocidade média de escoamento [$V_2 = 2 V_1$].

A diferença de proporções apresentada na Figura 7B, mostra que a redução na espessura da camada limite após a contração ocorre tanto devido à redução na altura “ h ” do canal quanto por adição de vorticidade ao escoamento que acompanha o acréscimo de velocidade [$\Gamma_2 = -2|U_\infty| = 2\Gamma_1$] e aumenta a tensão de cisalhamento trazendo a camada limite para mais próximo da placa.

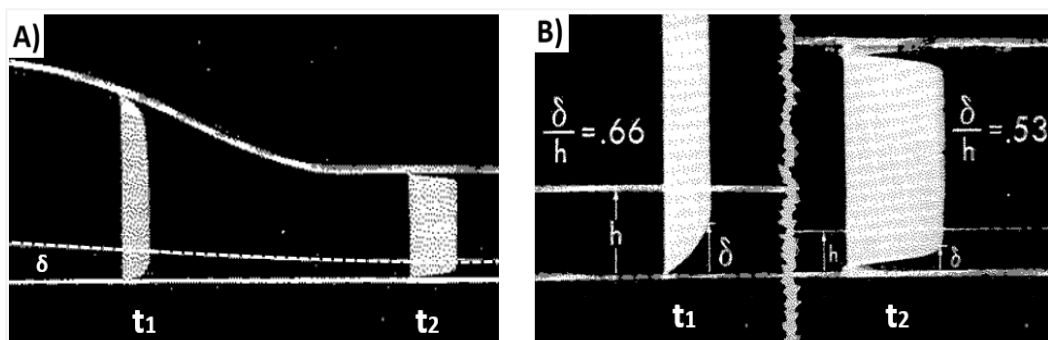


Figura 7. Camada limite sob influência de um gradiente de pressão favorável.

Fonte: adaptado de Abernathy, 1970.

O comportamento da camada limite quando submetida a um gradiente de pressão desfavorável (pressão aumenta no sentido de escoamento) é apresentado na Figura 8. O fluido escoava através de um difusor que reduz a velocidade média do escoamento com consequente redução da tensão de cisalhamento e do gradiente de velocidades.

Pequenos ângulos de abertura do difusor resultam em pequenos incrementos de pressão sobre o escoamento de forma que a camada limite pode sofrer uma redução proporcional em sua velocidade sem se descolar da parede, “ t_1 ” e “ t_2 ” na Figura 8A.

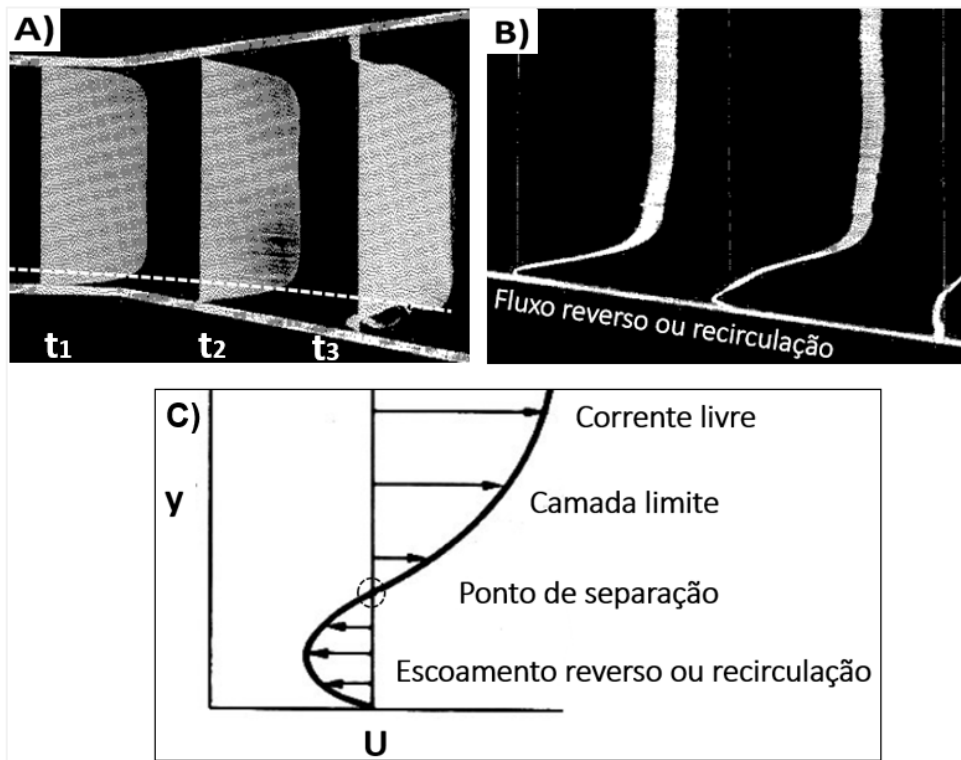


Figura 8. Camada limite sob influência de um gradiente de pressão desfavorável.

Fonte: A) e B) adaptado de Abernathy, 1970; C) próprio autor.

Altos gradientes de pressão ou mesmo baixos gradientes desfavoráveis atuando de forma constante, não podem ser sustentados sem que a tensão de cisalhamento na interface se anule. Nesse instante, inicia-se um escoamento reverso local na superfície da placa como ilustrado na Figura 8B, com o fluido assumindo sentido contrário ao da corrente livre.

O ponto em que a camada limite original se encontra com o fluxo reverso é denominado ponto de separação (Figura 8C) e possui tensão de cisalhamento nula. O fluido acima do escoamento reverso não está mais em contato com o sólido ocorrendo a separação da camada limite que pode ser observada no instante “ t_3 ” da Figura 8A.

Gradientes de pressão podem interferir significativamente no comportamento da camada limite e afetar todo o escoamento. A Figura 9 mostra o comportamento das linhas de corrente (*streamlines*) em torno de um aerofólio submetido a um escoamento de ar.

Para pequenos ângulos de ataque (Figura 9A) as linhas de corrente estão de acordo com as previstas pela teoria dos fluidos invíscidos, porém ao atingir determinada inclinação o gradiente de pressão desfavorável na parte superior causa a separação da camada limite formando uma região de recirculação nas costas do aerofólio (Figura 9B); na aerodinâmica este estado é denominado *estol* e causa perda de sustentação em aeronaves. À medida que o ângulo de ataque aumenta, de 20° para 30° na Figura 10, nota-se maior descolamento da camada limite e expansão da região de recirculação.

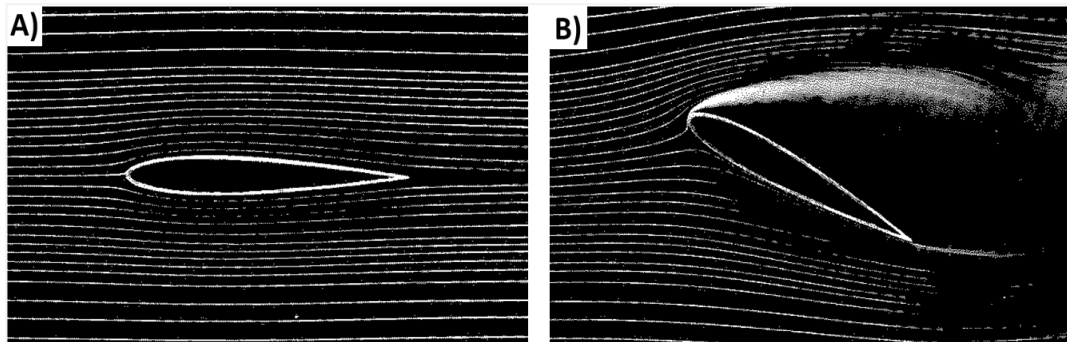


Figura 9. Escoamento de ar em torno de um aerofólio e separação da camada limite (estol).

Fonte: adaptado de Abernathy, 1970.

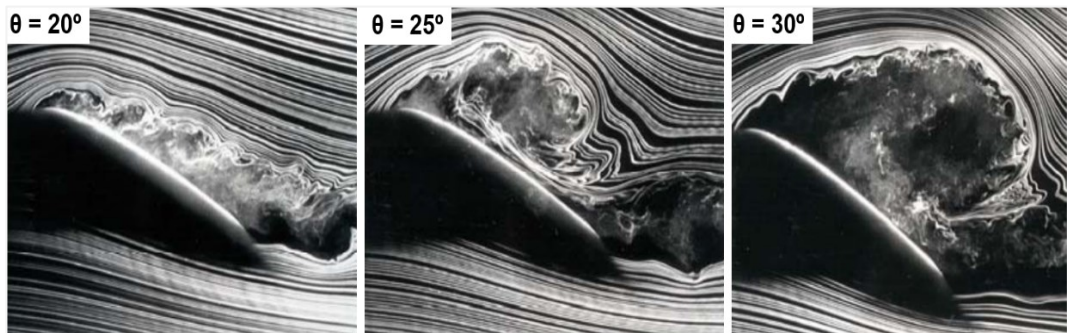


Figura 10. Recirculação nas costas de um aerofólio . Fonte: adaptado de Schreck, et al., 2007.

2.1.3 Camada Limite Turbulenta

Na maioria das situações práticas, o número de Reynolds será elevado e a camada limite será turbulenta. A transição entre os regimes laminar e turbulento se inicia com o aparecimento de ondas Tollmien-Schlichting (T-S) bidimensionais, seguidas de perturbações tridimensionais que são influenciadas por diversos fatores como perturbações na corrente

livre, rugosidade do sólido, gradientes de pressão, vibrações, sons etc. Já a posição na qual a transição se inicia é aleatória no tempo (ABERNATHY, 1970).

A inserção de um obstáculo estimula a ocorrência natural do processo e adianta a transição, na Figura 11A a camada limite na parte inferior da placa é laminar enquanto na parte superior, a turbulência é induzida por um fio sólido colocado no trajeto do escoamento.

O movimento das moléculas de fluido na camada limite laminar é bidimensional, ao passo que na camada limite turbulenta são tridimensionais, de forma que as flutuações turbulentas observadas na Figura 11B foram possíveis pela superposição de imagens e permitem avaliar as oscilações em torno do perfil de velocidades médio.

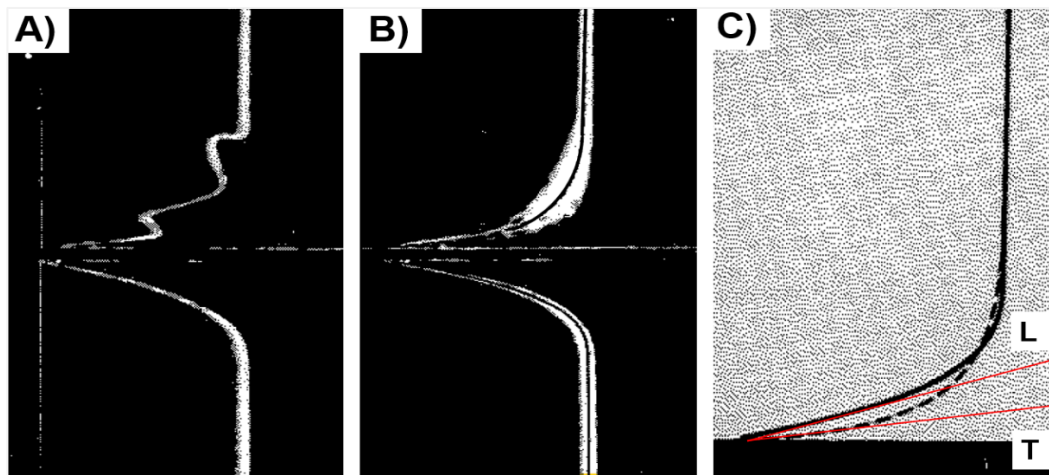


Figura 11. Camadas limite turbulenta e laminar. Fonte: adaptado de Abernathy, 1970.

A camada limite turbulenta possui maior gradiente de velocidades em relação a laminar assim como maior tensão de cisalhamento (Figura 11C). A intensidade da vorticidade é igual em ambos os casos, porém está mais concentrada perto da placa na camada limite turbulenta tornando-a capaz de suportar maiores gradientes de pressão e retardando sua separação (ABERNATHY, 1970).

A região inicial da camada limite turbulenta que se forma sobre uma placa plana se movendo em água, da direita para a esquerda com velocidade constante igual a 0.22 m/s é apresentada na Figura 12, na qual é possível observar o início da turbulência e vórtices já separados. A propagação da camada limite turbulenta com o número de Reynolds pode ser observada na Figura 13.

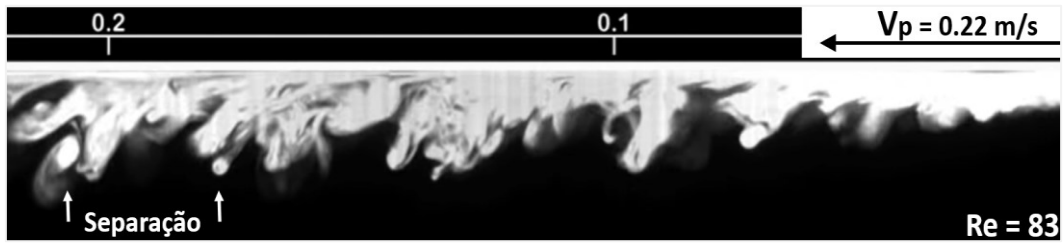


Figura 12. Camada limite turbulenta em uma placa plana. Fonte: adaptado de Lee, et al., 2012.

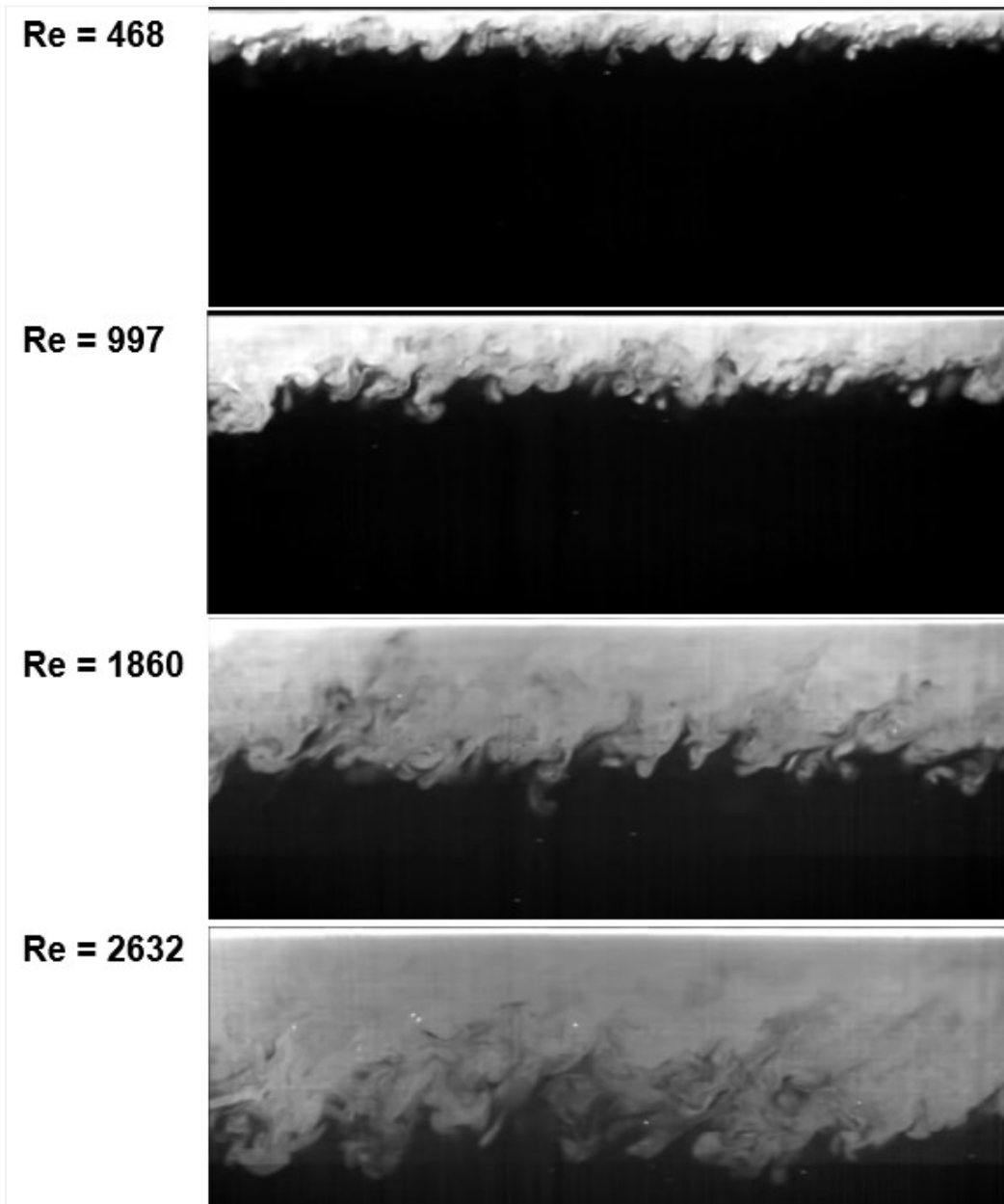


Figura 13. Propagação da camada limite turbulenta com o aumento do número de Reynolds.

Fonte: adaptado de Lee, et al., 2012.

2.2 VAZÃO DE AR INDUZIDA

Em empilhamentos a uma vazão mássica constante e suficiente, forma-se um trajeto preferencial denominado *core* composto pelos grãos mais pesado, enquanto as frações mais leves tendem a ocupar a periferia do escoamento como identificado na Figura 14.

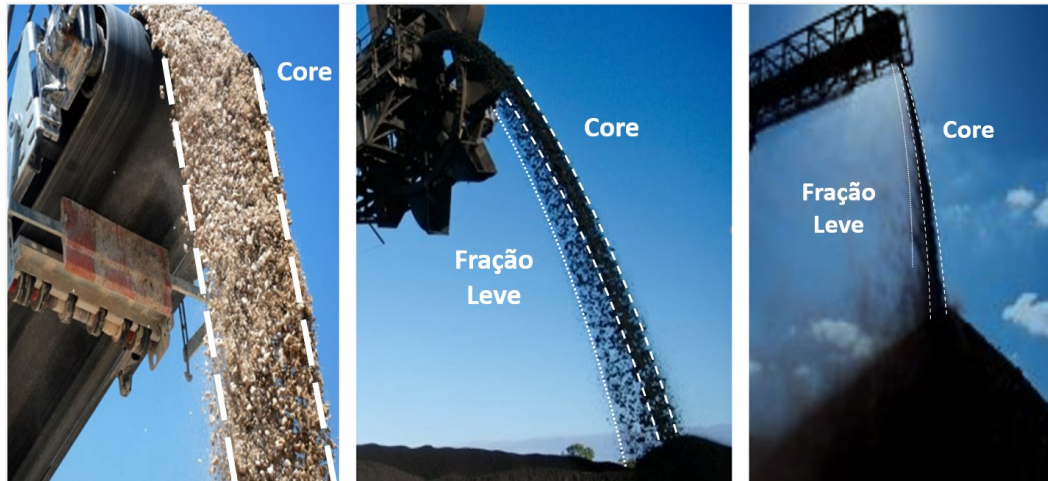


Figura 14. *Core* e frações mais leves de material. Fonte: próprio autor.

A probabilidade de o processo gerar poeira está relacionada à sua capacidade de movimentar o meio fluido ao seu redor como resultado do atrito viscoso entre o material e o ar. A *vazão de ar induzida*, ilustrada na Figura 15, é o volume de ar arrastado pelo material em queda devido ao não deslizamento na interface.

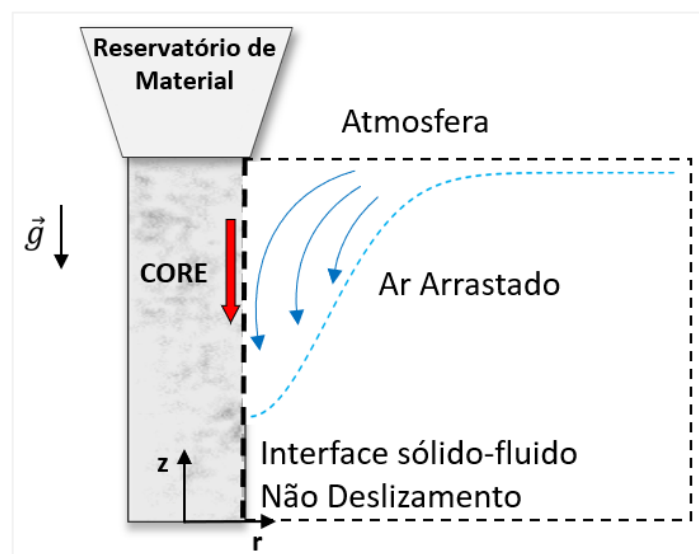


Figura 15. Vazão de ar induzida. Fonte: próprio autor.

O primeiro modelo com a finalidade de quantificar a vazão de ar induzida, apresentado na Eq. 4, foi proposto por Hemeon (1962) partindo das considerações:

- I. Conservação de energia, o trabalho realizado pela força de arrasto do ar sobre uma partícula em queda livre que acelera do repouso até sua velocidade terminal, deve ser igual ao trabalho realizado sobre o ar para acelerá-lo de seu estado quiescente até sua velocidade final;
- II. Não há interações, o efeito da queda de um conjunto de partículas é igual à soma dos efeitos causados pela queda de partículas individuais;

Posteriormente o modelo de arrasto Newtoniano foi incorporado ao modelo de Hemeon gerando o Modelo de Hemeon & Morrison (MORRISON, 1971) que fornece uma estimativa para a vazão de ar induzida, porém diverge de resultados experimentais (ULLMANN, et al., 1998; LIU, 2003; LIU, et al., 2004). Cooper e Arnold (1995) sugerem que o escoamento de materiais a granel em queda deve ocorrer em um regime intermediário dentre os ilustrados na Figura 16 e descritos a seguir:

- A. **Partículas pesadas:** caem coesas formando uma corrente principal, sofrem pouca influência da força de arrasto e sua trajetória é regida preferencialmente pela gravidade.
- B. **Pluma:** partículas leves que sofrem grande ação da força de arrasto e são deslocadas para a periferia do escoamento. O perfil de velocidades destas partículas pode ser aproximado por uma distribuição Gaussiana.

As Eq. 5 e 6, propostas pelos autores, fornecem a vazão de ar induzida “Q” em [m³/s] para os dois modelos, onde “ \dot{m} ” e “ ρ_d ” são a vazão mássica e a massa específica do material, “ D_c ” o diâmetro do *core* e “H” a altura de queda.

$$Q_{Hemeon} = \sqrt[3]{\frac{0.66 g \dot{m} (H A)^2}{D_c \rho_d}} \quad \text{Eq. 4}$$

$$Q_{Part. Pesadas} = [(v_0^2 + 2gH)^{\frac{1}{2}} - v_0] A_0 \quad \text{Eq. 5}$$

$$Q_{Pluma} = C B^{\frac{1}{3}} H^{\frac{5}{3}} \quad \text{Eq. 6}$$

$$B = Qg'$$

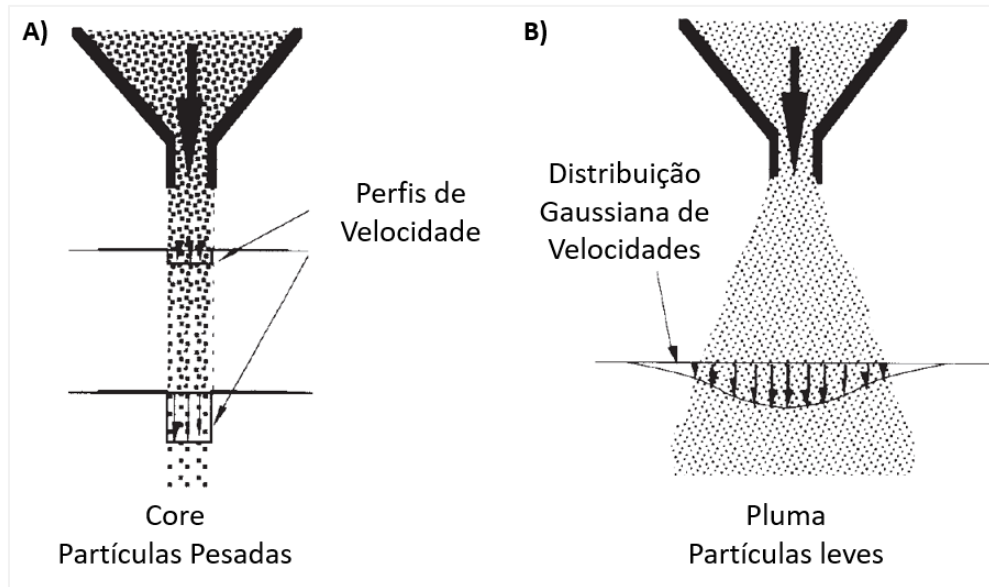


Figura 16. Modelos extremos para o escoamento de materiais a granel em queda.

Fonte: adaptado de Cooper e Arnold, 1995.

No modelo de partículas pesadas “A₀” é a área da seção transversal do *core* considerada constante. No modelo de pluma, “A” é a área da seção transversal da pluma, “C” uma constante (normalmente na ordem de 0.1) e $[g' = g(\bar{\rho} - \rho_{\infty})/\rho_0]$ é a gravidade reduzida, sendo “ $\bar{\rho}$ ” a densidade média da pluma, “ ρ_{∞} ” a densidade do fluido ambiente e “ ρ_0 ” a densidade de referência.

Os modelos são comparados ao resultado experimental de um empilhamento de alumina [$\rho = 1200 \text{ kg/m}^3$] utilizando a Eq. 7, onde “C” é uma constante e os expoentes “k” e “p” representam a relevância das variáveis vazão mássica e altura de queda sobre a vazão de ar induzida. Os resultados estão agregados na Tabela 1.

$$Q_{\text{induzido}} \propto C \dot{m}^k H^p \quad \text{Eq. 7}$$

Tabela 1: Parâmetros dos modelos de vazão de ar induzida de Cooper e Arnold (1995).

*Na tabela original o expoente “k” está subtraído da unidade pois a tabela é construída para “ Q/\dot{m} ”.

Modelo	k	p
Hemeon (1962)	0.33	0.67
Partículas Pesadas ou Core	0	0.5
Partículas Leves ou Pluma	0.33	1.67
Experimental (Cooper & Arnold, 1995)	0.35	1.8

Os autores concluíram que o modelo de pluma seria o que melhor descreveria o fenômeno, uma vez que seu resultado foi o mais próximo do experimental. Todavia, trabalhos posteriores (LIU, 2003, ANSART, et al., 2009A, ANSART, et al., 2009B; ANSART, et al., 2011; ESMAILI, et al., 2015; LI, et al., 2015; SUN, et al., 2019; CHU, et al., 2020) evidenciam que o comportamento real é na verdade uma combinação:

- I. As partículas mais pesadas formam o *core* que pode ser interpretado como um meio poroso e tende a expulsar as partículas menores de seu interior;
- II. Parte das partículas expulsas são absorvida pela camada limite ao redor do *core*, formando uma camada limite de poeira;
- III. A fração mais leve das partículas que ultrapassa a camada limite forma a pluma;
- IV. Próximo ao empilhamento existem nano e micropartículas suspensas que alteram as propriedades do ambiente. Fato evidenciado pelo trabalho de Ansart e Dodds (2009a) cujo aparato experimental é apresentado na Figura 17.

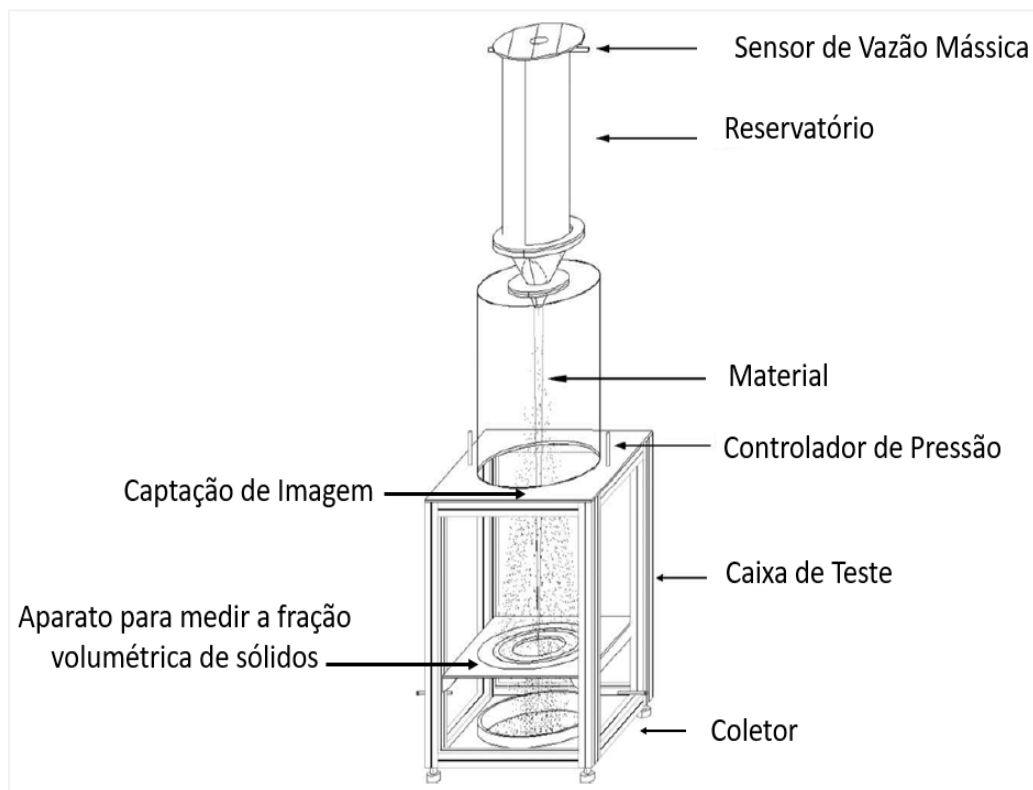


Figura 17. Aparato experimental para caracterização de um empilhamento.

Adaptado de Ansart, et al., 2009a.

A concentração volumétrica de sólidos no ar foi estimada em 0.25% indicando que se deve considerar o meio fluido próximo ao empilhamento como uma mistura gás-sólido que representa a poeira mais fina formada pelo processo.

A massa específica dessa mistura “ ρ_m ” é determinada pela Eq. 8, onde “ ρ_c ” e “ ρ_d ” são as massas específicas do ar e do material (CROWE, et al., 2011). Vale ressaltar que pequenas concentrações de nanopartículas causam alterações significativas nas propriedades do meio fluido (NGUYEN, et al., 2007; LEE, et al., 2008; ESFE, et al., 2016; SOLTANI, et al., 2016).

$$\rho_m = \rho_d \phi + \rho_c (1 - \phi) \quad \text{Eq. 8}$$

O resumo gráfico na Figura 18 ilustra um empilhamento considerando os principais pontos salientados até este momento. Um *core* de altura “H” e diâmetro “ D_c ” em queda vertical no qual a condição de não deslizamento aplicada na superfície leva ao arrasto do ar formando a camada limite de poeira (mistura). As componentes verticais das correntes de ar próximas ao empilhamento são aproximadas por uma distribuição Gaussiana com ponto de maior velocidade na interface *core*-fluido.

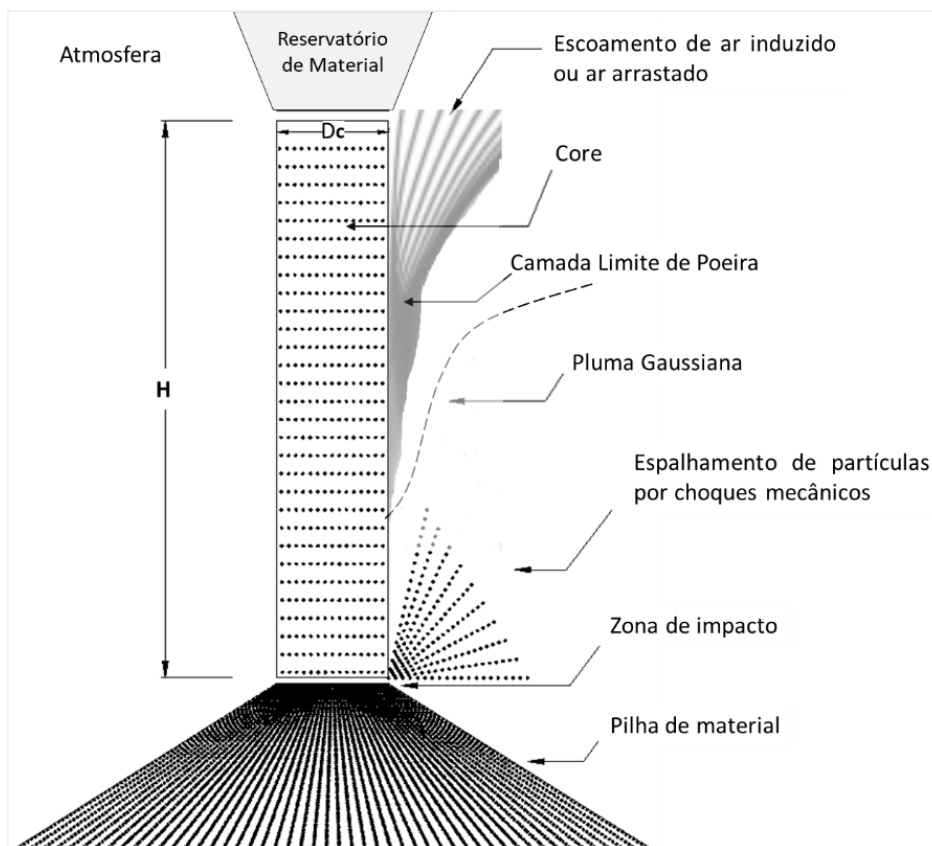


Figura 18. Queda de materiais a granel, resumo conceitual. Fonte: próprio autor.

2.3 DESLOCAMENTO DE MICROPARTÍCULAS EM MEIO CONTÍNUO

A primeira solução analítica para o escoamento permanente de um fluido ao redor de uma esfera em baixos números de Reynolds foi desenvolvida por *George Gabriel Stokes* (STOKES, 1851) seguido por autores de estudos clássicos sobre a queda de uma esfera em meio fluido quiescente, destacam-se *Alfred Barnard Basset* (BASSET, 1888), *Joseph Valentin Boussinesq* (BOUSSINESQ, 1895) e *Carl Wilhelm Oseen* (OSEEN, 1911; 1931). Em homenagem aos citados, a equação que descreve o movimento de pequenas partículas em baixos número de Reynolds é denominada BBO (*Basset-Boussinesq-Oseen*).

A equação do movimento para uma partícula em meio contínuo proposta por Maxey e Riley (1983) é apresentada na Eq. 9, onde o subscrito “c” e a velocidade “V” referem-se à fase contínua (meio fluido), enquanto “d” e “u” referem-se à fase dispersa (partícula).

$$\begin{aligned}
 m_d \frac{du_i}{dt} = & \overbrace{(\rho_d - \rho_c) \nabla g_i}^{\text{Forças de corpo}} - \overbrace{3\pi\mu_c D f [(V_i - u_i) + \frac{D^2}{24} \nabla^2 V_i]}^{\text{Força de Arrasto}} \\
 & \overbrace{+\nabla \left(\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} \right)}^{\text{Escoamento não perturbado}} + \overbrace{\frac{1}{2}\rho_c \nabla \frac{d}{dt} [(V_i - u_i) + \frac{D^2}{24} \nabla^2 V_i]}^{\text{Massa virtual}} \\
 & \underbrace{+\frac{3}{2}\pi\mu_c D^2 \int_0^t \left[\frac{d/d\tau (V_i - u_i + D^2/24 \times \nabla^2 V_i)}{\pi\eta(t - \tau)^{1/2}} \right] d\tau}_{\text{Termo de Basset}}
 \end{aligned} \tag{Eq. 9}$$

Despreza-se neste estudo os dois últimos termos que se referem a escoamentos não permanentes, assim como o termo de escoamento não perturbado. No termo de arrasto, despreza-se o laplaciano denominado Faxen Force que realiza uma pequena correção para campos de velocidade curvilíneos, porém para micropartículas possui ordem de grandeza 10^6 vezes menor que o termo viscoso.

Estas considerações levam à Eq. 10 que descreve o deslocamento de uma micropartícula sólida no ar na maioria das situações reais, considerando “g” não nula apenas na direção vertical [$g_z = -9.807 \text{ m/s}^2$] e [$k = 3\pi \rho_c \eta_c D$].

$$\dot{m} \frac{du_i}{dt} = b g_i + k f (V_i - u_i) \tag{Eq. 10}$$

Assim, a força de arrasto depende do produto entre a velocidade relativa $[V - u]$ e o *fator de arrasto* “ f ” que representa a relevância da força de arrasto sobre o movimento e está relacionado ao *coeficiente de arrasto* “ C_D ” pela Eq. 11.

$$f = C_D \frac{Re_r}{24} \quad \text{Eq. 11}$$

Onde “ Re_r ” é o *número de Reynolds relativo*, apresentado na Eq. 12.

$$Re_{r(i)} = \frac{D |V_i - u_i|}{\eta_c} \quad \text{Eq. 12}$$

A força de arrasto atuante sobre a partícula se relaciona ao coeficiente de arrasto e à área projetada da partícula “ A_p ” pela Eq. 13.

$$\vec{F}_i = 0.5 \rho_c C_D A_p |(V_i - u_i)| (V_i - u_i) \quad \text{Eq. 13}$$

Para uma partícula esférica, a área projetada é obtida pela Eq. 14.

$$A_p = \frac{\pi}{4} D^2 \quad \text{Eq. 14}$$

O coeficiente de arrasto depende do regime de arrasto em que a partícula se encontra e pode ser avaliado pelo valor do “ Re_r ” de acordo com o gráfico na Figura 19. Para baixos valores do “ Re_r ” a partícula se encontra no regime Stokeano, à medida que seu valor aumenta a partícula passa para o regime Newtoniano e posteriormente para o crítico.

As principais características dos regimes de arrasto são descritas a seguir sendo de interesse nesse trabalho apenas o Stokeano e o Newtoniano, nos quais se encontram a maioria das micropartículas.

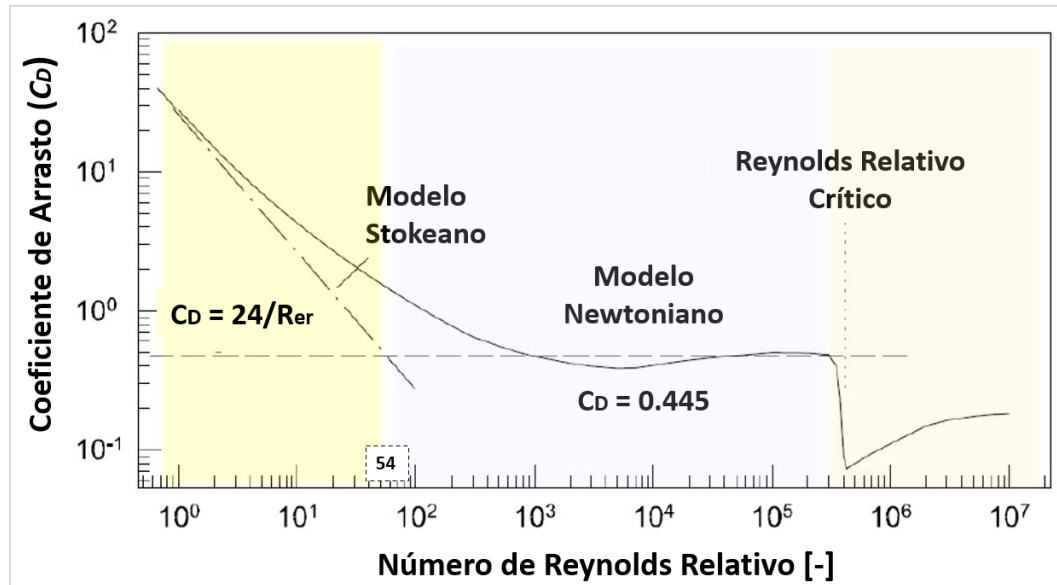


Figura 19. Coeficiente de Arrasto em relação ao Número de Reynolds Relativo. Fonte: próprio autor.

Modelo Stokeano (*creeping flow*): respeita a Eq. 15 e ocorre para baixos números de Reynolds relativo. Os termos de inércia na equação de Navier-Stokes são desprezíveis em relação aos termos viscosos; extensões incluem (CLIFT, et al., 1978) e (OSEEN, 1911).

$$C_D = \frac{24}{Re_r} \quad \text{Eq. 15}$$

Modelo Newtoniano: o escoamento do fluido ao redor da partícula se separa formando vórtices e reduzindo a influência dos termos viscosos. O coeficiente de arrasto é considerado constante e aproximado pela Eq. 16

$$C_D = 0.445 \quad \text{Eq. 16}$$

Modelo Crítico: para elevados números de Reynolds relativo, a camada limite se torna turbulenta e o ponto de separação é movido para trás reduzindo o coeficiente de arrasto.

2.3.1 Equações do Movimento para Micropartículas em Regime Stokeano

No regime Stokeano o *fator de arrasto* é constante e unitário, respeitando a Eq. 17.

$$f = C_D \frac{Re_r}{24} = \frac{24}{Re_r} \frac{Re_r}{24} = 1 \quad \text{Eq. 17}$$

Substituindo na Eq. 10, removendo subscritos e rearranjando, resulta na Eq. 18.

$$\frac{du}{dt} + \frac{k}{m} u = \frac{b\mathbf{g}}{m} + \frac{k\mathbf{V}}{m} \quad \text{Eq. 18}$$

A solução da Eq. 18 (Apêndice A) fornece o deslocamento, velocidade e aceleração da partícula no tempo, apresentadas nas Eq. 19 a Eq. 21.

$$S(t) = S_0 + \left(\frac{b\vec{g}}{k} + \vec{V} \right) t - \frac{m}{k} \left(\frac{b\vec{g}}{k} + \vec{V} - u_0 \right) (1 - e^{-(k/m)t}) \quad \text{Eq. 19}$$

$$u(t) = u_0 e^{-(k/m)t} + \left(\frac{b\vec{g}}{k} + \vec{V} \right) (1 - e^{-(k/m)t}) \quad \text{Eq. 20}$$

$$a(t) = \frac{k}{m} \left(\frac{b\vec{g}}{k} + \vec{V} - u_0 \right) e^{-(k/m)t} \quad \text{Eq. 21}$$

2.3.2 Estado Terminal

Uma partícula que atinge seu estado terminal quando o equilíbrio entre as forças de corpo e arrasto é alcançado. O tempo necessário e a velocidade final da partícula são denominados respectivamente, tempo “ t_∞ ” e velocidade “ u_∞ ” terminais.

O gráfico na Figura 20 mostra a aceleração de partículas esféricas com massa específica 5000 kg/m^3 caindo sem rotação a partir do repouso em ar puro quiescente e demonstra quão rápido o estado terminal é alcançado pelas micropartícula, o que permite considerá-las em um estado terminal permanente quando presentes em processos industriais.

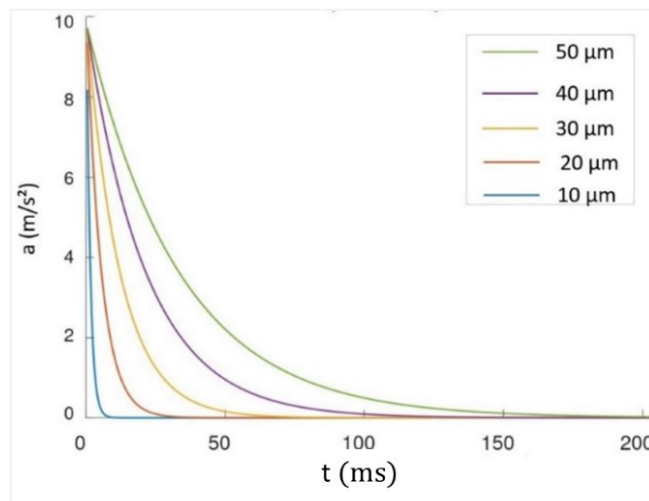


Figura 20. Aceleração de micropartículas esféricas caindo em ar puro quiescente.

Fonte: próprio autor.

Velocidade e Tempo

A velocidade terminal (Eq. 22) é obtida fazendo-se $[\mathbf{u}(t)_{t \rightarrow \infty} = \mathbf{u}_{\infty}]$ na Eq. 20. Para a maioria dos casos reais envolvendo o deslocamento no ar de micropartículas sólidas provenientes de material a granel, a massa específica da fase dispersa será muito maior que a da fase contínua $[\rho_d \gg \rho_c]$ e a aproximação $[b = m]$ é razoável.

$$\vec{u}_{\infty q} = \frac{b}{k} \vec{g} + \vec{V} \quad \text{Eq. 22}$$

$$\frac{b}{k} = \left(\frac{\rho_d}{\rho_c} - 1 \right) \frac{D^2}{18\eta_c} \quad [s] \quad \text{Eq. 23}$$

A operação vetorial demonstra que uma partícula terá velocidade terminal de mesmo sentido que o meio fluido sempre que o módulo da velocidade do meio for maior, em módulo, que a velocidade terminal da partícula neste mesmo meio em estado quiescente (Eq. 24).

$$|V| > |u_{\infty q}| \quad \text{Eq. 24}$$

O termo à direita é o módulo da velocidade terminal da partícula se deslocando no meio fluido em estado quiescente “ $\vec{u}_{\infty q}$ ” obtida para $[\vec{V} = 0]$ e apresentada na Eq. 25.

$$\vec{u}_{\infty q} = \frac{b}{k} \vec{g} \quad \text{Eq. 25}$$

O tempo terminal é obtido por aproximação fazendo $[u(t) = \varphi u_{\infty}]$ que leva à Eq. 26.

$$\varphi u_{\infty} = u_0 e^{-(k/m) t} + u_{\infty} (1 - e^{-(k/m) t}) \quad \text{Eq. 26}$$

Isolando-se “t” resulta na Eq. 27, com melhor aproximação para $[\varphi = 0.994]$.

$$t_{\infty} = \frac{m}{k} \ln \left(\frac{1 - \frac{u_0}{u_{\infty}}}{1 - \varphi} \right) \quad \text{Eq. 27}$$

A velocidade de partículas esféricas de massa específica 5000 kg/m^3 caindo sem rotação em ar puro quiésciente é ilustrada na Figura 21. A velocidade terminal é identificada pelas linhas pontilhadas horizontais e o tempo terminal pelas verticais.

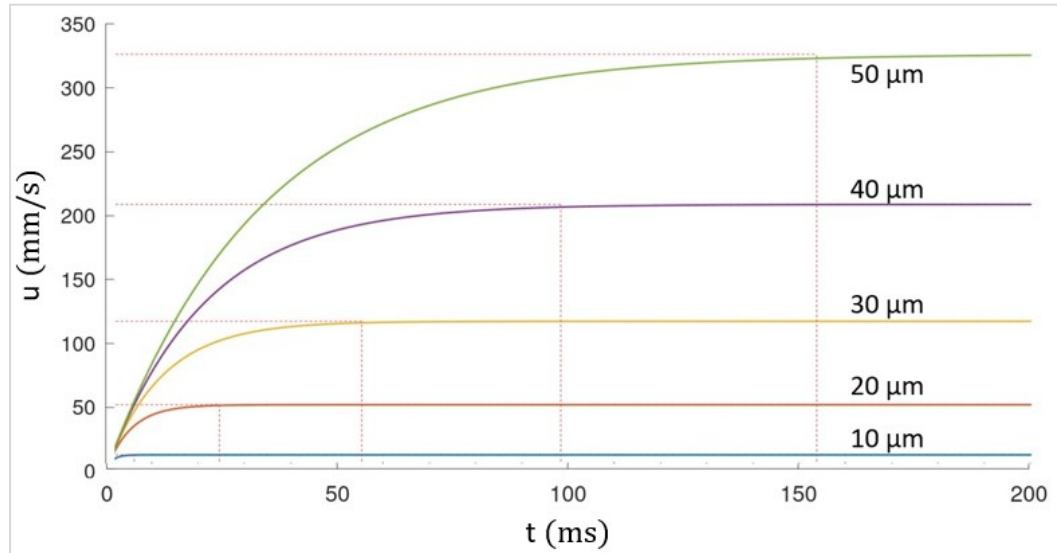


Figura 21. Velocidade de micropartículas caindo em ar puro quiésciente. Fonte: próprio autor.

O gráfico do tempo terminal (Figura 22) evidencia a pequena fração de tempo necessária para que as micropartículas atinjam seu estado terminal.

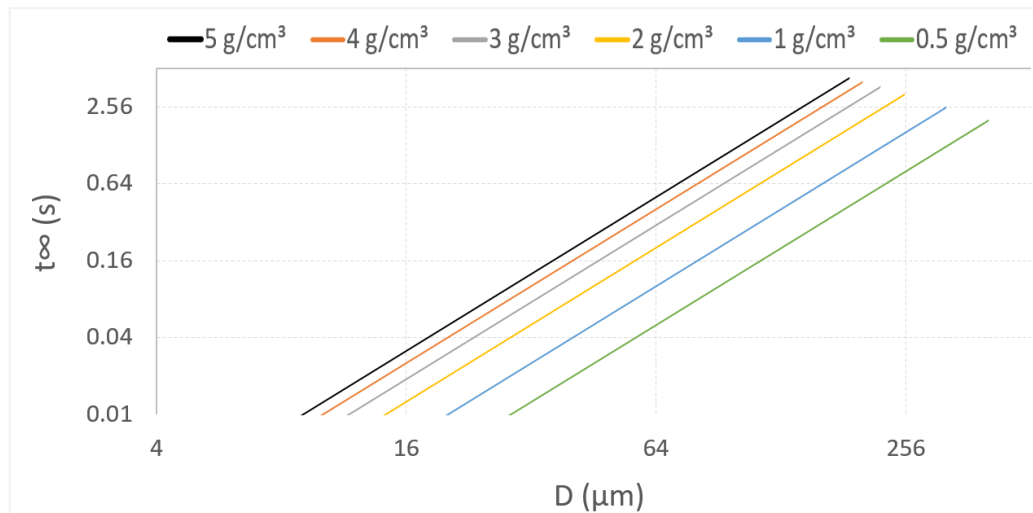


Figura 22. Tempo terminal de micropartículas (log2-log2). Fonte: próprio autor.

Número de Reynolds Relativo

O número de Reynolds relativo também possui valor terminal “ $Re_{r\infty}$ ” determinado pela Eq. 28 e ilustrado na Figura 23 para micropartículas de massa específica 5000 kg/m^3 caindo sem rotação em ar puro quiescente.

$$Re_{r\infty} = \frac{D}{\eta_c} |V - u_\infty| = \frac{D}{\eta_c} \left| V - \frac{bg}{k} - V \right| = \frac{D}{\eta_c} \left| \frac{bg}{k} \right|$$

$$Re_{r\infty} = \frac{D^3}{18\eta_c^2} g \left| \frac{\rho_d}{\rho_c} - 1 \right|$$

Eq. 28

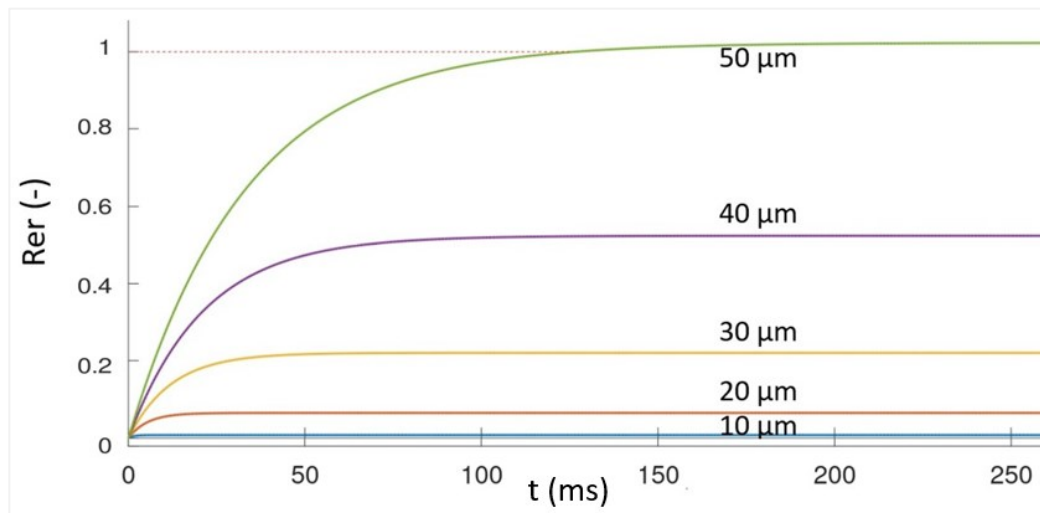


Figura 23. Reynolds relativo para micropartículas caindo em ar puro quiescente.

Fonte: próprio autor.

Coefficiente de Arrasto

Quanto menores e mais leves as partículas maior influência da força de arrasto sobre sua trajetória, tendo como resultado um maior coeficiente de arrasto terminal que serve como indicativo da tendência de uma partícula em permanecer suspensa. O gráfico na Figura 23 apresenta o comportamento do coeficiente de arrasto para partícula de até $50 \mu\text{m}$ caindo em ar puro quiescente, onde fica evidente o alto valor do coeficiente de arrasto terminal das partículas de $10 \mu\text{m}$.

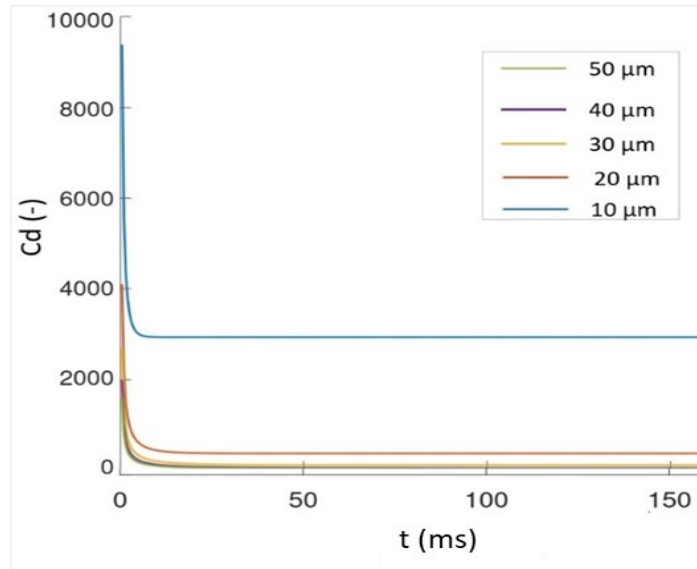


Figura 24. Coeficiente de arrasto para micropartículas caindo em ar puro quiescente.
Fonte: próprio autor.

O gráfico na Figura 25 apresenta o coeficiente de arrasto terminal para micropartículas em função de seu diâmetro e massa específica.

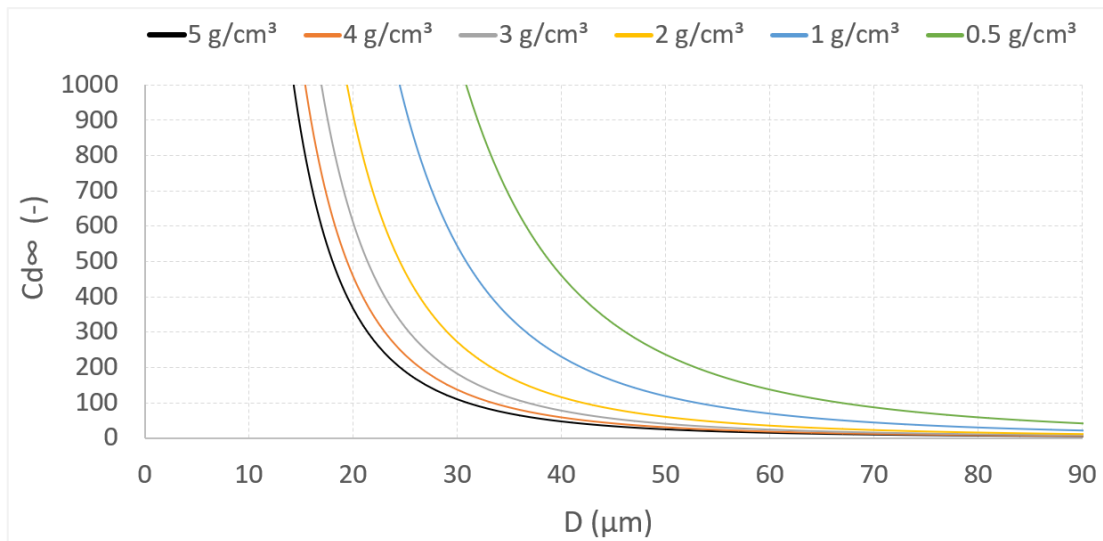


Figura 25. Coeficiente de arrasto terminal de micropartículas em ar puro quiescente.
Fonte: próprio autor.

Diâmetro de Transição entre os Regimes Stokeano e Newtoniano

As micropartículas podem ser divididas, a priori, em dois grupos: Stokeanas, que sofrem maior influência da força de arrasto e possuem maior probabilidade de serem transportadas pelo meio; e Newtonianas, que sofrem menor ação da força de arrasto tendo seu movimento regido preferencialmente pela gravidade, o que favorece a deposição.

Considerando a partícula em seu estado terminal e aplicando a relação do regime de Stokes (Eq. 15) no ponto de transição entre os modelos [$C_D = 0.445$] determina-se o número de Reynolds relativo de transição pela Eq. 29 e o respectivo diâmetro “ D_{SN} ” pela Eq. 30.

$$Re_{r\infty} = \frac{D^3}{18\eta_c^2} g \left| \frac{\rho_d}{\rho_c} - 1 \right| \leq 53.933 \quad \text{Eq. 29}$$

$$D_{SN} = 9.902 \left(\frac{\eta_c^2}{g} \frac{1}{\left| \frac{\rho_d}{\rho_c} - 1 \right|} \right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{Eq. 30}$$

O gráfico da Figura 26 delimita o diâmetro de transição em função da razão entre as massas específicas [ρ_d/ρ_c] considerando três meios fluidos diferentes: água, ar e poeira (para a qual foi considerado um aumento de 100% em relação à viscosidade do ar puro).

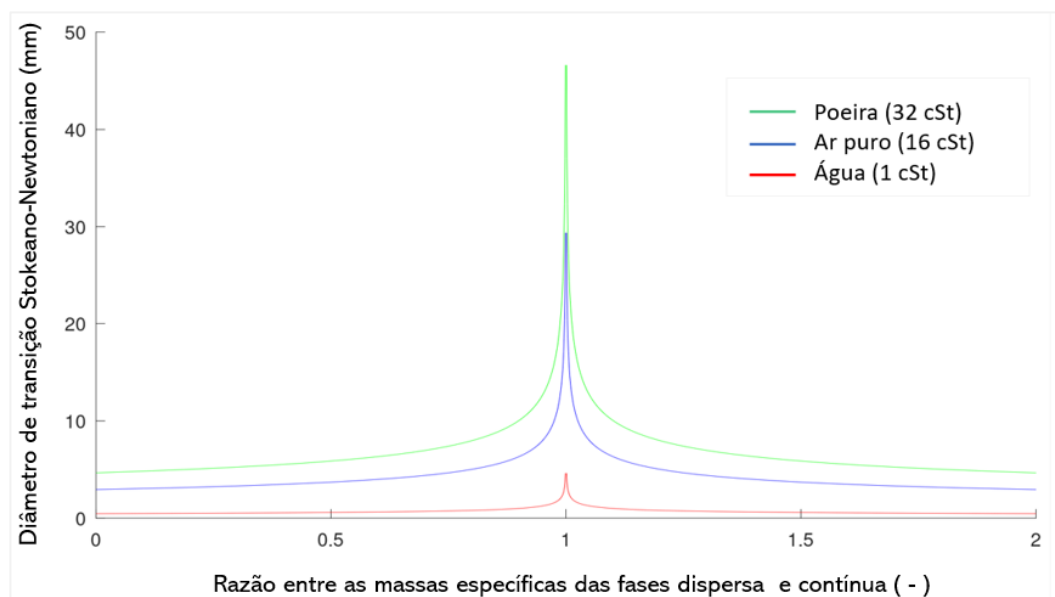


Figura 26. Diâmetro de transição entre os regimes Stokeano e Newtoniano em função da razão de massas específicas [ρ_d/ρ_c] em três meios diferentes: Ar, Água e Poeira. Fonte: próprio autor.

3 OBJETIVOS

OBJETIVO GERAL

Analisar e descrever os fenômenos envolvidos na formação de poeira que ocorre durante o empilhamento de materiais a granel por meio de métodos analíticos e computacionais.

OBJETIVOS ESPECÍFICOS

- Propor uma equação analítica que descreva o campo de pressão ao redor do empilhamento;
- Solucionar o campo de velocidade utilizando CFD;
- Identificar escoamentos de ar que possam servir como rota de escape para as micropartículas;
- Analisar a influência da altura de queda e do diâmetro do *core* sobre os campos de pressão e velocidade;
- Desenvolver um modelo para se estimar a vazão de ar induzida;
- Verificar os diâmetros de partículas sujeitas ao transporte.

4 MÉTODOS

O quadro na Figura 27 representa o modelo completo apontando os métodos e seus respectivos resultados. Dimensões, propriedades e configurações constam na Tabela 2.

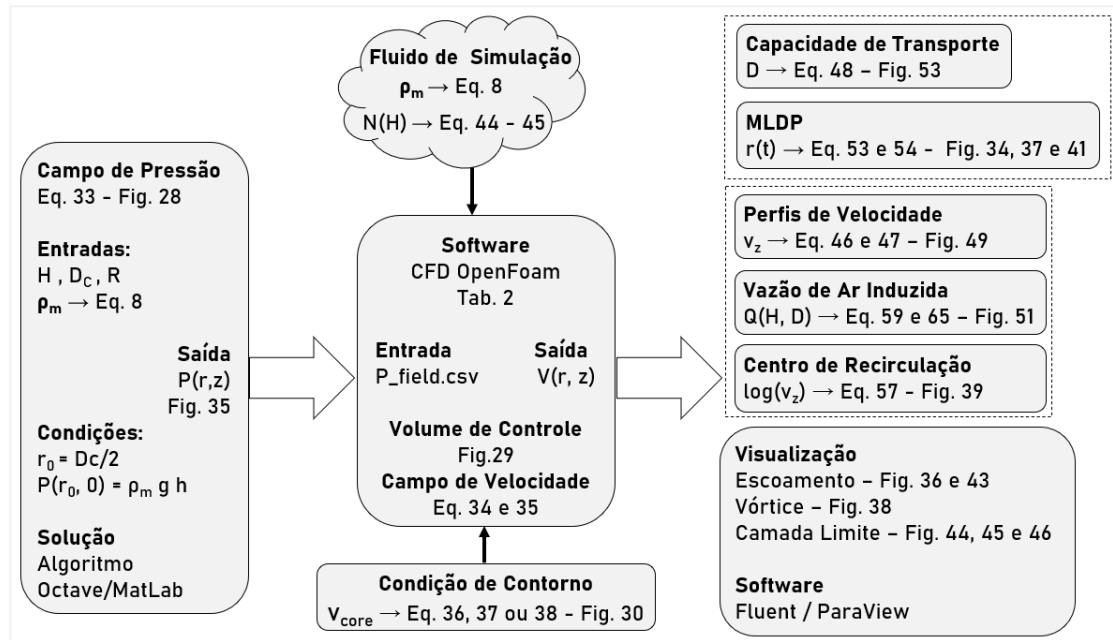


Figura 27. Métodos utilizados para análise da formação de poeira. Fonte: próprio autor.

Tabela 2: Dimensões, propriedades e configurações do OpenFoam.

Dimensões do Core					
H	0.2 – 1.4 m				
D_c	10 – 50 mm				
Propriedades do Fluido de Simulação					
$\rho_c (ar)$	1.3	kg/m^3	ϕ	0.0025	-
ρ_d	1000	kg/m^3	η	0.16	Stokes
ρ_m	3.8	kg/m^3	N	168 – 787.5	Stokes
Velocidade na Interface core-fluido					
D	60	μm			
η_{ar}	0.16	Stokes			
OpenFoam Solver / Scheme					
P_{solver}	GAMG		ddt	Steady State	
$P_{tolerance}$	10^{-6}		Grad	Gauss Linear	
U_{solver}	SmoothSolver		Div	Gauss Linear	
$U_{tolerance}$	10^{-5}		Lap	Gauss Linear Corrected	
Smoother	GaussSeidel		Interpolation	Linear	

4.1 EQUAÇÃO DO CAMPO DE PRESSÃO

O contorno da solução do campo de pressão é apresentado na Figura 28, possui coordenadas cilíndricas com simetria axial em torno do eixo “z” e a solução é apresentada em um plano bidimensional $P(r,z)$ que na verdade ocorre espelhado 360° ao redor do *core*.

Considera-se um empilhamento vertical que libera material a uma vazão mássica constante capaz de manter um *core* cilíndrico de diâmetro “ D_c ” e altura de queda “ H ”. No ponto zero da solução [$r_0 = D_c/2$] a pressão é a hidrostática gerada pela camada limite de poeira [$P(r_0, 0) = \rho_m g h$] e “ R ” delimita a região de estudo formando um hemisfério de globo além do qual a pressão é a atmosférica [$P_{r > R} = P_{atm} = 0$].

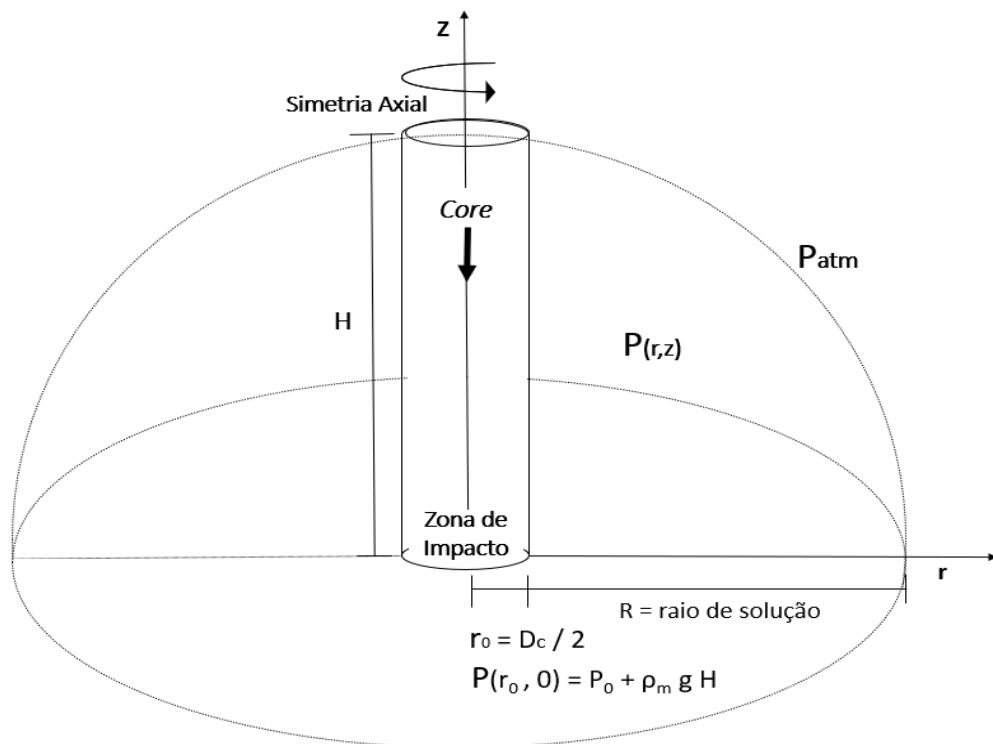


Figura 28. Contorno da solução do campo de pressão. Fonte: próprio autor.

A condição de incompressibilidade aplicada à equação de Stokes (Eq. 31) resulta no laplaciano da Eq. 32, cuja solução para os dois primeiros termos da série linear de harmônicos esféricos é apresentada na Eq. 33 (XAVIER, et al., 2020).

$$\nabla P = \rho \eta \nabla^2 \mathbf{V} \quad \text{Eq. 31}$$

$$\nabla^2 P = 0 \quad \text{Eq. 32}$$

$$P(r, z) = P_0 + \rho_m r_0 z \left(\frac{H}{\sqrt{(r^2 + z^2)}} - \frac{r_0^2 + H^2}{\sqrt{(r^2 + z^2)^3}} z \right) \quad \text{Eq. 33}$$

4.2 SOLUÇÃO DO CAMPO DE VELOCIDADE

A solução do campo de velocidade (Eq. 34 e 35) é obtida computacionalmente transferindo o campo de pressão, por meio de arquivo tipo “table.csv”, para o software CFD *OpenFoam* que resolve a equação de Navier-Stokes (NAVIER, 1827) pelo método dos volumes finitos (VERSTEEG, et al., 2007).

$$\nabla^2 v_r = E r \left(\frac{H}{\sqrt{(r^2 + z^2)^3}} - \frac{3(r_0^2 + H^2)}{\sqrt{(r^2 + z^2)^5}} z \right) \quad \text{Eq. 34}$$

$$\nabla^2 v_z = E \left(\frac{r_0^2 + H^2}{\sqrt{(r^2 + z^2)^3}} + \frac{H}{\sqrt{(r^2 + z^2)^3}} z - \frac{3(r_0^2 + H^2)}{\sqrt{(r^2 + z^2)^5}} z^2 \right) \quad \text{Eq. 35}$$

Onde:
$$E = \frac{\rho_m g r_0}{\rho_d \eta}$$

A solução fornece o campo bidimensional “V(r,z)” no volume de controle “VC” apresentado na Figura 29. Em “VP” são tomados os perfis das componentes verticais de velocidade do meio fluido “V_z” e sobre a área “SA” calcula-se a vazão de ar induzida por integração dos vetores de velocidade.

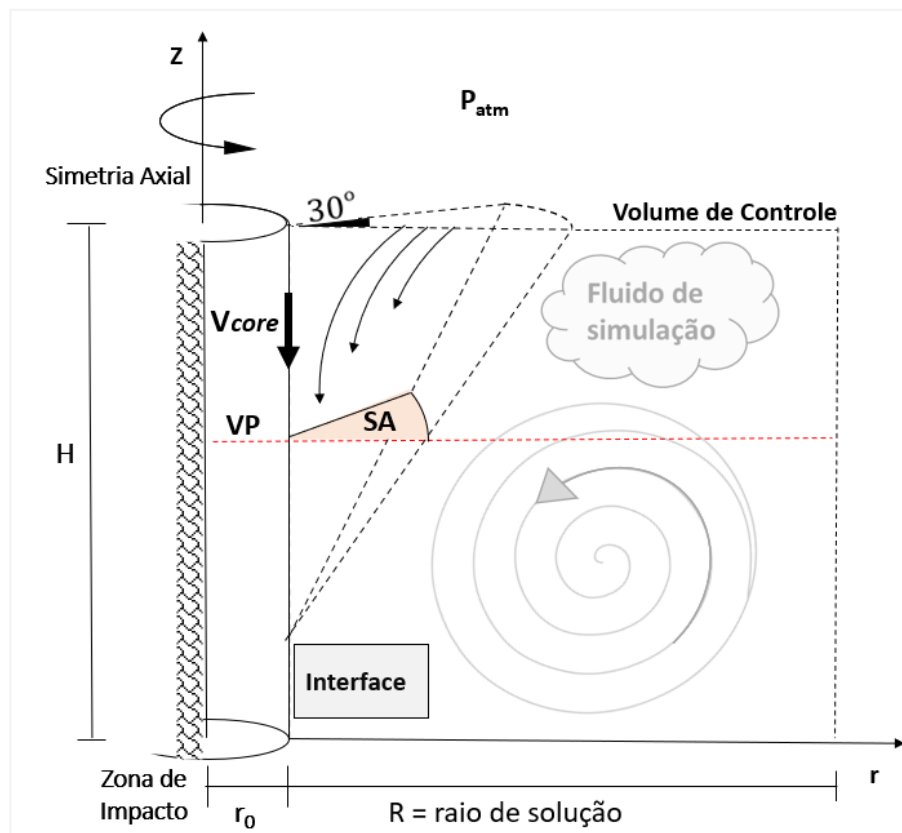


Figura 29. Desenho esquemático do “VC” para solução do campo de velocidades.

Fonte: próprio autor.

4.2.1 Velocidade da Camada Limite na Interface Core – Fluido

A condição de não deslizamento requer igualdade entre as velocidade dos meios na interface *core*-fluido, condição que no meio fluido é ajustada pela viscosidade tomando como referência a distribuição de velocidade do *core* em queda “ $v_{core}(z)$ ” obtida analiticamente.

Considerando o empilhamento de partículas grandes e pesadas, o *core* se forma sofrendo pouca influência do arrasto e sua distribuição de velocidades pode ser aproximada por uma queda no vácuo utilizando a Eq. 36.

$$v_{core}(z) = \sqrt{2g(H-z)} \quad \text{Eq. 36}$$

Em empilhamentos envolvendo materiais naturalmente finos e leves, as partículas se mantêm coesas próximo ao ponto de lançamento, mas à medida que a queda se desenvolve as mais pesadas ocupam a região central e expulsam as mais leves para a periferia formando a pluma. Estes fenômenos aumentam a área de atuação do arrasto desacelerando o *core* durante a queda (ANSART, et al., 2009a).

A aproximação para esses casos é obtida pela inversa da Eq. 37 (ou Eq. 38) proposta por Xavier, et al. (2021) que fornece a velocidade do *core* em relação ao ponto de lançamento, a Figura 30 ilustra os resultados para um empilhamento de sílica gel e diferentes diâmetros das partículas constituintes do *core*.

$$H(v_{core}) = H_0 - \frac{b v_{core}}{k f} - g \left(\frac{b}{k f} \right)^2 \ln \left(1 - \frac{k f v_{core}}{g b} \right) \quad \text{Eq. 37}$$

$$H(v_{core}) = H_0 - \frac{1}{g} \frac{u_{\infty q}}{f} \left[v_{core} - \frac{u_{\infty q}}{f} \ln \left(1 - \frac{f}{u_{\infty q}} v_{core} \right) \right] \quad \text{Eq. 38}$$

As equações são não invertíveis e uma aproximação logarítmica de sua inversa é obtida a cada caso. A aproximação para as partículas de 60 μm é apresentada na Eq. 39 e em vermelho no gráfico, ao lado do resultado experimental de Ansart, et al. (2009a).

$$v_{core}(z) = 1.2873 + 0.1619 \ln(H-z) \quad \text{Eq. 39}$$

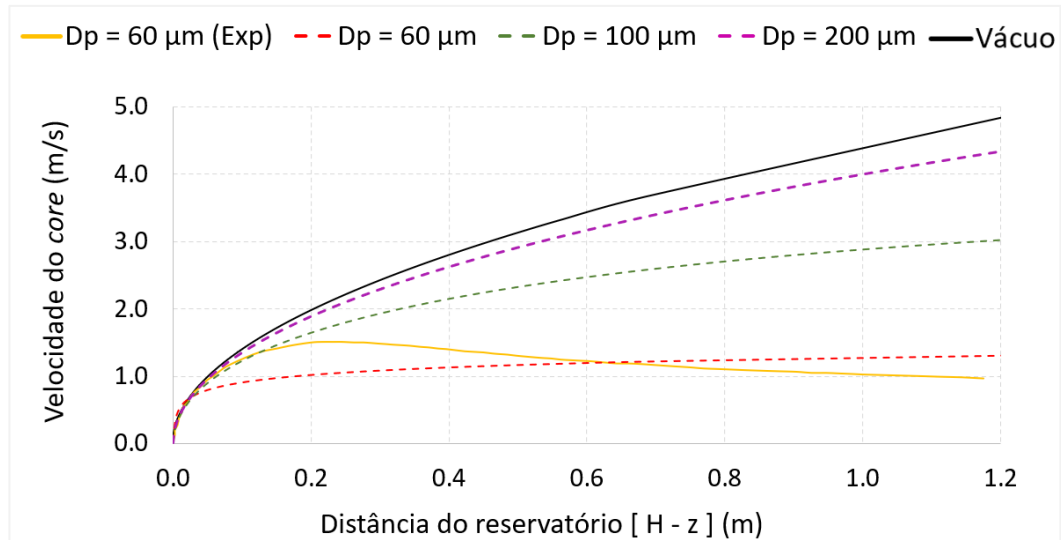


Figura 30. Velocidade do *core* em função da distância percorrida a partir do reservatório.

Fonte: próprio autor.

4.2.2 Ajuste da Viscosidade

Se o fluido de simulação for considerado ar puro, as velocidades do meio fluido no interior do “VC” serão muito superiores às estimadas analiticamente. Isso ocorre em parte por existirem formas de dissipação de energia nos casos reais que não foram consideradas, como choques mecânicos, atrito, calor e vórtices de menor escala.

No presente caso, o fator de maior importância consiste em existirem nanopartículas liberadas pelo material no ambiente que não se depositam, essas partículas ficam suspensas e formam com o ar uma mistura coloidal. Este comportamento é demonstrado pelo gráfico da Figura 31 que apresenta o tempo necessário para partículas de diâmetros inferiores a 20 μm atingirem o solo após serem soltas de 1 m de altura em ar puro quiescente, denominado *tempo de suspensão* “ t_{susp} ” e aproximado pela Eq. 40 para partículas em regime Stokeano.

$$t_{susp} = t_{\infty} + \left(\frac{H - S_{\infty}}{u_{\infty}} \right) \quad \text{Eq. 40}$$

Micropartículas de diâmetros inferiores a 6 μm que ao que tudo indica compõem o “pó preto”, soltas a 1m de altura ficam suspensas por mais de 3.5 minutos e podem ser transportadas pelo ar por correntes de apenas 4.5 mm/s, ou seja, flutuam no ar.

Essas nanopartículas quando secas e em grande quantidade se encontram na forma de pó fino, que uma vez suspenso, só se depositará ao encontrar um ambiente de total quiescência que assim permaneça por um longo período de tempo. Parece ser este o caso observado em domicílios e comércios que se mantêm fechados por horas diariamente, fornecendo tempo e ambiente necessários para se observar o pó decantado.

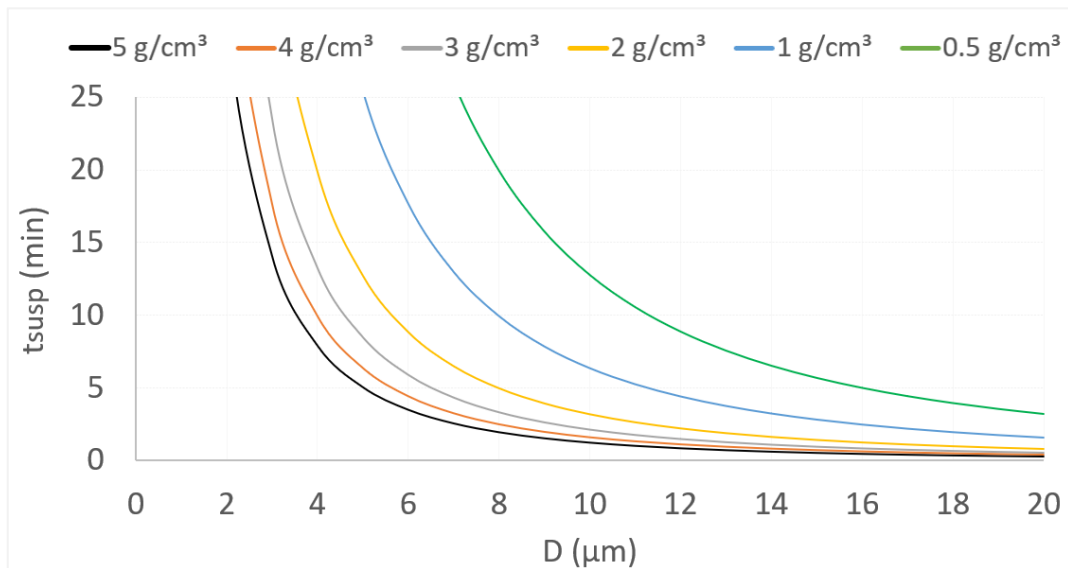


Figura 31. Tempo de suspensão para partículas de diâmetro inferior a 20 μm soltas a 1m em ar puro.

Fonte: próprio autor.

A fim de considerar a presença dessas partículas suspensas, o fluido de simulação é tratado como um meio contínuo cuja massa específica e viscosidade são definidas pela concentração “ ϕ ” de nanopartículas. Nessa escala as partículas não mais respeitam a física descrita neste trabalho e uma abordagem discreta exigiria incluir a teoria cinética dos gases e movimentos brownianos (PHILIPSE, 2018).

Contudo, a suposição do nanofluido possibilita controlar a dissipação de energia no interior do “VC” ajustando sua viscosidade “ η ”. Para tal é necessária uma relação linear entre a viscosidade do fluido de simulação e a altura de queda do empilhamento obtida por adaptação da Eq. 41 que fornece a viscosidade do fluido em função da sua concentração de partículas em movimento browniano (EINSTEIN, 1906, 1911).

$$\eta = \eta_0 (2.5 \phi + 1)$$

Eq. 41

Considera-se que a concentração de nanopartículas presentes no meio deve aumentar com a altura de queda do empilhamento de acordo com a Eq. 42.

$$\phi(H) = \frac{H}{B} \quad \text{onde} \quad B = \frac{A}{D_c} \frac{[m^2]}{[m]} \quad \text{Eq. 42}$$

A Eq. 42 substituída na Eq. 41 fornece a *viscosidade cinemática computacional* $N(H)$ [$\frac{m^2}{s} \cdot m$] pela Eq. 43. Este é o valor de viscosidade cinemática que atribuída ao fluido de simulação permite ao modelo dissipar a energia necessária para se ajustar à realidade.

$$N(H) = 2.5 \eta_0 H + \eta_0 \frac{A}{D_c} \quad \text{Eq. 43}$$

A Eq. 43 é aplicada a partir da altura em que se considera a camada limite completamente expandida “ H_{BL} ” enquanto para alturas inferiores a viscosidade possui valor aproximadamente constante. Estas considerações levam ao modelo completo proposto por Xavier *et al.* (2021) e apresentado na Eq. 44.

$$\begin{cases} N(H) = 2.5 \eta_0 H + \eta_0 \frac{A}{D_c}, & H \geq H_{BL} \\ N = N(H_{BL}), & H < H_{BL} \end{cases} \quad \text{Eq. 44}$$

Ajusta-se a viscosidade do meio até que a velocidade da camada limite na interface seja similar à do *core* [$V(r \rightarrow r_0, z) \approx v_{core}$]. O melhor ajuste (Eq. 45) no presente caso foi obtido para: $H_{BL} = 0.4$ m, $\eta_0 = 0.0035$ m²/s, $A = 0.19$ m².

$$\begin{cases} N(H) = 87.5 H + \frac{6.65}{D_c} [10^{-4} \frac{m^2}{s} m], & H \geq H_{BL} \\ N = N(H_{BL}), & H < H_{BL} \end{cases} \quad \text{Eq. 45}$$

4.2.3 Perfis de Velocidade

Os perfis são gerados a partir dos valores das componentes verticais de velocidade do meio fluido tomados sobre a linha “VP” e modelados a partir da distribuição Gaussiana na Eq. 46. São utilizados para localizar o centro da zona de recirculação e definir a região de entrada do ar induzido.

$$v(r) = v_0 e^{-(r/b)^2} \quad \text{Eq. 46}$$

v_0 = velocidade máxima do perfil (interface);

b = raio: distância em “ r ” que a velocidade decai para (v_0/e) .

Determinando os valores de “ b_1 e b_2 ” para diferentes alturas de queda “ H_1 e H_2 ”, calcula-se o ângulo da pluma “ α ” pela Eq. 47.

$$\alpha = \frac{b_2 - b_1}{H_2 - H_1} * 100\% \quad \text{Eq. 47}$$

4.3 CAPACIDADE DE TRANSPORTE

Mesmo em empilhamentos de grande escala, as correntes de ar induzidas mais afastadas do processo serão de baixa intensidade e até mesmo imperceptíveis sem a utilização de equipamentos adequados, provavelmente se encontrando em um dos primeiros níveis da escala de Beaufort apresentados na Tabela 3. Apesar das baixas intensidades, essas correntes são suficientes para transportar micropartículas, mesmo aquelas provenientes de materiais com alta massa específica.

Tabela 3: Três primeiros graus da escala de Beaufort (NATIONAL WEATHER SERVICE, 2022).

Grau	Velocidade (m/s)	Sensação	Efeitos na Água	Efeitos no Ar
0	0 – 0.45	Calmo	Como um espelho.	A fumaça sobe na vertical.
1	0.45 – 1.8	Ar leve	Ondulações escamadas sem cristas de espumas.	Direção do vento pode ser observada pela fumaça, mas não por cata-ventos.
2	1.8 – 3.6	Brisa	Pequenas ondas, com cristas vítreas que não se quebram.	Capaz de produzir farfalhar de folhas e mover cata-ventos.

Considera-se como *capacidade de transporte* o maior diâmetro “ D_v ” capaz de ser transportado pelo meio em um ponto do campo com velocidade “ v ”, determinado pela Eq. 48.

$$u_{\infty q} < |V(r, z)| \quad \text{Eq. 48}$$

Graficamente, a capacidade de transporte em um ponto da malha é determinada pela linha horizontal traçada no gráfico de “ $u_{\infty q}$ ” sobre o valor da velocidade do meio fluido como ilustrado na Figura 32. Verifica-se que correntes de ar puro com velocidades de 0.1 m/s possuem capacidade de transporte [$D_{0.1} = 27 \mu\text{m}$] para as partículas com massa específica 5000 kg/m³ e [$D_{0.1} = 60 \mu\text{m}$] para 1000 kg/m³.

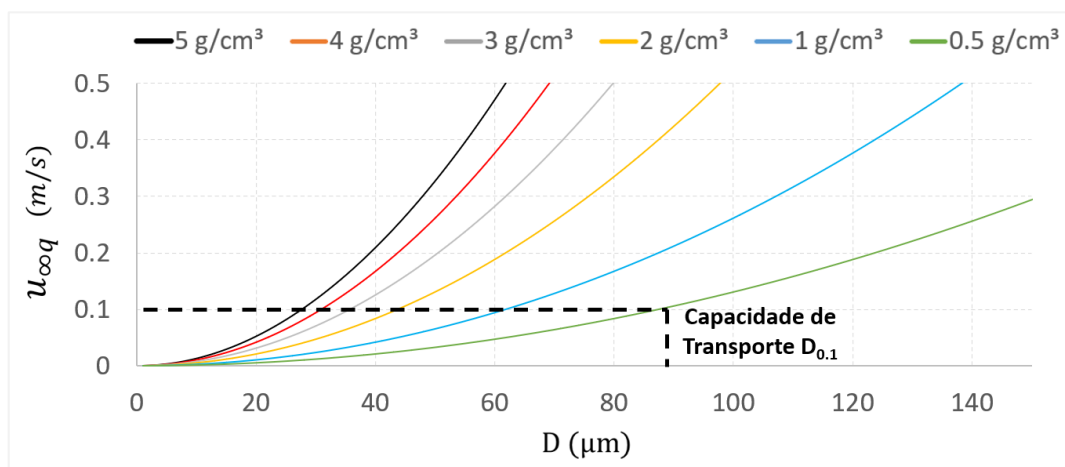


Figura 32. Capacidade de transporte em ar puro para $|V| = 0.1 \text{ m/s}$. Fonte: próprio autor.

A Tabela 4 apresenta a capacidade de transporte para escoamentos com velocidade de magnitude 0.1 m/s considerando dois meios fluidos diferentes: ar puro e poeira, para a qual foi considerada uma concentração [$\phi = 0.25\%$] e aumento de 10% na viscosidade do ar. Consta também o diâmetro de transição entre os regimes Stokeano e Newtoniano.

Tabela 4. Capacidade de transporte “ $D_{0.1}$ ” e diâmetro de transição Stokeano - Newtoniano “ D_{SN} ”.

Meio	Material	Água		Glicerina		Minério de Ferro	
		$D_{0.1}$	D_{SN}	$D_{0.1}$	D_{SN}	$D_{0.1}$	D_{SN}
	Ar Puro	195 μm	321 μm	55 μm	297 μm	27 μm	187 μm
	Poeira ($\Phi = 0.25\%$, 1.1η)	110 μm	489 μm	106 μm	487 μm	94 μm	439 μm

4.3.1 Modelo Lagrangeano de Deslocamento de Partículas (MLDP)

O Modelo Lagrangeano de Deslocamento de Partículas (MLDP) proposto por Xavier, et al., (2022) permite acompanhar a posição, velocidade e outros parâmetros de partículas esféricas se deslocando em um campo de velocidades. O modelo consiste na aplicação da 2ª Lei de Newton cuja solução é apresentada nas Eq. 49 a 51 tomando as condições iniciais $[r(0) = r_0]$ e $[\dot{r}(0) = u_0]$.

$$m \ddot{r}_i = m a_i \quad \text{Eq. 49}$$

$$\dot{r}_i = u_{0i} + a_i t \quad \text{Eq. 50}$$

$$r_i = r_{0i} + u_{0i} t + \frac{a_i t^2}{2} \quad \text{Eq. 51}$$

As Eq. 50 e 51 discretizadas em um intervalo de tempo Δt (*timestep*) para o qual utilizou-se 0.5 ms, são apresentadas nas Eq. 52 e 53.

$$u_{i(t+\Delta t)} = u_{i(t)} + a_{i(t)} \Delta t \quad \text{Eq. 52}$$

$$r_{i(t+\Delta t)} = r_{i(t)} + u_{i(t)} \Delta t + \frac{a_{i(t)}}{2} \Delta t^2 \quad \text{Eq. 53}$$

Uma vez definidas as condições iniciais e o *timestep*, as Eq. 52 e 53 se tornam dependentes apenas da aceleração da partícula “ $a_i(t)$ ” apresentada na Eq. 54, na qual o termo constante $\left[\frac{k}{m} = \frac{18 \eta_c \rho_c}{D^2 \rho_d}\right]$ depende apenas das propriedades físicas da partícula e do meio fluido, contendo os termos viscosos no numerador e os termos inerciais no denominador.

$$a_{i(t)} = \frac{b}{m} g_i + \frac{k}{m} f [V(x, y)_i - u_{i(t)}] \quad \text{Eq. 54}$$

Definido o campo de velocidades “ $V(x, y)$ ”, a aplicação do MLDP consiste na solução das Eq. 53 e 54 por algoritmo de iteração que fornece “ $r(t)$ ”. Esta abordagem, na qual a solução é obtida por etapas, exige menos esforço computacional do que modelos que necessitam realizar a interação entre o deslocamento de um grande número de partículas com as variáveis dos campos de pressão e velocidade a cada intervalo de tempo.

O resultado do produto entre o termo constante da aceleração e o fator de arrasto “ f ” é apresentado na Figura 33, onde é possível notar a discrepância dos resultados a depender do modelo de arrasto adotado. O modelo Newtoniano aplicado erroneamente terá como efeito uma menor força de arrasto atuante e conseqüentemente, as partículas apresentarão um movimento acelerado em relação à realidade.

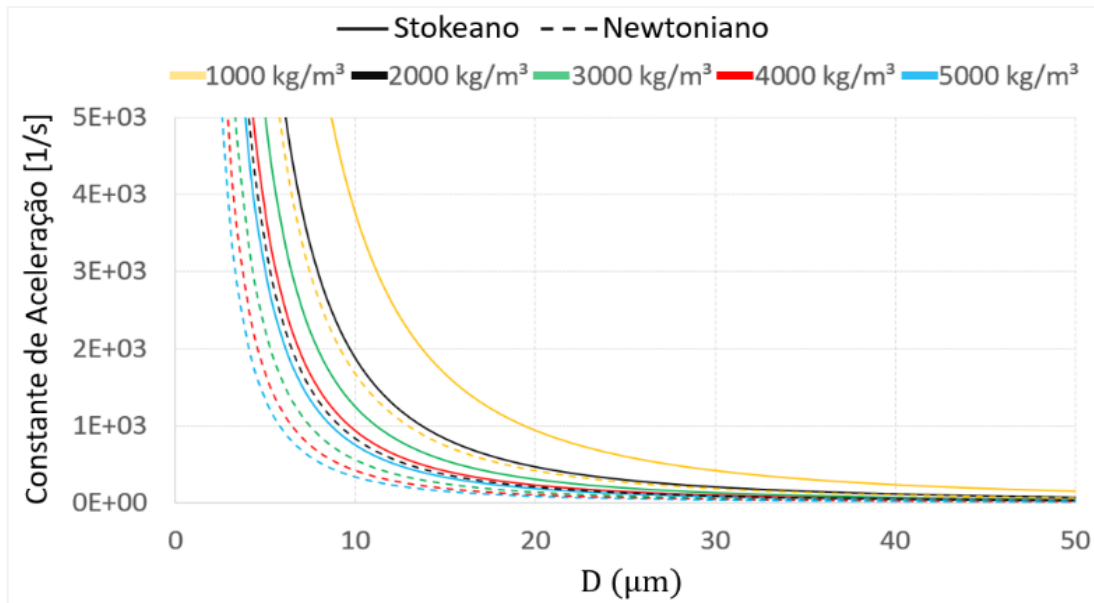


Figura 33. Constante do termo de aceleração. Modelo Stokeano em linhas contínuas ($f = 1$) e modelo Newtoniano em linhas tracejadas ($f = 0.445$). Fonte: próprio autor.

Como esperado, para partículas que se mantenham no regime Stokeano, a aceleração terminal (Eq. 55) tende a um valor nulo.

$$a_{i\infty} = \frac{b}{m} [1 - f] g_i \quad \text{Eq. 55}$$

A Figura 34 apresenta um exemplo de simulação MLDP aplicada no estudo de *chutes* de transferência entre esteiras de minério de ferro, na qual micropartículas de diâmetros entre 10 μm e 200 μm são lançadas individualmente da correia superior a 1m de altura com velocidade horizontal de 1 m/s e se deslocam até atingir a correia inferior ou saírem do “VC”.

Duas situações são apresentadas, na primeira as linhas contínuas descrevem o trajeto de partículas de diferentes diâmetros em ar puro quiescente e as correntes de ar no interior do “VC” devem ser desconsideradas [$\mathbf{V} = 0$]. A linha preta descreve o trajeto no vácuo, condição em que não há força de arrasto atuando sobre a partícula, obtida considerando a massa específica e viscosidade do fluido de simulação nulas [$\rho_c = \eta = 0$].

No segundo caso, o campo de velocidades é composto por dois escoamentos de ar separados na altura de 1.2 m, uniformes e que não interagem entre si. O escoamento inferior tem intensidade 0.51 m/s e representa os fluxos de ar gerados pela queda do material; o escoamento superior tem intensidade de 0.71 m/s e representa um exaustor, instalado sobre a esteira com a finalidade de absorver as micropartículas suspensas. As partículas mais leves são capturadas pelas correntes impostas pelo exaustor que neste caso foi capaz de capturar partículas de até 150 μm .

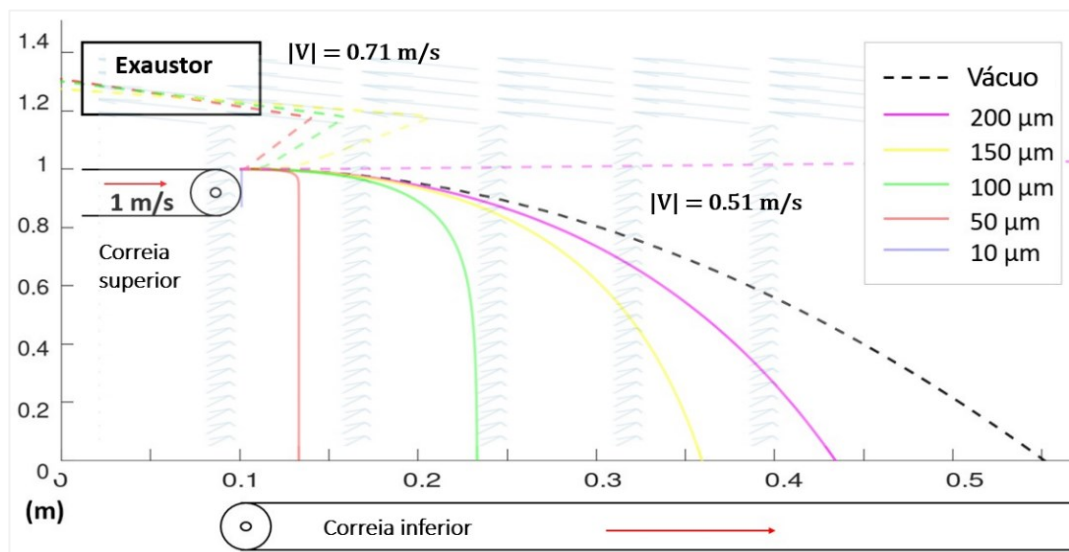


Figura 34. Simulação MLDP de uma esteira transportadora de minério de ferro.

Fonte: Xavier, et al., 2022.

A simulação MLDP pode ser utilizada para delimitar a região em que o material atinge a correia inferior a depender das dimensões de seus grãos, podendo ainda considerar efeitos do vento e prever as vazões de ar para dimensionamento dos sistemas de exaustão e filtragem de modo a garantir que as partículas propensas à suspensão sejam absorvidas.

Em um processo aberto como o empilhamento, definido o campo de velocidade, permite verificar o trajeto das micropartículas, identificar caminhos preferenciais de escape e os diâmetros de partículas sujeitas a serem transportadas pelo meio. Podendo ainda ser adaptado para se estimar as velocidades de *pickup* e *saltation* (GOMES e MESQUITA, 2014).

5 RESULTADOS

5.1 CAMPOS DE PRESSÃO E VELOCIDADE

A camada limite que se forma na interface material-ar devido ao não deslizamento acompanha o *core* até se encontrar com a pilha de material próximo à zona de impacto e a aceleração imposta sobre ela altera o campo de pressão ao redor do empilhamento, como demonstrado pela sequência de gráficos de campos de pressão na Figura 35.

A solução foi obtida em um raio de simulação [$R = 2$ m] para um *core* de diâmetro constante [$D_c = 0.6$ m] formado por material de massa específica [$\rho_d = 7000$ kg/m³], em virtude da alta massa específica a velocidade de queda do *core* é modelada por uma queda no vácuo. Considera-se concentração [$\phi = 0.25\%$] de nanopartículas suspensas que define a massa específica da camada limite [$\rho_m = 13.8$ kg/m³].

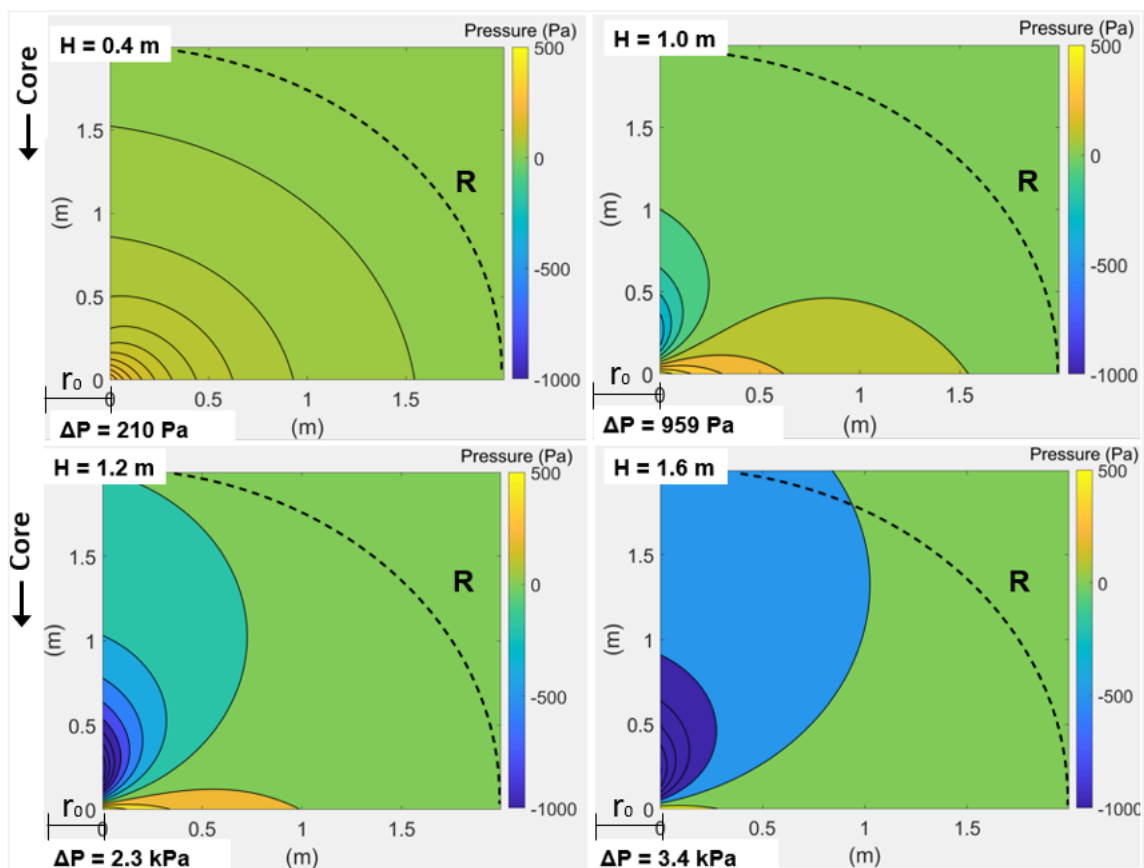


Figura 35: Alterações no campo de pressão com o incremento da altura de queda. Fonte: próprio autor.

Para pequenas alturas nota-se apenas a região de pressão positiva próxima à zona de impacto (laranja) que corresponde à pressão liberada pela camada limite ao atingir a pilha. A partir de certa altura, manifesta-se uma região de baixa pressão ao redor do *core* (azul) que se amplia ao mesmo tempo que a região de alta pressão é contraída para próxima da zona de

impacto, sujeitando a camada limite a um gradiente de pressão desfavorável de intensidade “ ΔP ” entre o *core* e a zona de impacto que aumenta com a altura de queda.

A diferença de pressão provoca o escoamento no sentido zona-de-impacto \rightarrow *core* levando à formação de um vórtice toroidal ao redor do empilhamento. O vórtice adiciona energia ao meio fluido e o campo de velocidade se organiza como demonstrado pela solução CFD na Figura 36, onde identifica-se quatro regiões de escoamento:

- A) **Entrada de Ar Induzido:** entrada da massa de ar arrastada;
- B) **Recirculação:** fluxo curvilíneo no sentido pilha-*core* que suspende micropartículas;
- C) **Escape Ascendente:** correntes verticais que transportam partículas para a atmosfera;
- D) **Escape Periférico:** correntes horizontais que transportam partículas para longe.

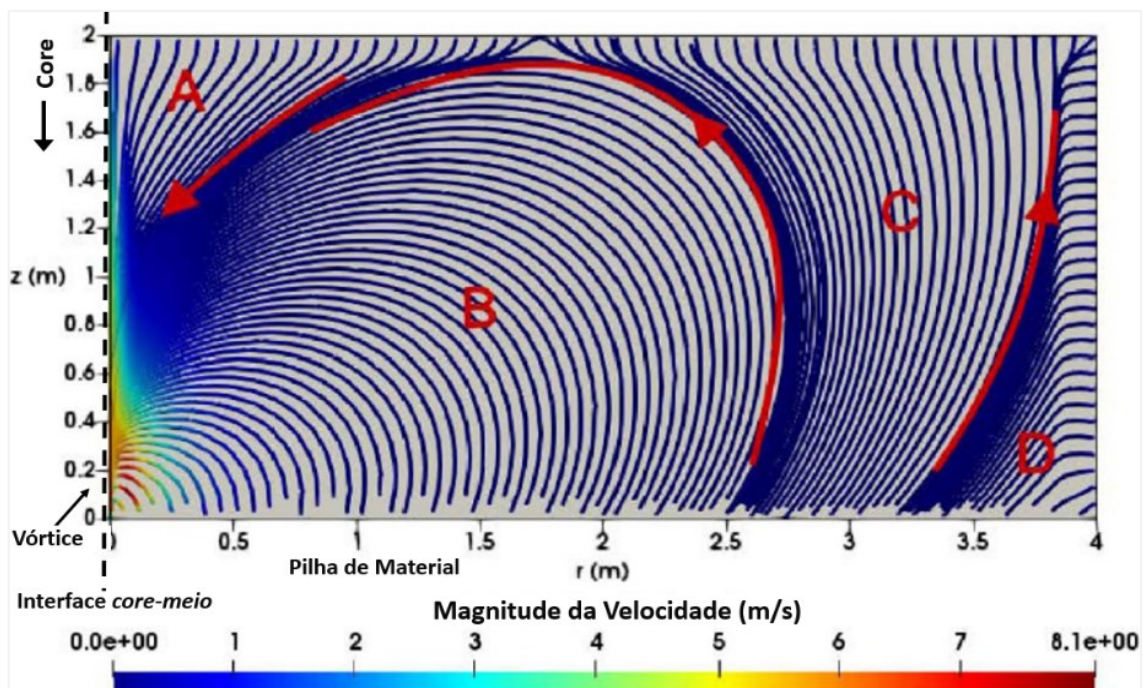


Figura 36. Regiões do campo de velocidades próximo ao empilhamento: A) Entrada de Ar induzido; B) Recirculação; C) Escape Ascendente; D) Escape Periférico. Fonte: Xavier, et al., 2020.

Nesse caso, considerou-se ar puro como fluido de simulação e obteve-se uma capacidade de transporte de $23 \mu\text{m}$ nas regiões menos intensas do campo, porém em casos reais espera-se que as capacidades de transporte sejam superiores às aqui descritas. Em primeiro lugar, pela solução considerar a fase dispersa com massa específica superior às dos materiais usualmente transportados a granel o que favorece sua deposição, além disso, ao considerar o fluido de

simulação como ar puro, com densidade e viscosidade inferiores à mistura real em torno do processo (ar-nanopartículas), sua capacidade de transporte é reduzida.

O MLDP é aplicado sobre o campo de velocidades fazendo $[V(x,y) = V(r,z)]$ e a imagem final (Figura 37) obtida por sobreposição do trajeto das partículas “ $r(t)$ ” no campo de velocidades “ $V(r,z)$ ”. A simulação mostra a como a granulometria do material afeta a trajetória preferencial das micropartículas.

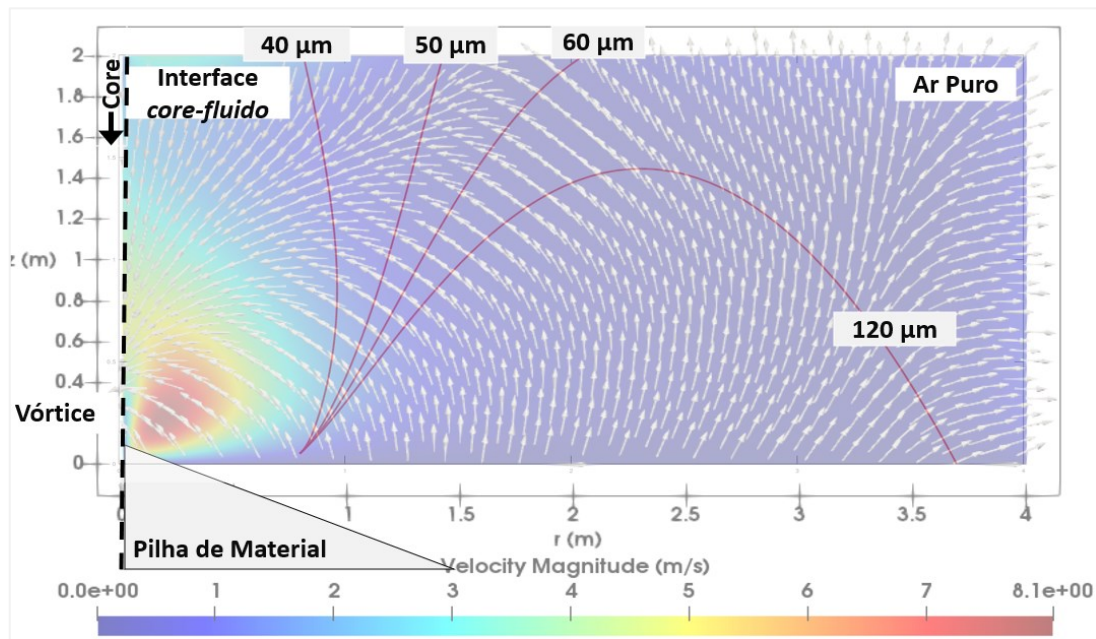


Figura 37. MLDP aplicado no campo de velocidades próximo ao empilhamento. Fonte: próprio autor.

A camada limite possui os maiores valores do campo de velocidade e mais próximos da velocidade do *core*, visualmente delimitada nesse caso por $[|V| \geq 2.5 \text{ m/s}]$ (azul claro). A camada limite é paralela ao *core* exceto próximo à zona de impacto onde ocorre sua expansão devido ao gradiente de pressão, o vórtice em seu interior possui correntes com velocidades próximas àquela com que o *core* atinge a zona de impacto (Eq. 56).

$$V(r \sim 0, z \sim 0) \approx v_{core}(0) \quad \text{Eq. 56}$$

O vórtice é a fonte de energia principal do escoamento e transfere momento para as camadas fluidas adjacente gerando os gradientes de velocidades observados próximos à zona de impacto. No campo de magnitude da velocidade próximo à zona de impacto (Figura 38) o vórtice é delimitado por $[|V| \geq 6.2 \text{ m/s}]$ com capacidade de transporte de $168 \mu\text{m}$.

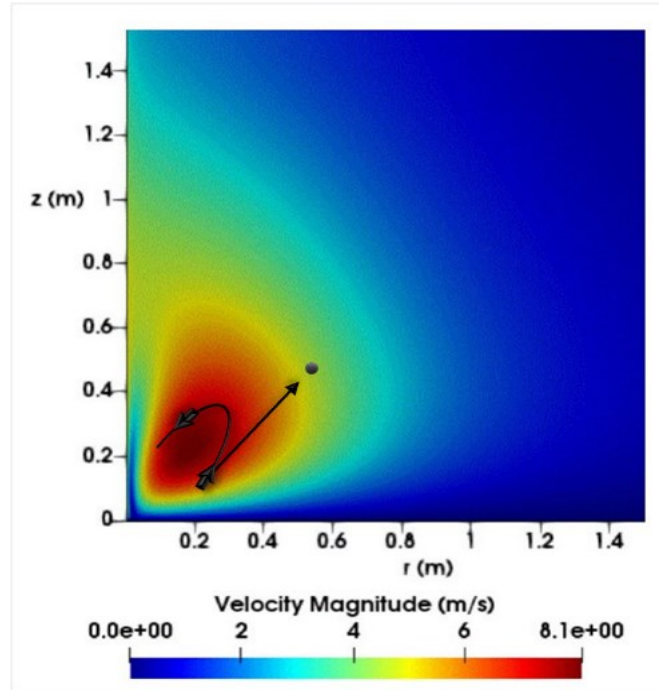


Figura 38: Magnitude da velocidade próximo à zona de impacto (vórtice).

Fonte: adaptado de Xavier, et al., 2020.

Os perfis de velocidade tomados em “VP” são apresentados na Figura 39 para alturas de queda entre 0.4 m e 1.8 m.

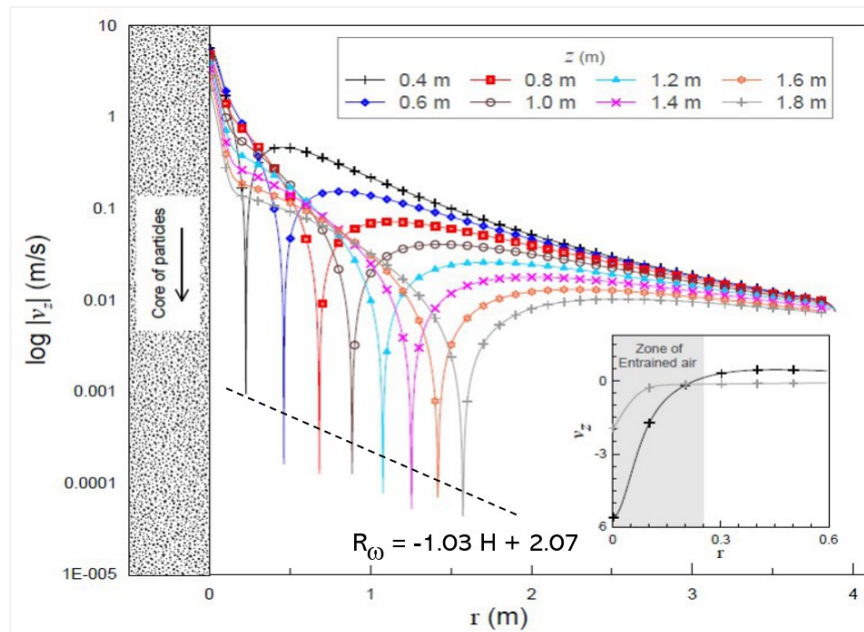


Figura 39. Perfis das componentes verticais de velocidade.

Fonte: adaptado de Xavier, et al., 2020.

No gráfico principal são plotados os perfis logarítmicos onde os picos identificam os centros da zona de recirculação e a reta tracejada ilustra a relação entre sua posição horizontal “ R_w ” e a altura de queda “ H ” apresentada na Eq. 57. No canto inferior direito constam os perfis tradicionais para as alturas limítrofes e delimita-se a entrada de ar induzido.

$$R_w = -1.03 H + 2.07 \quad \text{Eq. 57}$$

A hidrodinâmica envolvida na formação de poeira é ilustrada em um empilhamento real na Figura 40. O material a granel é lançado sobre um pilha e a poeira em torno do processo é formada pelas partículas mais leves enquanto as mais pesadas se mantêm coesas no *core*. A visualização da poeira é possível nas regiões em que há maior concentração de micropartículas sólidas, sendo favorecida neste caso pela estrutura que fornece um contorno para o meio fluido do lado esquerdo do processo.

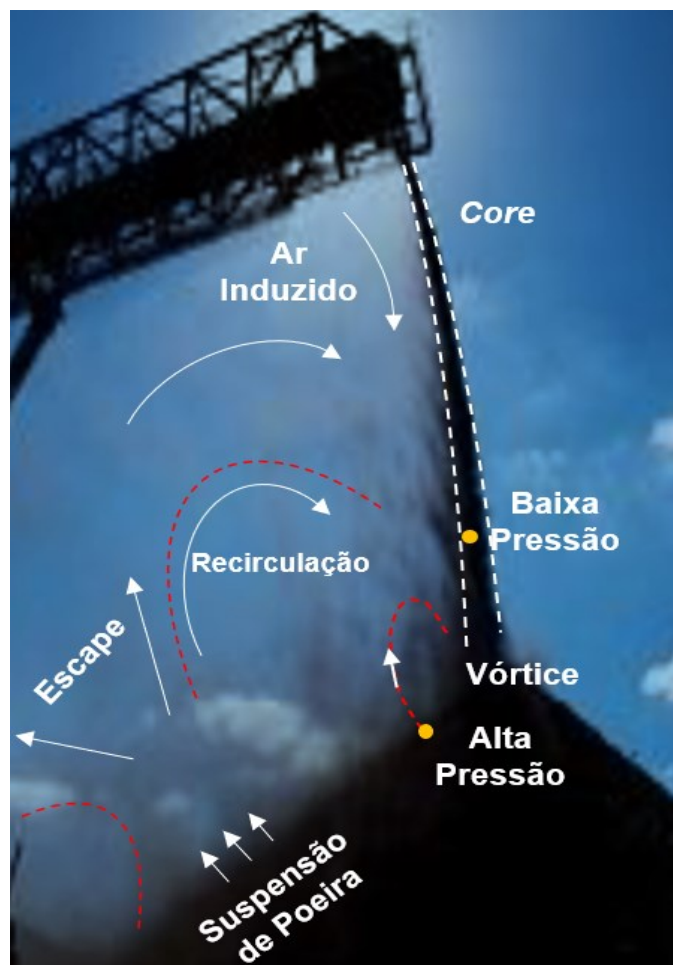


Figura 40. Hidrodinâmica envolvida na formação de poeira. Fonte: próprio autor.

A força de arrasto pode manter as micropartículas suspensas e sujeitas às correntes de ar geradas pelo processo, como ilustra a simulação na Figura 41 para um empilhamento de minério de ferro com partículas de diâmetro 5 mm que alcançam o solo em 457.5 ms. Durante este período, partículas de diâmetros inferiores a 100 μm percorrem menos da metade do trajeto ficando sujeitas ao transporte por correntes de ar com intensidades de 1.32 m/s.

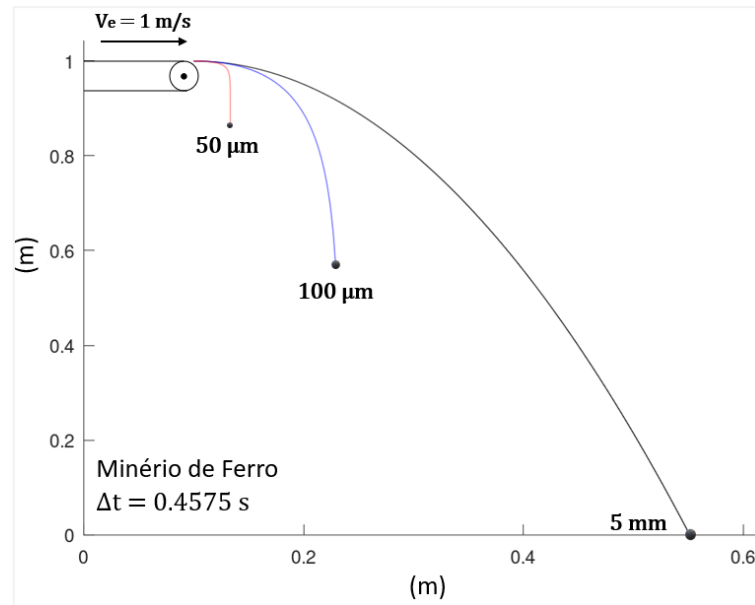


Figura 41. Simulação MLDP de partículas de minério de ferro lançadas de uma esteira. Fonte: próprio autor.

5.2 ALTURA DE QUEDA CRÍTICA

O gráfico da diferença de pressão [$\Delta P = P_H - P_L$] em relação à altura de queda adimensional [H/D_c] é apresentado na Figura 42, “ P_H ” é o maior valor de pressão que ocorre próximo à zona de impacto e “ P_L ” o menor que ocorre próximo ao *core*.

O gráfico logarítmico em forma de garfo indica que existe uma altura de queda em que o diferencial de pressão começa a crescer exponencialmente, denominada *altura de queda crítica* “ H_c ” e determinada pela Eq. 58 (XAVIER, et al., 2021). Para alturas de queda inferiores, o aumento de pressão próximo à zona de impacto ocorre devido ao aumento da velocidade com que a camada limite atinge o solo. Acima desta, a velocidade da camada limite leva ao surgimento da zona de baixa pressão e crescimento exponencial de “ ΔP ”.

$$H_c = 0.9037 D_c^{0.455}$$

Eq. 58

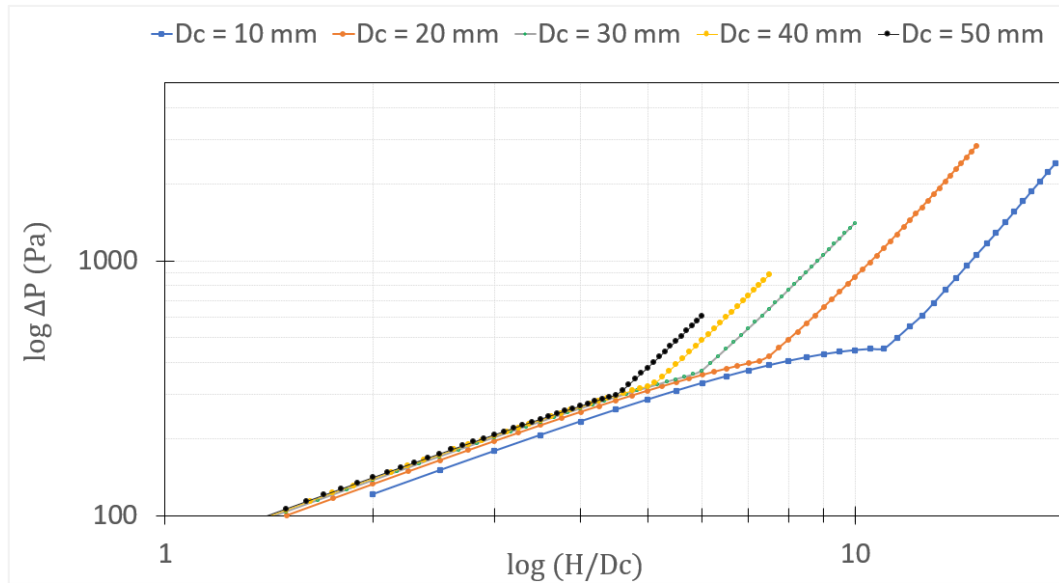


Figura 42. Diferença de pressão em função da altura de queda do empilhamento.

Fonte: Xavier, et al., 2021.

5.2.1 Consequências de Ultrapassar a Altura de Queda Crítica

A partir desse ponto do trabalho os resultados se referem a um empilhamento de pequena escala a partir do qual foi possível realizar comparações com dados empíricos disponíveis na literatura. Os resultados permitem observar fenômenos físicos em microescala relacionados à camada limite que interferem diretamente no campo de velocidades.

As simulações consideram um material de massa específica [$\rho_d = 1000 \text{ kg/m}^3$] que forma um *core* composto por partículas de $60 \mu\text{m}$. O fluido de simulação é tratado como uma mistura contínua de massa específica [$\rho_m = 3.8 \text{ kg/m}^3$] e viscosidade determinada pela Eq. 45 contendo nanopartículas em concentração [$\phi = 0.25 \%$]. O diâmetro do *core* e sua altura de queda variam dentro das faixas [$10 \leq D_c \leq 50 \text{ mm}$; $0.2 \leq H \leq 1.2 \text{ m}$].

As alterações sofridas pelos campos de pressão, velocidade e pelas linhas de corrente (*streamlines*) ao se ultrapassar a altura de queda crítica são apresentadas nas Figuras 43 a 45. Cada uma é composta por uma sequência de três imagens obtidas pela solução do campo de velocidade em diferentes alturas de queda: **a.** inferior à altura crítica [$H/D_c = 8$]; **b.** altura de queda crítica [$H/D_c = 11$]; **c.** acima da altura de queda crítica [$H/D_c = 32$].

O campo de pressão e os vetores de velocidade são apresentadas na Figura 43. Antes de “ H_c ” a zona de pressão positiva próxima à zona de impacto direciona o meio fluido radialmente para fora de forma suave, sendo o cenário mais favorável à deposição de micropartículas suspensas.

Quando a altura de queda se iguala a “ H_c ”, forma-se a zona de pressão negativa na interface *core*–fluido e o gradiente de pressão força uma mudança no campo de velocidade que passa a apresentar correntes ascendentes de baixa intensidade, mesmo assim com capacidade média de transporte de $110 \mu\text{m}$.

Ao ultrapassar “ H_c ” o vórtice ganha energia e modifica completamente o campo de velocidade que passa a apresentar correntes intensas e caminhos preferenciais para o escape das micropartículas com capacidade de transporte de até $289 \mu\text{m}$. Este cenário é favorável à suspensão e transporte das partículas, aumentando a probabilidade de formar poeira.

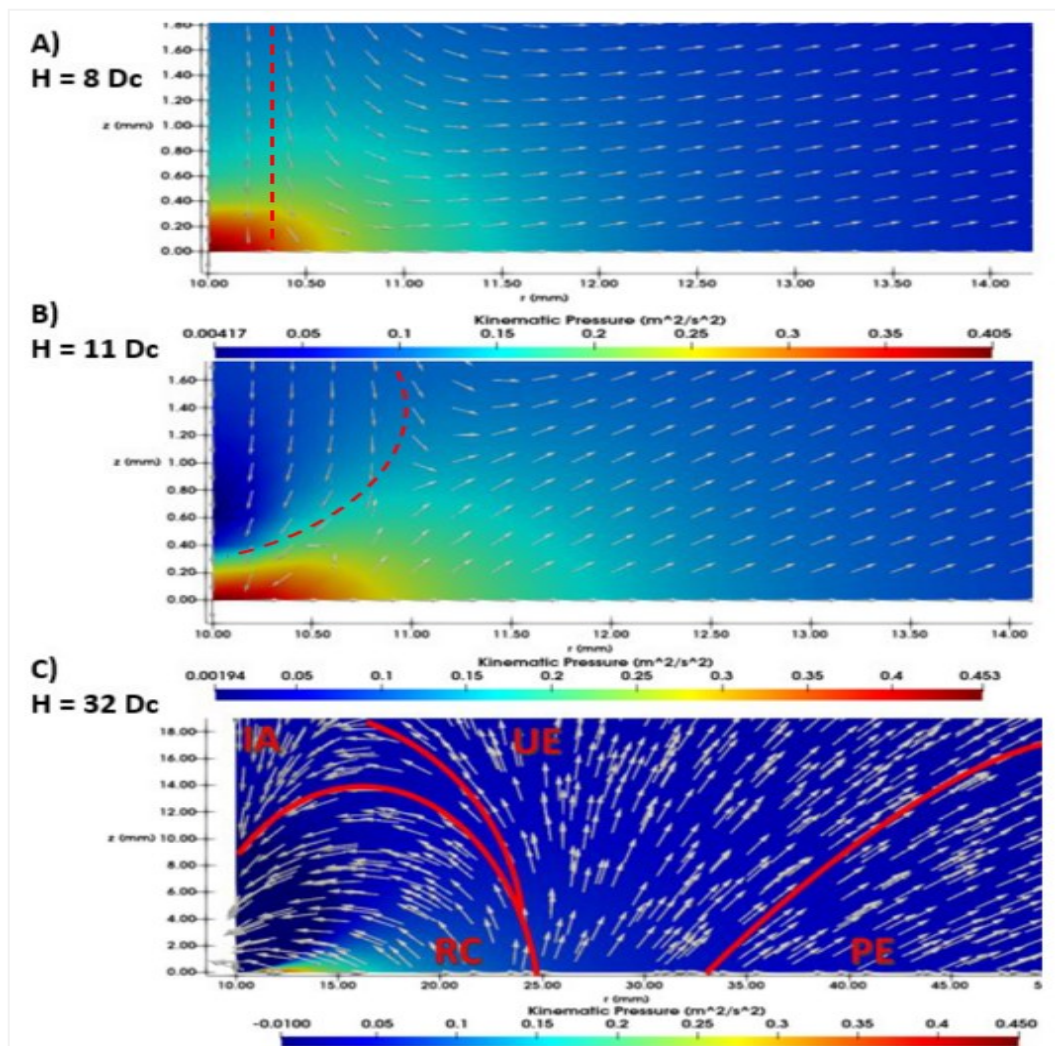


Figura 43. Alterações nos campos de pressão e velocidade ao ultrapassar a *altura de queda crítica*.

Fonte: Xavier, et al., 2021.

A camada limite é paralela ao *core* para alturas de queda inferiores à crítica, como pode ser observado pelo campo de magnitude da velocidade do meio fluido (Figura 44). Acima dessa, o gradiente de pressão causa a súbita expansão da camada limite que se descola do *core* dando origem à região de recirculação (vermelho). A camada limite separada (verde) possui em seu interior um caminho preferencial para o escape das micropartículas (laranja).

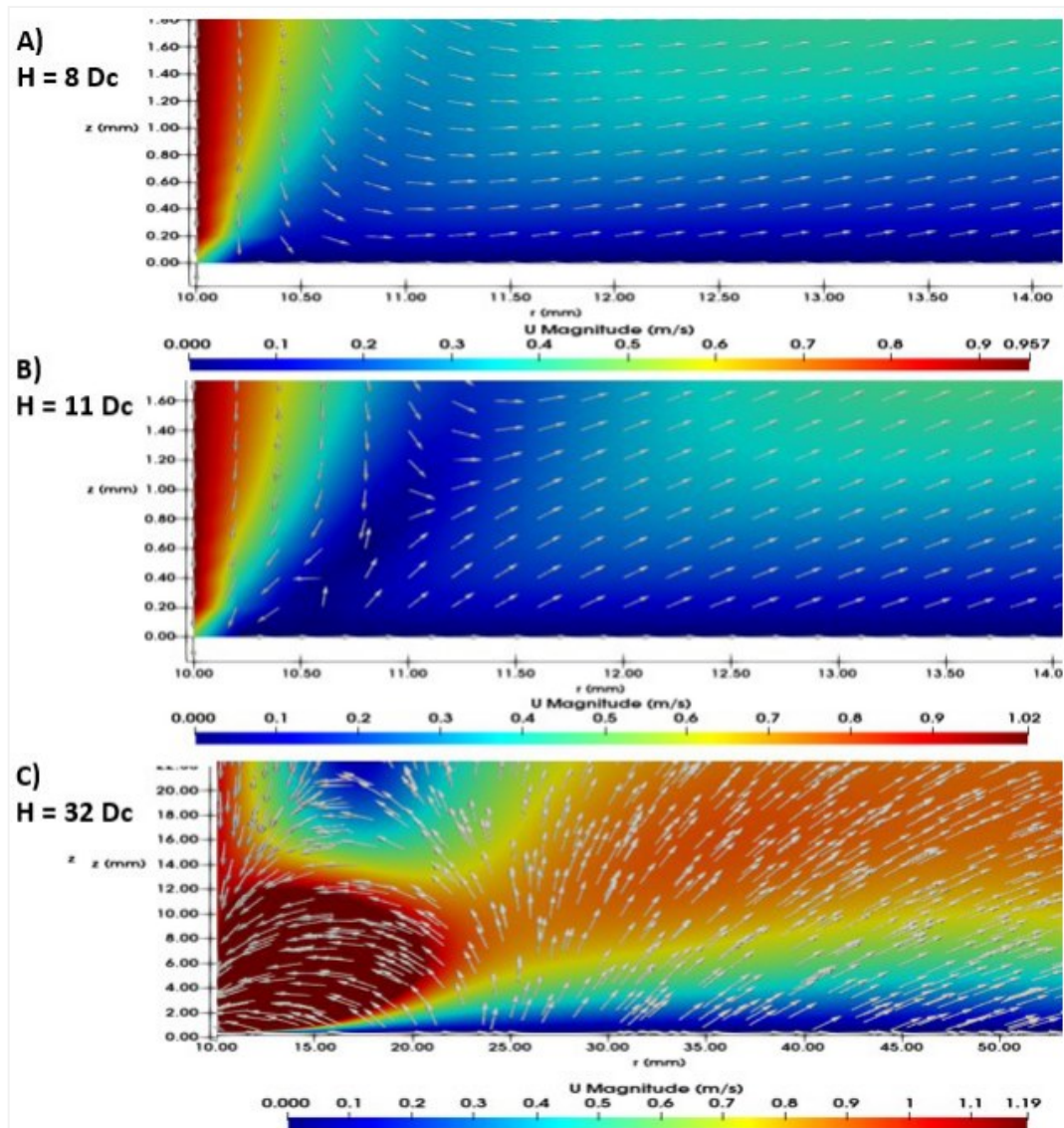


Figura 44. Alterações no campo de velocidades ao ultrapassar a *altura de queda crítica*.

Fonte: Xavier, et al., 2021.

As linhas de corrente (*streamlines*) são apresentadas na Figura 45 e evidenciam o momento de transição do campo de velocidade na altura de queda crítica. Para alturas superiores, o gradiente de pressão causa a separação das linhas de corrente formando uma região visualmente semelhante ao observado nos aerofólios em *estol* (ver Figura 9).

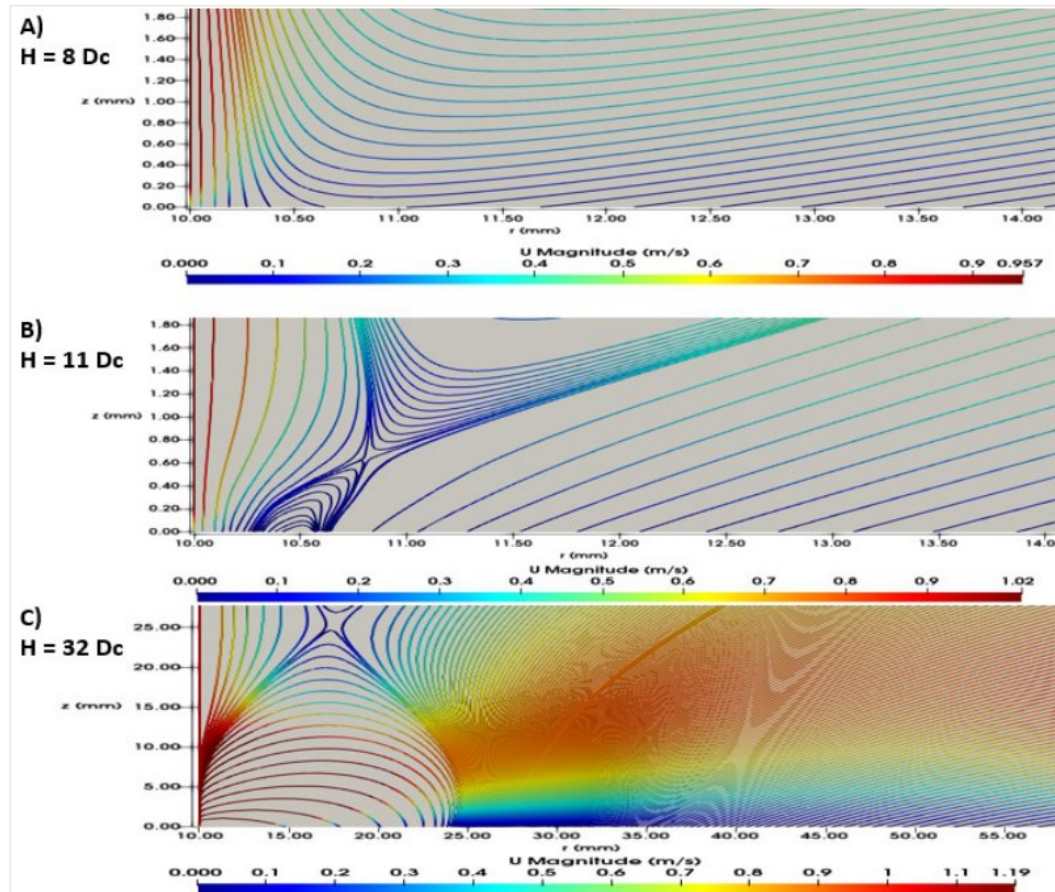


Figura 45. Alteração nas linhas de corrente (*streamlines*) ao ultrapassar a *altura de queda crítica*.

Fonte: Xavier, et al., 2021.

5.2.2 Expansão da Camada Limite

A expansão da camada limite aumenta a energia potencial disponível para o espalhamento das partículas e favorece a formação de poeira. A sequência de imagens na Figura 46 ilustra a expansão da camada limite com o aumento da altura de queda.

Woodal (1993) utilizou fumaça para visualizar o escoamento de ar induzido em um empilhamento de areia e relatou uma súbita expansão da camada limite ao atingir as alturas de queda adimensionais $[H/D_c = 20$ para $D_c = 10$ mm] e $[H/D_c = 10$ para $D_c = 20$ mm], seus resultados são reproduzidos junto aos obtidos pelo modelo CFD na Figura 47.

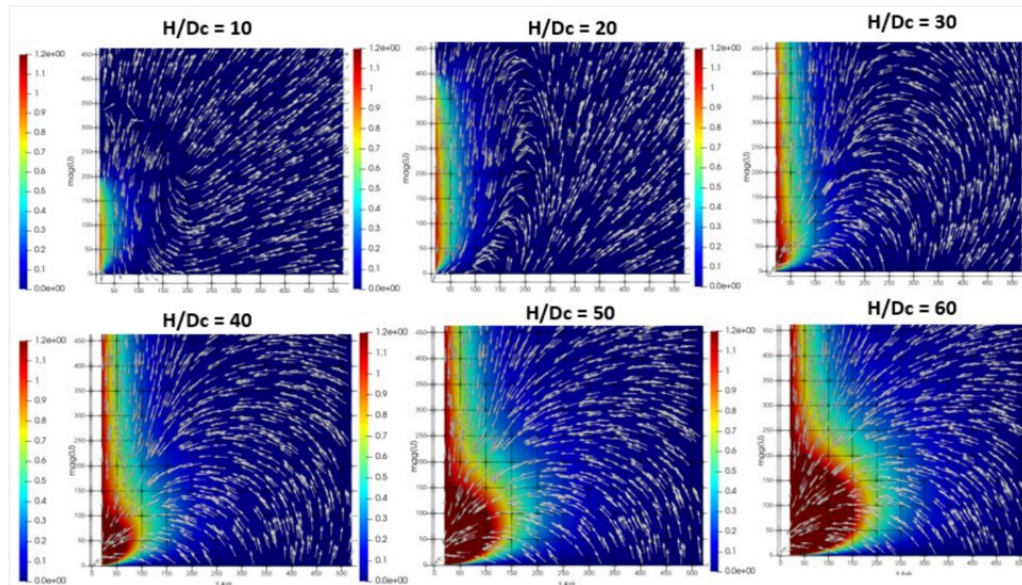


Figura 46. Expansão da camada limite com aumento da altura de queda. Fonte: Xavier, et al., 2021.

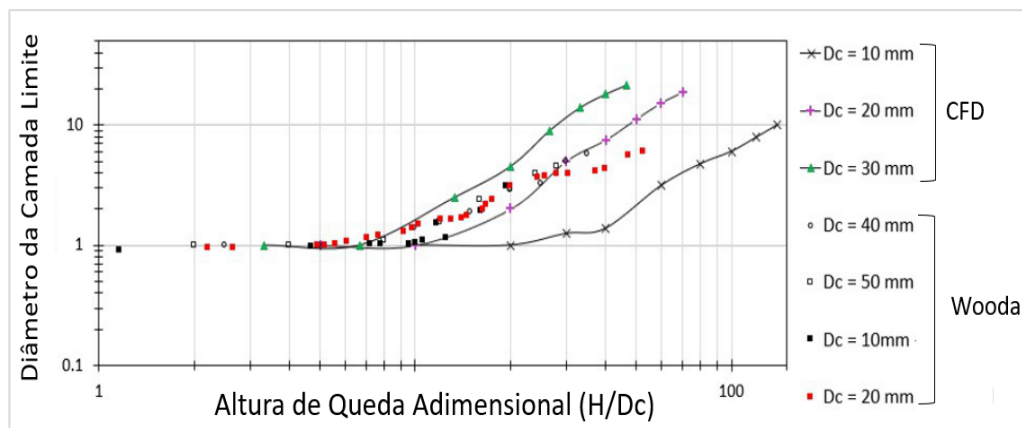


Figura 47. Diâmetro da camada limite em função da altura de queda. Fonte: Xavier, et al., 2021.

Os fenômenos da camada limite observados durante o empilhamento são semelhantes aos observados quando se acelera um fluido contra uma placa plana seguida de uma esfera, “ t_1 ” na Figura 48. Em “ t_2 ” o fluido está completamente aderido à superfície da esfera pela condição de não deslizamento e em “ t_3 ” nota-se a introdução de vorticidade na superfície da camada. Em “ t_4 ” o gradiente de pressão dá início a um escoamento reverso no interior da camada limite. Em “ t_5 ” o fluido é dirigido para o ponto de baixa pressão levando à formação do vórtice e em “ t_6 ” o vórtice está consolidado.

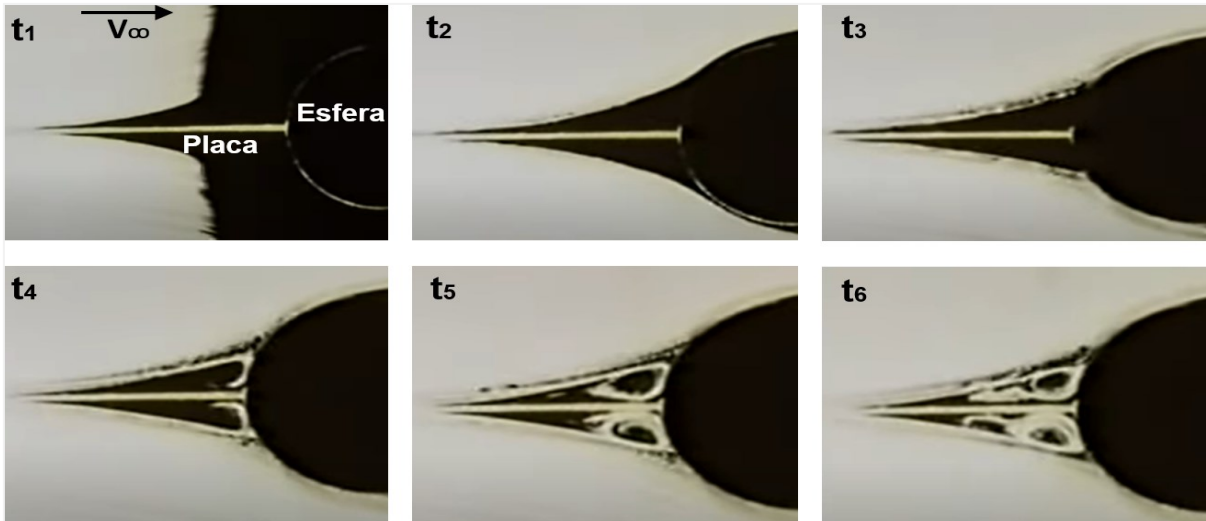


Figura 48. Camada limite em um fluido acelerado contra uma placa plana seguida de uma esfera.

Fonte: adaptado de MIT, 1968.

5.3 VAZÃO DE AR INDUZIDA

Os gráficos obtidos a partir dos perfis de velocidade são apresentadas na Figura 49 para as alturas de queda [$H_1 = 600$ mm] e [$H_2 = 100$ mm] junto às suas melhores Gaussianas obtidas para [$b_1 = 63.5$ mm] e [$b_2 = 38.5$ mm] definindo um ângulo de abertura [$\alpha = 5\%$] próximo aos 6.3 % da referência experimental (ANSART, et al., 2009a). A partir dos perfis de velocidade delimita-se a entrada de ar induzido e a região sobre a qual será calculada a vazão de ar induzida.

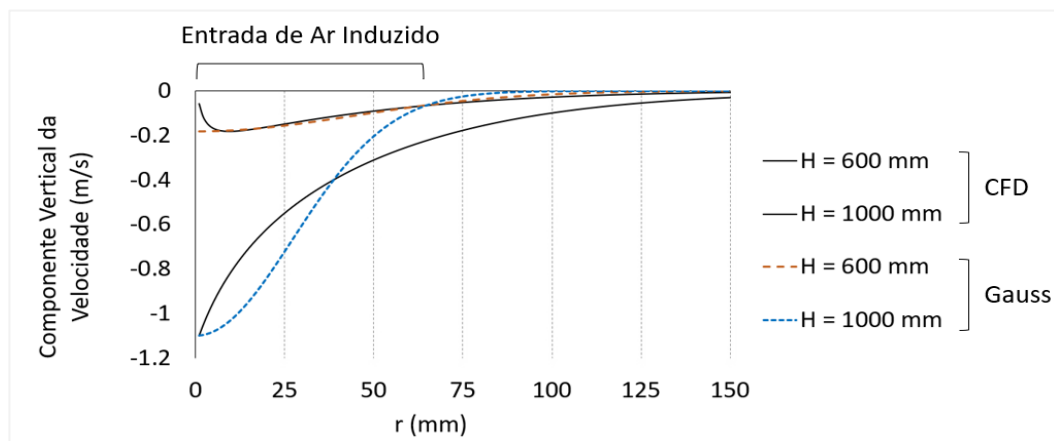


Figura 49. Modelagem Gaussiana dos perfis de velocidade. Fonte: adaptado de Xavier, et al., 2021.

O modelo CFD foi calibrado (Figura 50) tomando como referência os resultados empíricos de vazão de ar induzida de Cooper e Arnold (1995) e Liu (2003). A mudança de comportamento na curva de vazão corresponde à altura de queda crítica, podendo ser bem observada no intervalo $[30 < H/D_c < 70]$ para diâmetros de em torno 10 mm.

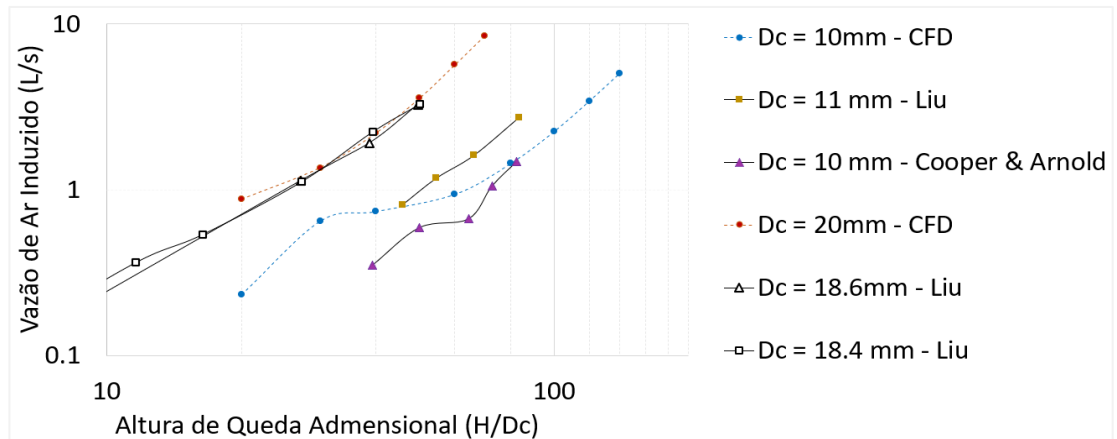


Figura 50. Vazão de ar induzida em relação à altura de queda adimensional. Fonte: Xavier, et al., 2021.

Uma série de simulações foram realizadas em torno da faixa de calibração a fim de avaliar a influência da altura de queda e do diâmetro do *core* sobre vazão de ar induzida, resultando na Eq. 59. Os resultados apresentados no gráfico da Figura 51 mostram o comportamento adequado do modelo na faixa de estudo.

$$Q(H, D_c) = 343.7 D_c^{3.0053} \left(\frac{H}{D_c} \right)^{(1.3769 D_c^{-0.076})} \quad (L/s) \quad \text{Eq. 59}$$

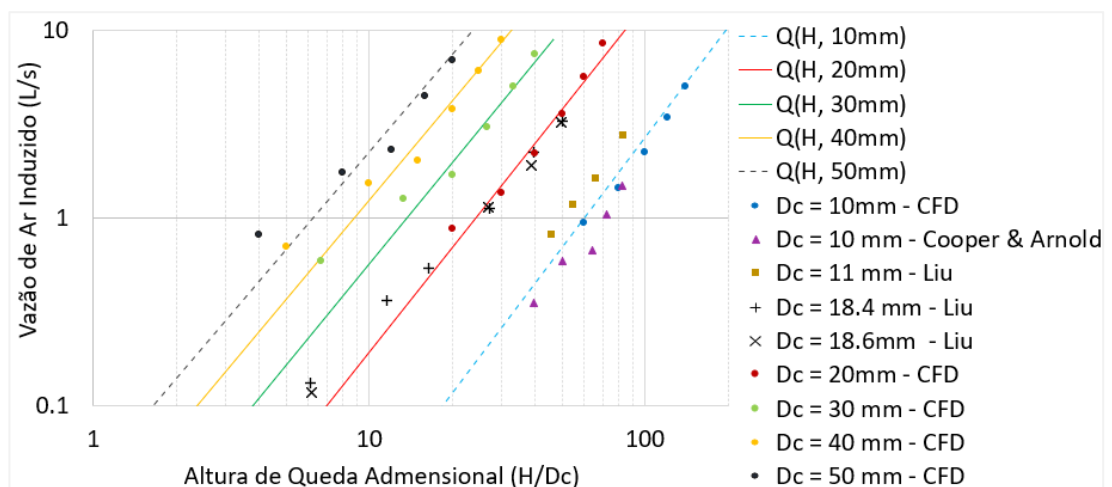


Figura 51. Resultados analíticos, CFD e empíricos de vazão de ar induzida. Fonte: Xavier, et al., 2021.

Seguindo a metodologia proposta por Cooper e Arnold (1995), os resultados empíricos, analíticos e CFD são comparados pela influência de seus parâmetros sobre a vazão de ar induzida. Antes, são feitas algumas considerações em relação aos modelos originalmente propostos (Eq. 4, 5 e 6):

- I. A vazão mássica de material é substituída por $[\dot{m} = 0.25 \rho_d \bar{v} \pi D_c^2]$;
- II. A velocidade média da queda do *core* por $[\bar{v} = 0.5 \sqrt{2} g^{0.5} H^{0.5}]$;
- III. No modelo de partículas pesadas, a área responsável pela vazão de ar induzida é a área externa ao *core* $[A_0 = \pi D_c H]$;
- IV. O modelo de pluma representa um extremo oposto no qual a pluma circunda toda região de ar induzido. Assim, considera-se a vazão presente em “B” como a própria vazão de ar induzida que é extraída da constante. E faz-se $g'=g$;
- V. No modelo de Cooper e Arnold a análise dimensional indica que a constante “C” deve conter o termo $[D_c^{-1} \cdot \rho_c^{-1}]^k$ que é extraído da constante.

Aplicadas as considerações, os modelos de vazão de ar induzida na forma da Eq. 60 são apresentados nas Eq. 61 a 64. Nesta forma, os parâmetros se ajustam à hipótese original de que partículas pesadas e pluma devem ser extremos em relação à altura de queda.

$$Q \propto C g^y H^w D_c^z \quad \text{Eq. 60}$$

$$Q_{Hemeon} = C g^{\frac{1}{2}} H^{\frac{3}{2}} D_c \quad \text{Eq. 61}$$

$$Q_{P.Pesadas} = C g^{\frac{1}{2}} H^{\frac{3}{2}} D_c \quad \text{Eq. 62}$$

$$Q_{Pluma} = C g^{\frac{1}{2}} H^{\frac{5}{2}} \quad \text{Eq. 63}$$

$$Q_{CpAr} = C \left(\frac{\rho_d}{\rho_c} \right)^k g^{\frac{k}{2}} H^{\frac{k}{2}+p} D_c^k \quad \text{Eq. 64}$$

Os expoentes, listados na Tabela 5, indicam uma dependência constante da vazão de ar em relação às dimensões fundamentais do empilhamento [$w + z = 2.5$] e ao que tudo indica, o modelo experimental de Cooper e Arnold (1995) compensou a falta da aceleração gravitacional na equação elevando o valor da constante.

Tabela 5: Parâmetro dos novos modelos de vazão de ar induzida.

Modelo ($Q \propto C g^\gamma H^w D^z$)	Dc (mm)	C	γ	w	z
Pluma	-	0.9 – 1.6	0.5	2.5	0
CFD	10	-	-	1.98	-
Liu (2003)	10	-	-	1.98	-
Cooper e Arnold (1995)	10	8.0	0.175	1.97	0.35
CFD	20	-	-	1.83	-
CFD	30	-	-	1.78	-
CFD	40	-	-	1.77	-
CFD	50	-	-	1.75	-
Liu (2003)	18.4	-	-	1.51	-
Liu (2003)	18.6	-	-	1.57	-
Hemeon	-	1.5	0.5	1.5	1
Partículas Pesadas	-	2.2	0.5	1.5	1

Como pode ser observado, uma vantagem do modelo CFD é sua capacidade de calibrar os expoentes “w” e “z” em função do diâmetro do *core* do empilhamento. Para fim de comparação a relação geral do modelo CFD é apresentada na Eq. 65, onde [$w + z = 2.31$].

$$Q_{CFD} \propto 0.15 g^{0.517} H^{1.55} D_c^{0.756} \quad \text{Eq. 65}$$

5.4 MAPEAMENTO DA CAPACIDADE DE TRANSPORTE

Um plano da solução 3D do campo de velocidades é apresentado na Figura 52 e está de acordo com o previsto pelo modelo analítico proposto por Belich *et al.* (2022). A solução foi obtida por acoplamento DEM-CFD utilizando os softwares Rocky da ESSS para simular o *core* por Discrete Element Method (DEM) e sua influência sobre o meio fluido é obtida pelo software Fluent da Ansys utilizando CFD (ESSS, 2021).

A magnitude do campo de velocidades é apresentada na Figura 53 com sua respectiva escala à esquerda. À direita é apresentado um mapeamento desta escala para a capacidade de transporte do meio fluido. O resultado confirma que mesmo as correntes de ar mais afastadas do empilhamento e de intensidades ‘desprezíveis’ podem transportar as partículas de 6 μm .

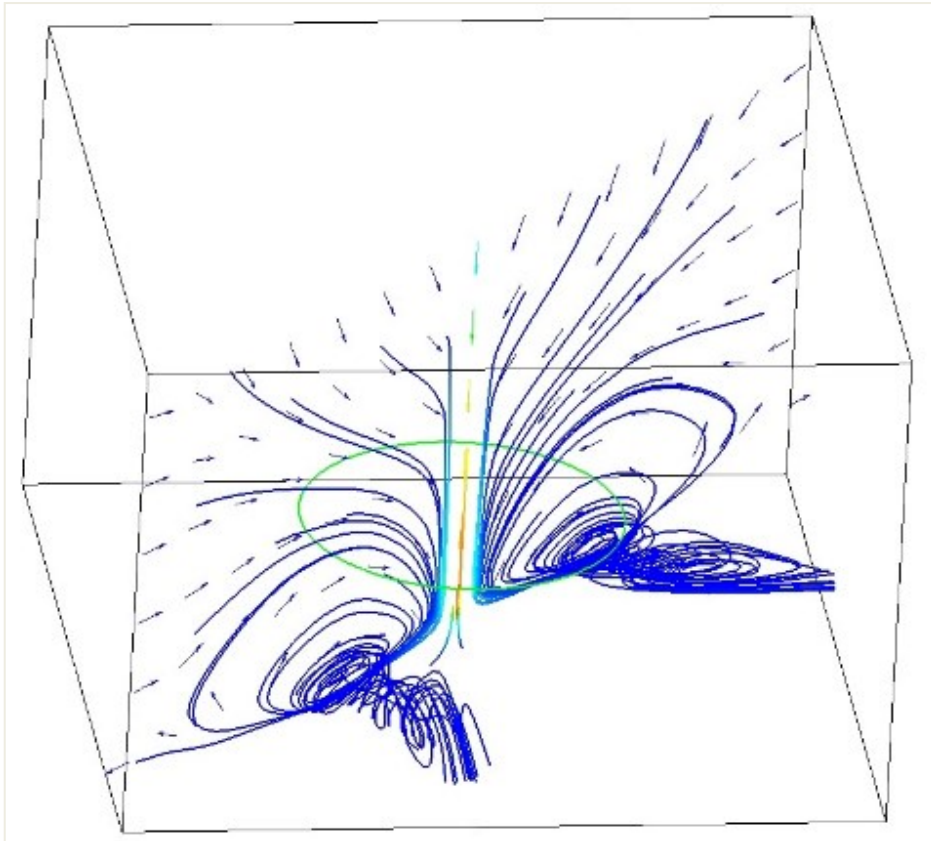


Figura 52. Plano de solução 3D do campo de velocidades por acoplamento DEM-CFD. Fonte: próprio autor.

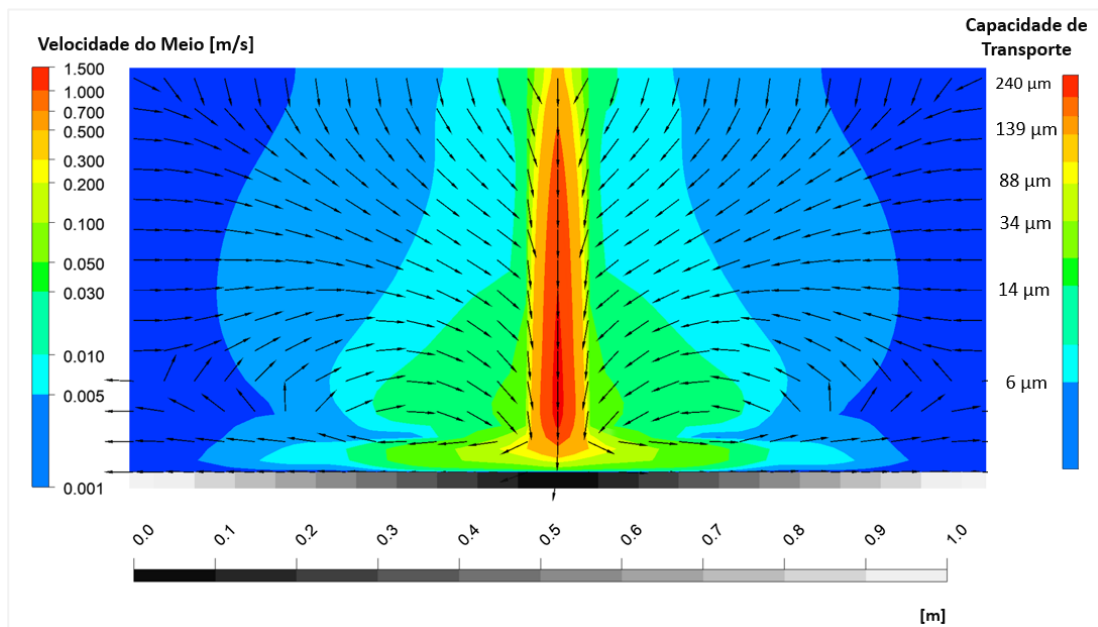


Figura 53. Mapa da capacidade de transporte próxima a um empilhamento. Fonte: próprio autor.

5.5 RESUMO GRÁFICO E EQUAÇÕES

Os mecanismos responsáveis pela formação e dispersão de poeira identificados neste trabalho estão resumidos na Figura 54. As equações utilizadas para solução e análise dos campos de pressão e velocidade estão agrupadas na Tabela 6.

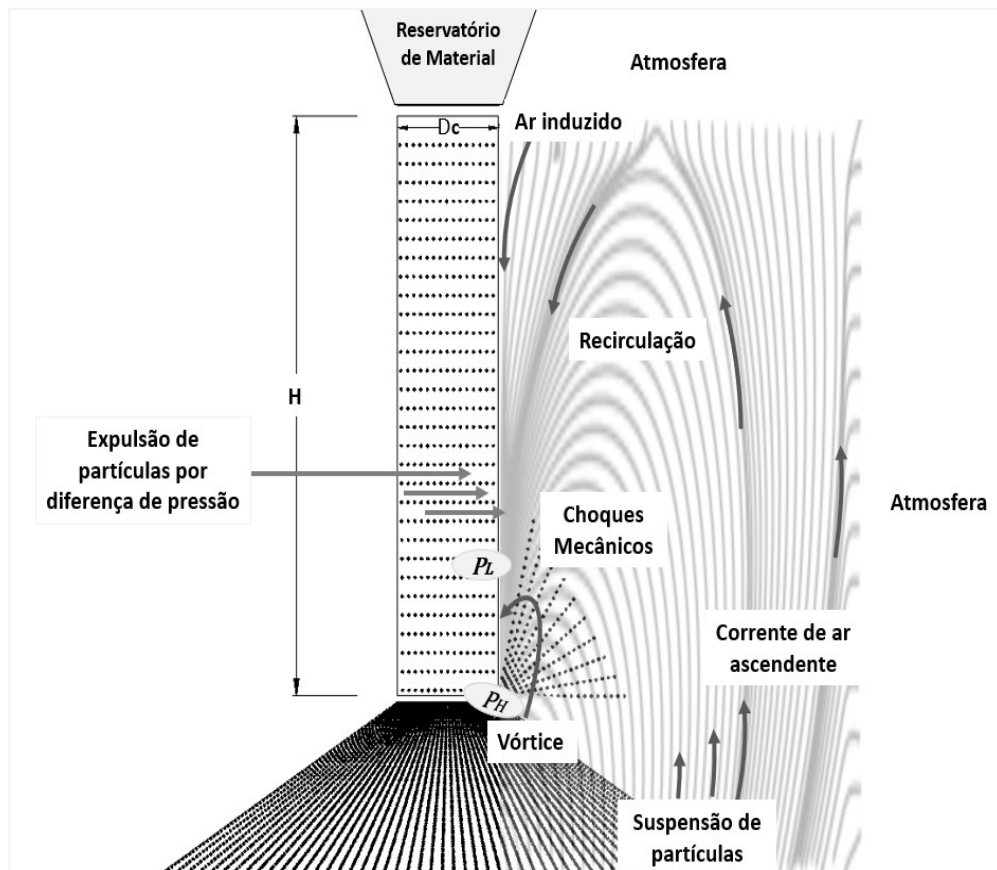


Figura 54. Mecanismos responsáveis pela formação de poeira na queda de materiais a granel.

Fonte: próprio autor.

No resumo gráfico constam dois mecanismos não discutidos neste trabalho. O mecanismo de choques mecânicos entre o material e a pilha, responsável por produzir e suspender micropartículas próximo à zona de impacto. E a expulsão de partículas devido à diferença de pressão entre o *core* e a camada limite, mecanismo que pode ser avaliado aplicando-se a equação de Darcy (NEUMAN, 1977) na interface.

Tabela 6: Equações aplicadas no estudo da formação de poeiras em empilhamentos.

Descrição	Equação
Campo de Pressão (Pa)	$P(r, z) = P_0 + \frac{\rho_m D_c g}{2} \left[\frac{H}{\sqrt{r^2 + z^2}} - \frac{(D_c/2)^2 + H^2}{\sqrt{(r^2 + z^2)^3}} z \right]$
	$\nabla^2 v_r = E r \left(\frac{H}{\sqrt{(r^2 + z^2)^3}} - \frac{3(r_0^2 + H^2)}{\sqrt{(r^2 + z^2)^5}} z \right)$
Campo de Velocidades (m/s)	$\nabla^2 v_z = E \left(\frac{r_0^2 + H^2}{\sqrt{(r^2 + z^2)^3}} + \frac{H}{\sqrt{(r^2 + z^2)^3}} z - \frac{3(r_0^2 + H^2)}{\sqrt{(r^2 + z^2)^5}} z^2 \right)$
	$E = \frac{\rho_m g r_0}{\rho_d \eta}$
Distância do ponto de impacto em relação à velocidade do <i>core</i>	$H(v_{core}) = H_0 - \frac{1}{g} \frac{u_{\infty} q}{f} \left[v_{core} - \frac{u_{\infty} q}{f} \ln \left(1 - \frac{f}{u_{\infty} q} v_{core} \right) \right]$
Forma e Ângulo da Pluma Gaussiana	$v(r) = v_0 e^{-(r/b)^2} \quad \alpha = \frac{b_2 - b_1}{H_2 - H_1} * 100\%$
Viscosidade Computacional (Stokes)	$\begin{cases} N(H) = 2.5 \eta_0 H + \eta_0 \frac{A}{D_c}, & H \geq H_{BL} \\ N = N(H_{BL}), & H < H_{BL} \end{cases}$
Altura de Queda Crítica Adimensional	$H_c = 0.9037 D_c^{0.455}$
Volume de Ar Induzido (L/s)	$Q(H, D_c) = 343.7 D_c^{3.0053} \left(\frac{H}{D_c} \right)^{(1.3769 D_c^{-0.076})} \quad (L/s)$
Velocidade Terminal da Partícula em Meio Quiescente (m/s)	$\vec{u}_{\infty q} = \frac{b}{k} \vec{g}$
Capacidade de Transporte	$ V > u_{\infty q} $

5.5.1 Equações para Empilhamento tipo Esteira

Tendo em vista que o empilhamento mais comum na indústria é realizado através de esteiras, são propostas a seguir relações para estes casos por meio de adaptação das equações desenvolvidas para um *core* cilíndrico. A forma aproximada do *core* é ilustrada na Figura 55.

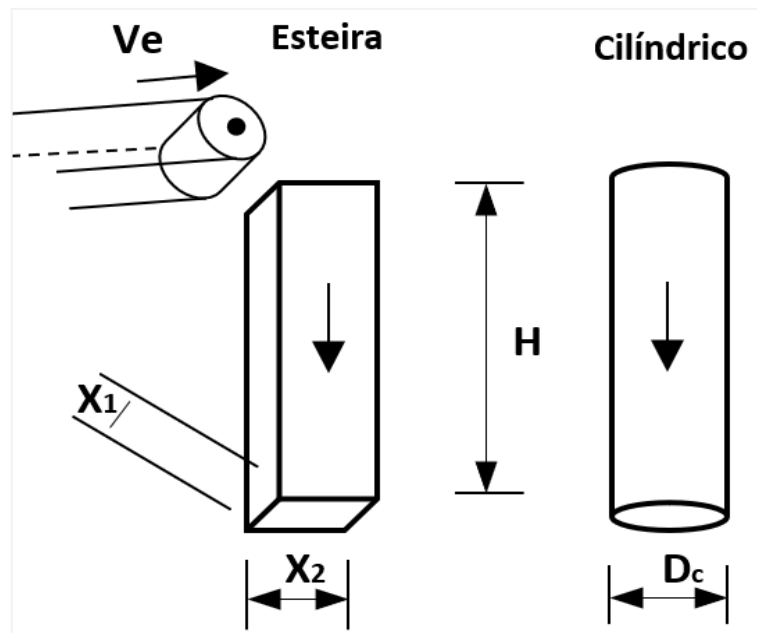


Figura 55. Formatos aproximados do *core* para empilhamentos tipo esteira e cilíndrico. Fonte: próprio autor.

O volume de ar arrastado depende da área da interface *core*-ar e a vazão de ar induzida pode ser aproximada igualando a área externa lateral dos sólidos (Eq. 66).

$$2 H (x_1 + x_2) = \pi D_c H \quad \text{Eq. 66}$$

Isolando “ D_c ” obtém-se o diâmetro de esteira “ D_{ce} ” apresentado na Eq. 67, definido como o diâmetro de um *core* cilíndrico que fornece os mesmos resultados de vazão de ar induzida que uma esteira de largura “ L ”.

$$D_{ce} = \frac{2L}{\pi} \left(1 + \frac{x_2}{L} \right) \quad \text{Eq. 67}$$

x_2 na Eq. 68 depende da vazão mássica de material (\dot{m}) e velocidade da esteira (V_e).

$$x_2 = \dot{m} / \rho V_e L \quad \text{Eq. 68}$$

6 CONCLUSÃO

Os mecanismos envolvidos na formação de poeira durante o empilhamento de materiais a granel foram estudados utilizando modelos analíticos, Computational Fluid Dynamics (CFD) e o Modelo Lagrangeano de Deslocamento de Partículas (MLDP). Os métodos compõem um modelo híbrido, capaz de mensurar as alterações provocadas nos campos de pressão e velocidade devido aos movimentos de massas de ar induzidos pelo empilhamento e assim avaliar a capacidade do processo em transportar partículas para a atmosfera formando poeira.

A solução do campo de velocidade permitiu identificar quatro regiões de escoamento que se formam próximo ao empilhamento: entrada de ar induzido, recirculação, escape ascendente e escape periférico. A simulação via MLDP possibilitou verificar a influência da granulometria na trajetória preferencial das partículas e avaliar a capacidade de transporte do meio fluido que também pode ser mapeada analiticamente.

A altura de queda crítica, para qual propôs-se uma relação analítica, foi definida como a menor altura necessária para se observar a zona de baixa pressão próxima ao *core*. O gradiente de pressão leva à formação do vórtice toroidal em torno da zona de impacto e separação da camada limite. Esses fenômenos alteram o campo de velocidade que passa a apresentar correntes ascendentes e caminhos preferenciais de escape para as micropartículas. Dessa forma, evitar que o *core* percorra livremente distâncias superiores à sua altura de queda crítica, pode contribuir para mitigar a formação de poeira assim como a utilização de jatos para direcionar a camada limite.

Os perfis de velocidade foram modelados pela distribuição Gaussiana para se delimitar a região de entrada de ar e a área para o cálculo da vazão de ar induzida, para a qual foi proposta uma relação original em função apenas da altura de queda do empilhamento e do diâmetro do *core*. Os resultados indicaram a necessidade de revisão dos modelos analíticos para os quais foram propostas novas abordagens.

Como a vazão de ar induzida ocorre devido ao arrasto na interface *core*-fluido, é provável que uma redução no atrito viscoso entre os meios (e.g. pela aplicação de lubrificante biodegradável na superfície do material antes da queda) cause uma redução na vazão de ar e consequentemente na formação de poeira, sendo ainda mais eficiente se o lubrificante for capaz de preencher irregularidades na superfície do material, mantendo-a lisa.

Tendo em vista as correntes de ar que se originam do empilhamento, deve-se considerar as dimensões das gotas de spray na seleção de bicos para aspersão de fluido supressor. Em projetos cujo objetivo seja umedecer o material, as gotas devem se encontrar no regime Newtoniano tendo sua trajetória definida preferencialmente pela gravidade e com maior probabilidade de deposição. No entanto, se o objetivo for manter as gotas suspensas acompanhando o movimento das correntes de ar, são desejadas gotas no regime Stokeano que sofrem maior ação do arrasto e possuem maior probabilidade de serem transportadas junto ao meio fluido. O diâmetro de transição entre os regimes de arrasto em processos industriais é determinado pela sua massa específica da micropartícula e propriedades do meio fluido.

A aplicação de fluido supressor com microgotas no regime Stokeano sobre a zona de baixa pressão e ao redor da zona de impacto pode contribuir para a melhor distribuição do produto em torno do empilhamento, aproveitando a energia disponibilizada pelo vórtice e pela camada limite. No mesmo sentido, é importante manter o equilíbrio térmico entre o material e o ambiente, evitando correntes de convecção capazes de transportar micropartículas para a atmosfera e a evaporação precoce das microgotas antes que toquem a superfície do material.

No que tange às propriedades do material, constatou-se neste estudo que a massa específica e a granulometria interferem diretamente na intensidade do campo de pressão, na velocidade de queda do *core* e na caracterização do meio fluido, logo, o volume de poeira gerado, mesmo que por empilhamentos semelhantes, dependerá do tipo de material.

O modelo elaborado, ao permitir estimativas e fornecer parâmetros relacionados às vazões de ar e micropartículas que compõem a poeira, revela-se inovador tendo em vista a alta complexidade experimental e conseqüente escassez de resultados empíricos e, como um disparador de outras pesquisas que busquem desenvolver ou aperfeiçoar métodos para mitigação de poeira.

Por fim, cabe destacar a urgente necessidade de esforços, conjuntos e compartilhados, em escala global em prol de um desenvolvimento econômico ecologicamente consciente e sustentável levando em conta as alarmantes mudanças climáticas que se impõem impulsionadas pelas atividades humanas. Este trabalho abordou emissões atmosféricas oriundas de processos produtivos e evidenciou que investimentos em ciência e tecnologias são essenciais para subsidiar análises, planejamentos e tomadas de decisão no sentido de aprimorar e descobrir formas eficazes de se reduzir a geração de poluentes industriais.

7 REFERÊNCIAS

- ABERNATHY F. H.** Film Notes for Fundamentals of Boundary Layer [Online] // National Committee for Fluid Mechanics Films (NCFMF). - MIT - Massachusetts Institute of Technology, 1970. - <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>.
- ABNT** NBR 6502 - Rochas e Solos [Livro]. - [s.l.]: Associação Brasileira de Normas Técnicas, 1995. - [-]. <https://www.abnt.org.br>.
- ANSART R. [et al.]** Dust emission by powder handling: Comparison between numerical analysis and experimental results [Periódico] // Powder Technology. - [s.l.]: Elsevier BV, 2009b. - Vol. 190. - pp. 274-81. - DOI: <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2008.04.053>.
- ANSART R. [et al.]** Dust emission by powder handling: Influence of the hopper outlet on the dust plume [Periódico] // Powder Technology. - [s.l.]: Elsevier BV, 2011. - Vol. 212. - pp. 418-424. - DOI: <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2011.06.022>.
- ANSART R., DE RYCK, A. e DODDS J. A.** Dust emission in powder handling: Free falling particle plume characterization [Periódico] // Chemical Engineering Journal. - [s.l.]: Elsevier BV, 2009a. - Vol. 152. - pp. 415-420. - DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cej.2009.04.070>.
- BASSET A. B.** A treatise on hydrodynamics: with numerous examples [Livro]. - 1888. - URL: https://openlibrary.org/books/OL23382851M/A_treatise_on_hydrodynamics.
- BELICH H. [et al.]** A Theoretical Framework for a Toroidal Vortex as a Dust Scattering Center [Seção do Livro] // Multiphase Flow Dynamics - A Perspective from Brazilian Academy and Industry / ed. ABCM. - [s.l.]: Springer International Publishing, 2022. - [-]. DOI: https://doi.org/10.1007/978-3-030-93456-9_30.
- BOUSSINESQ J.** Theorie Analytique de al Chaleur [Periódico] // L'Ecole Poly-technique. - [s.l.]: PERSEE Program, 1895. - Vol. 2. - pp. 23-39. - DOI: <https://doi.org/10.3406/raipr.1992.3061>.

BRANDT C. T. e SILVA C. H. R. T. Sustentabilidade, Rentabilidade e Atuação Governamental para uma Economia Verde [Relatório] / Núcleo de Estudos e Pesquisas do Senado. - [s.l.] : Núcleo de Estudos e Pesquisa do Senado, 2012. - ISSN: 1983-0645.

BRASIL NR-15 ATIVIDADES E OPERAÇÕES INSALUBRES [Periódico] // Portaria MTb nº 3.214. - Junho de 1978. - URL: <https://www.gov.br/>.

CAPITANI E.M. e ALGRANTI E. Outras Pneumoconioses [Periódico] // Jornal Brasileiro de Pneumologia. - Maio de 2006. - Vol. 32. - [-]. DOI: <https://doi.org/10.1590/S1806-37132006000800010>.

CECALA A. B. [et al.] Dust Control Handbook for Industrial Minerals Mining and Processing. [Livro]. - [s.l.] : Pittsburgh PA: U.S. Department of Health and Human Services, Centers for Disease Control and Prevention, National Institute for Occupational Safety and Health, DHHS (NIOSH), 2019. - DOI: <https://doi.org/10.26616/NIOSH PUB2019124>.

CHEN X. L. [et al.] Investigation of Belt Conveyor Transfer Chute Configurations to Reduce Dust Generation Using CFD Modeling [Periódico] // Applied Mechanics and Materials. - 2010. - pp. 1126-31. - DOI: <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/amm.26-28.1126>.

CHOJNACKA K. e MIKULEWICZ M. Bioaccumulation [Seção do Livro] // Encyclopedia of Toxicology. - 2014. - 3. - ISBN: 978-0-12-386455-0. URL: <https://www.sciencedirect.com/referencework/9780123864550/encyclopedia-of-toxicology>.

CHU K. W. [et al.] CFD-DEM study of air entrainment in falling particle plumes [Periódico] // Powder Technology. - [s.l.] : Elsevier BV, 2020. - Vol. 361. - pp. 836-848. - DOI: <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2019.11.026>.

CLIFT R., GRACE J. R. e WEBER M. E. Bubbles, drops and particles [Livro]. - San : Academic Press, 1978. - p. 380. - DOI: <https://doi.org/10.1017/S0022112079221290>.

COOPER P. e ARNOLD P. Air entrainment and dust generation from a falling stream of bulk material [Periódico] // Powder and Particle Journal. - 1995. - Vol. 13. - pp. 125-134. - DOI: <https://doi.org/10.14356/kona.1995017>.

CROWE C. T. [et al.] Chapter 4: Particle-Fluid Interaction [Seção do Livro] // Multiphase Flows with Droplets and Particles. - Florida: CRC Press, 2011. - DOI <https://doi.org/10.1201/b11103>.

DAVID P. e BARBIER E. Blueprint for a Sustainable Economy [Livro]. - London: Routledge, 2000. - 1. - DOI: <https://doi.org/10.4324/9781849774239>.

DING J. [et al.] Synthesis and Performance of a Novel High-Efficiency Coal Dust Suppressant Based on Self-Healing Gel [Periódico] // Environ. Sci. Technol.. - [s.l.]: American Chemical Society (ACS), 2020. - Vol. 54. - DOI: <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/acs.est.0c00613>.

DRATH R. e ALEXANDER H. Industrie 4.0: Hit or hype? [Periódico] // IEEE industrial electronics magazine. - 19 de Junho de 2014. - pp. 56-58. - DOI: <https://doi.org/10.1109/MIE.2014.2312079>.

EINSTEIN A. Berichtigung zu meiner Arbeit: Eine neue Bestimmung der Moleküldimensionen [Periódico] // Annalen der Physik. - [s.l.]: Wiley, 1911. - Vol. 339. - pp. 591-592. - DOI: <https://doi.org/10.1002/andp.19113390313>.

EINSTEIN A. Eine neue Bestimmung der Moleküldimensionen [Periódico] // Annalen der Physik. - [s.l.]: Wiley, 1906. - Vol. 324. - pp. 289-306. - DOI: <https://doi.org/10.1002/andp.19063240204>.

EPA Particulate Matter (PM) Basics [Online] // United States Environmental Protection Agency. - 2022. - URL: <https://www.epa.gov/pm-pollution/particulate-matter-pm-basics>.

ESFE M. [et al.] An experimental study on viscosity of alumina-engine oil: Effects of temperature and nanoparticles concentration [Periódico] // International Communications in Heat and Mass Transfer. - [s.l.]: Elsevier BV, 2016. - Vol. 76. - pp. 202-208. - DOI: <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2016.05.013>.

ESMAILI A.A. [et al.] On the analysis of a coarse particle free falling material stream [Periódico] // International Journal of Mineral Processing. - 2015. - Vol. 142. - pp. 82-90. - DOI: <https://doi.org/10.1016/j.minpro.2015.02.013>.

ESSS ROCKY [Online] // Ansys Fluent CFD and Rocky DEM Coupling For Modeling Fluid Particulate Systems. - 2021. - URL: <https://rocky.esss.co/blog/ansys-fluent-cfd-and-rocky-dem-coupling-for-modeling-fluid-particulate-systems/>.

FASCHINGLEITNER J. e HÖFLINGER W. Evaluation of primary and secondary fugitive dust suppression methods using enclosed water spraying systems at bulk solids handling [Periódico] // Advanced Powder Technology. - [s.l.]: Elsevier BV, 2011. - Vol. 22. - pp. 236-244. - DOI: <https://doi.org/10.1016/j.appt.2010.12.013>.

GOMES L. M. e MESQUITA A. L. A. On the prediction of pickup and saltation velocities in pneumatic conveying [Artigo] // Brazilian Journal of Chemical Engineering. - 2014. - Vol. 31 (1). - pp. 35-46. - DOI: <https://doi.org/10.1590/S0104-66322014000100005>.

HAMZAH M. [et al.] A review on the angle of repose of granular materials [Journal] // Powder Technology. - 2018. - Vol. 330. - pp. 397-417. - DOI: <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2018.02.003>.

HAMZAH N. A., MOHD TAMRIN S. B. e ISMAIL N. H. Metal dust exposure and lung function deterioration among steel workers: an exposure-response relationship [Periódico] // International Journal of Occupational and Environmental Health. - 2016. - 3 : Vol. 22. - pp. 224 - 232. - DOI: <https://doi.org/10.1080/10773525.2016.1207040>.

HAZEN D. C. Film Notes for Boundary-Layer Control [Online] // National Committee for Mechanics Fluid Films (NCFMF). - MIT - Massachusetts Institute of Technology, 1968. - URL: <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>.

HEMEON W. D. L. Plant and Process Ventilation [Livro]. - New : CRC Press, 1962. - 3. - ISBN 1-56670-347-6.

IBGE Cidades e Estados [Online] // Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística. - 2022. - 28 de Abril de 2022. - <https://www.ibge.gov.br/cidades-e-estados/es/vitoria.html>.

IPCC Climate Change 2021: The Physical Science Basis [Online] // Intergovernmental Panel in Climate Change. - 2021. - URL: <https://www.ipcc.ch>.

ISO Air quality - Particle size fraction definitions for health-related sampling. [Online] // International Organization for Standardization. - 1995. - 28 de Abril de 2022. - URL: <https://www.iso.org/standard/14534.html>. - ICS. 13.040.01.

KIM E. e SHER A. Two Perspectives on Implementation of Carbon Tax Tackling Climate Change: A Literature review [Periódico] // Journal of Student Research. - 2021. - 4 : Vol. 10. - DOI: <https://doi.org/10.47611/jsrhs.v10i4.2434>.

KIM R. [et al.] Design of a windbreak fence to reduce fugitive dust in open areas [Periódico] // Computers and Electronics in Agriculture. - 2018. - Vol. 149. - pp. 150 - 165. - DOI: <https://doi.org/10.1016/j.compag.2017.08.014>.

KIRICHENKO A. V., KUZNETSOV A. K. e POGODIN V. A. Dust prevention in bulk material transportation and handling [Periódico] // IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science. - [s.l.] : IOP Publishing, 2017. - Vol. 87. - DOI: <https://doi.org/10.1088/1755-1315/87/6/062008>.

LEE J. [et al.] Effective viscosities and thermal conductivities of aqueous nanofluids containing low volume concentrations of Al₂O₃ nanoparticles [Periódico] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - [s.l.] : Elsevier BV, 2008. - Vol. 51. - pp. 2651-2656. - DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.10.026>.

LEE J. H. [et al.] Vídeo: Spatially developing turbulent boundary layer on a flat plate. - [s.l.] : Cornell University: Gallery of Fluid Motion, 2012. - DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.1210.3881>.

LI S. [et al.] Synthesis and performance characteristics of a new ecofriendly crust-dust suppressant extracted from waste paper for surface mines [Periódico] // Journal of Cleaner Production. - [s.l.] : Elsevier BV, 2020. - Vol. 258. - p. 120620. - DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jclepro>.

LI X. [et al.] Model for induced airflow velocity of falling materials in semi-closed transfer station based on similitude theory [Periódico] // Advanced Powder Technology. - [s.l.] : Elsevier BV, 2015. - Vol. 26. - pp. 236-243. - DOI: <https://doi.org/10.1016/j.apt.2014.10.003>.

LIU Z. Q. Air entrainment in free falling bulk materials [Livro]. - 2003. - Vol. 25. - DOI: <https://doi.org/10.1080/02726350701484006>.

LIU Z. Q., COOPER P. e WYPYCH P. W. Air Entrainment by Free Falling Streams of Particles [Periódico] // 15th Australasian Fluid Mechanics Conference. - 2004. - Vol. 25. - pp. 357-373. - DOI: <https://doi.org/10.1080/02726350701484006>.

LOGACHEV K. [et al.] Improving dust capture efficiency with local exhaust hoods in manicure shops [Periódico] // Building and Environment. - 2020. - Vol. 181. - 0360-1323. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2020.107124>..

LOPES É. M. e LABURÚ C. E. Diâmetro de um Fio de Cabelo por Difração [Periódico] // Caderno Catarinense de Ensino de Física. - novembro de 2004. - Especial : Vol. 21. - URL: <https://periodicos.ufsc.br>.

MACIEL G. S. [et al.] Principais Métodos de Estocagem de Minério de Ferro: uma Abordagem Teórica [Artigo] // *PerspectivasOnline*. - 2013. - Vol. 3(6). - URL: http://ojs3.perspectivasonline.com.br/index.php/exatas_e_engenharia/article/view/8.

MASTERS P. S. The Molecular Biology of Coronaviruses [Periódico] // *Advances in Virus Research*. - 2006. - Vol. 66. - pp. 193-292. - PMID: 16877062. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0065-3527\(06\)66005-3](https://doi.org/10.1016/S0065-3527(06)66005-3).

MAXEY M. R. e RILLEY J. J. Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow [Periódico] // *Physics of Fluids*. - [s.l.] : AIP Publishing, 1983. - Vol. 26. - pp. 1958-1988. - DOI: <https://doi.org/10.1063/1.864230>.

MIT Boundary-Layer Control [Online] // National Committee for Mechanics Fluid Films (Ncfmf). - Massachusetts Institute of Technology, 1968. - URL: <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>.

MORRISON J. N. Controlling dust emission at belt conveyor transfer points [Periódico] // *Trans. Soc. Mining Engrs (AIME)*. - [s.l.] : IEEE, 1971. - Vol. 250. - pp. 47-53. - [-]. DOI: <https://doi.org/10.1109/robomech.2015.7359496>.

MOURÃO J. M. Aspectos Conceituais Relativos á Pelotização de Minério de Ferro [Livro]. - [s.l.] : Fundação Biblioteca Nacional, 2022. - 2. - 727.082, livro 1.407, folha 218, em 17/03/2017.

NATIONAL WEATHER SERVICE Beaufort Wind Scale [Online] // National Weather Service - National Oceanic and Atmospheric Administration . Weather Forecast Office, Miami - South Florida. - 2022. - URL: <https://www.weather.gov/mfl/beaufort>.

NAVIER C. L. Sur Les Lois Mouvement Des Fluides [Seção do Livro] // *Mémoires de l'Académie Royale des Sciences de l'Institut Imperial de France*. - Paris : [s.n.], 1827. - Vol. T.6. - URL: <https://www.biodiversitylibrary.org/item/55214>.

NEMERY B. Metal toxicity and the respiratory tract [Periódico] // The European respiratory journal. - 1990. - 2 : Vol. 3. - pp. 202 - 209. - [-]. PMID: 2178966.

NEUMAN S. P. Theoretical derivation of Darcy's law [Periódico] // Acta Mechanica. - 1977. - Vol. 25. - pp. 153-170. - DOI: <https://doi.org/10.1007/BF01376989>.

NGUYEN C.T. [et al.] Temperature and particle-size dependent viscosity data for water-based nanofluids – Hysteresis phenomenon [Periódico] // International Journal of Heat and Fluid Flow. - 2007. - 6 : Vol. 28. - pp. 1492-1506. - DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2007.02.004>.

NOBRES J. [et al.] G1 Espírito Santo [Online] // Entenda o que é o pó preto que polui o ar e o mar de Vitória há anos. - 2016. - 04 de Abril de 2022. - URL: <https://g1.globo.com/espírito-santo/noticia/2016/01/entenda-o-que-e-o-po-preto-que-polui-o-ar-e-o-mar-de-vitoria-ha-anos.html>.

NOBRES J. Pó preto vindo do Porto de Tubarão deixa areia escura em Vitória [Online] // G1 Espírito Santo. - 2016. - 18 de Março de 2022. - URL: <https://g1.globo.com/espírito-santo/noticia/2016/01/po-preto-vindo-do-porto-de-tubarao-deixa-areia-escura-em-vitoria.html>.

NRC 3. Climate Transitions, Tipping Points and The Point of no Return [Seção do Livro] // Understanding Earth's Deep Past: Lessons for Our Climate Future. - Washington D.C. : National Research Council. The National Academic Press, 2011. - DOI: <https://doi.org/10.17226/13111>.

OCHS M. [et al.] The number of alveoli in the human lung [Periódico]. - 2004. - Vol. 169 (1). - DOI: <https://doi.org/10.1164/rccm.200308-1107OC>.

ONU Process of preparation of the Environmental Perspective to the Year 2000 and Beyond [Online]. - 19 de Dezembro de 1983. - 18 de Fevereiro de 2022. - <https://undocs.org>.

ORGANISCAK J. A. e STEVEN J. Development of a dust collector inlet hood for enhanced surface mine drill dust capture [Periódico] // International Journal of Surface Mining, Reclamation and Environment. - 2005. - Vol. 19 (1). - pp. 12 - 28. - DOI: <https://doi.org/10.1080/13895260412331314248>.

OSEEN C. W. Neuere Methode und Ergebnisse in der Hydrodynamik (Band I, Mathematik und ihre Anwendungen in Monographien und Lehrbüchern). A review by Ettliger, H. J [Artigo]. - 1931. - Vol. 38. n. 2. - pp. 105-8. - DOI: <https://doi.org/10.2307/2301860>.

OSEEN C. W. Über die Stokes'sche formel, und über eine verwandte Aufgabe in der Hydrodynamik [Periódico] // Arkiv för matematik, astronomi och fysik. - [s.l.] : Wiley, 1911. - Vol. 6. - pp. 639-651. - URL: <https://www.pdf-archive.com/2020/02/23/untitled-pdf-document-4/>.

PHILIPSE A. P. Brownian Motion. Elements of Colloid Dynamics. [Livro]. - [s.l.] : Springer. Undergraduate Lecture Notes in Physics (ULNP), 2018. - 1. - DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-98053-9>.

PINHEIRO L. F. M. A. A construção de um problema social : o caso do "pó preto" e seu debate nas audiências públicas de licenciamento ambiental em Vitória/ES [Livro]. - [s.l.] : UFES-PPGCSO Tese de Mestrado, 2012. - URL: <http://repositorio.ufes.br/handle/10/5839>.

RAYMOND S. B. Chapter 12 - Pollen [Seção do Livro] // Paleoclimatology: Reconstructing Climates of the Quaternary. - 2015. - DOI: <https://doi.org/10.1016/C2009-0-18310-1>.

SCHRECK S. e ROBINSON M. Wind Turbine Blade Flow Fields and Prospects for Active Aerodynamic Control [Seção do Livro] // Fluids Engineering Division Summer Meeting / A. do livro Conference ASME/JSME 2007 5th Joint Fluids Engineering. - 2007. - DOI: <https://doi.org/10.1115/FEDSM2007-37651>.

SOLTANI O. e AKBARI M. Effects of temperature and particles concentration on the dynamic viscosity of MgO-MWCNT/ethylene glycol hybrid nanofluid: Experimental study [Periódico] // *Physica*. - [s.l.] : ElsevierBV, 2016. - Vol. 84. - pp. 564-570. - DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physe.2016.06.015>.

SOUZA M. B., GARCIA G. F. e MACIEL R. Siderose pulmonar - Relato de Caso [Periódico] // *Jornal Brasileiro de Pneumologia*. - 1998. - 1 : Vol. 24. - pp. 51-53. - URL: <https://www.jornaldepneumologia.com.br>.

STOKES G. G. On the effect of internal friction of fluids on the motion of a pendulum [Periódico] // *Mathematical and Physical Papers (Cambridge Library Collection - Mathematics)*. - [s.l.] : Cambridge University Press, 1851. - Vol. 9. - pp. 1-10. - DOI: <https://doi.org/10.1017/CBO9780511702266.002>.

SUN H., LI A. e WU J. Entrained air by particle plume: comparison between theoretical derivation and numerical analysis [Periódico] // *Particulate Science and Technology*. - 2019. - Vol. 39. - pp. 141-149. - DOI: <https://doi.org/10.1080/02726351.2019.1666948>.

TENA A. F. e CLARÀ P. C. Deposition of Inhaled Particles in the Lungs. [Periódico] // PubMed.gov : *Archivos de bronconeumologia*. - 2012. - 7 : Vol. 48. - pp. 240-246. - DOI: <https://doi.org/10.1016/j.arbres.2012.02.003>.

TRIBUNAONLINE Pó preto e calor juntos viram problema para os moradores de Vitória [Online] // *Tribuna Online*. - 2021. - 18 de Março de 2022. - URL: <https://tribunaonline.com.br/cidades/po-preto-e-calor-juntos-viram-problema-para-os-moradores-de-vitoria-87102>.

ULLMANN A. e DAYAN A. Exhaust volume model for dust emission control of belt conveyor transfer points [Artigo] // *Powder Technology*. - [s.l.] : Elsevier BV, 1998. - 2 : Vol. 96. - pp. 139-147. - DOI: [https://doi.org/10.1016/S0032-5910\(97\)03367-6](https://doi.org/10.1016/S0032-5910(97)03367-6).

VALE S.A. Emissão de Poeira em Vitória (ES) [Seção do Livro] // Relato Integrado 2020 / ed. VALE. - 2020. - URL: <http://www.vale.com>.

VERSTEEG H. K. e MALALASEKERA W. An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method [Livro]. - [s.l.] : Pearson Education Ltd, 2007. - 2. - ISBN: 978-0-13-127498-3.

WCED Our Common Future Report [Relatório]. - Berlin West : World Comission of Environment and Development. ONU General Assembly, 1987. - URL: <https://ambiente.files.wordpress.com/2011/03/brundtland-report-our-common-future.pdf>.

WOODAL I. Investigation of various dust generation Mechanisms as means of controlling industrial pollution [Relatório] : Ph.D. dissertation / University of Wollongong. - 1993.

XAVIER R. A. L. [et al.] A model for velocity streamlines of airborne dust particles spreading caused by free-falling bulk materials [Periódico] // Powder Technology. - [s.l.] : ElsevierBV, 2020. - Vol. 371. - pp. 190-194. - DOI: <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2020.05.087>.

XAVIER R. A. L. [et al.] Airborne Flow Dynamics near Free Fall Bulk Materials: CFD Analysis from Analytical Pressure Field [Periódico] // Powder Technology. - 2021. - Vol. 385. - pp. 1-11. - DOI: <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2021.02.050>.

XAVIER R. A. L. [et al.] Computational Model for Path Mapping of Spherical Particles in a Continuous Medium Applied to Iron Ore Transfer Chute [Seção do Livro] // Multiphase Flow Dynamics - A Perspective from the Brazilian Academy and Industry / ed. ABCM. - [s.l.] : Springer International Publisher, 2022. - DOI: https://doi.org/10.1007/978-3-030-93456-9_29.

APÊNDICE

Equação do Movimento de Partículas em Regime Stokeano

Para partículas que atendam às condições do modelo Stokeano verifica-se Eq. 69

$$f = C_D \frac{24}{Re_r} = \frac{Re_r}{24} \frac{24}{Re_r} = 1 \quad \text{Eq. 69}$$

Substituindo ‘ f ’ e rearranjando obtemos Eq. 70.

$$\frac{du}{dt} + \frac{k}{m} u = \frac{b\mathbf{g}}{m} + \frac{k\mathbf{V}}{m} \quad \text{Eq. 70}$$

A equação diferencial pode ser resolvida utilizando a função auxiliar $w(t)$.

$$w(t) = e^{(k/m)t} u(t) \quad \text{Eq. 71}$$

De derivada:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{k}{m} e^{(k/m)t} u + e^{(k/m)t} \frac{du}{dt} \quad \text{Eq. 72}$$

Multiplicando Eq. 70 por $e^{(k/m)t}$, substituindo Eq. 72 e rearranjando:

$$\frac{dw}{dt} = e^{(k/m)t} \left(\frac{b\mathbf{g}}{m} + \frac{k\mathbf{V}}{m} \right) \quad \text{Eq. 73}$$

Integrando:

$$w(t) = e^{(k/m)t} \left(\frac{b\mathbf{g}}{k} + \mathbf{V} \right) + C \quad \text{Eq. 74}$$

Substituindo Eq. 71 em Eq. 74 obtemos $u(t)$.

$$u(t) = \left(\frac{b\mathbf{g}}{k} + \mathbf{V} \right) + C e^{-(k/m)t} \quad \text{Eq. 75}$$

Para condição inicial $u(0) = u_0$.

$$C = u_0 - \left(\frac{b\mathbf{g}}{k} + \mathbf{V} \right) \quad \text{Eq. 76}$$

E a expressão da velocidade da partícula é dada por Eq. 77.

$$u(t) = u_0 e^{-(k/m)t} + \left(\frac{b\vec{g}}{k} + \vec{V} \right) (1 - e^{-(k/m)t}) \quad \text{Eq. 77}$$

O deslocamento é obtido pela integral da Eq. 77.

$$S(t) = S_0 + \left(\frac{b \vec{g}}{k} + \vec{V} \right) t - \frac{m}{k} \left(\frac{b \vec{g}}{k} + \vec{V} - u_0 \right) (1 - e^{-(k/m) t}) \quad \text{Eq. 78}$$

E a aceleração pela derivada.

$$a(t) = \frac{k}{m} \left(\frac{b \vec{g}}{k} + \vec{V} - u_0 \right) e^{-(k/m) t} \quad \text{Eq. 79}$$

*Aproximação para o Tempo de Deslocamento

A Figura 56 ilustra uma sugestão de abordagem para o deslocamento de uma partícula.

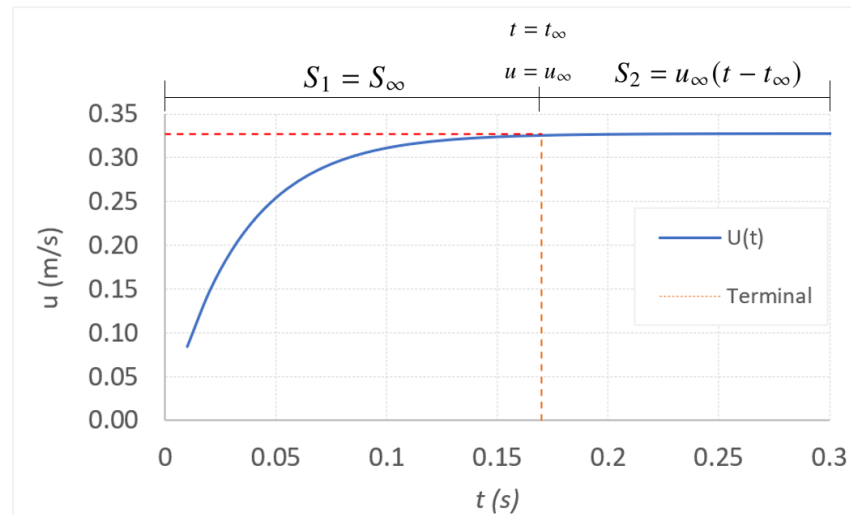


Figura 56. Deslocamento de uma partícula solta em ar puro quiescente, $D = 50 \mu\text{m}$ e $\rho_d = 5000 \text{ kg/m}^3$.

Fonte: próprio autor.

O deslocamento da partícula até seu estado terminal é obtido para $[t = t_\infty]$ na Eq. 78.

$$S_\infty = S(t_\infty) = S_0 + u_\infty t_\infty - \frac{m}{k} (\varphi u_\infty - u_0) \quad \text{Eq. 80}$$

E o deslocamento (X) total da partícula pela Eq. 81.

$$X = S_\infty + u_\infty(t - t_\infty) \quad \text{Eq. 81}$$

O tempo de deslocamento “ t_x ” é obtido isolando-se “ t ”.

$$t_x = t_\infty + \left(\frac{X - S_\infty}{u_\infty} \right) \quad \text{Eq. 82}$$