



UNIVERSIDAD DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA CIVIL

**ESTUDIO EXPERIMENTAL DEL EFECTO DE LA FLUIDIZACIÓN INICIAL,
RUGOSIDAD DEL FONDO Y TAMAÑO DE PARTÍCULAS EN UN FLUJO
GRANULAR SOBRE UN CANAL DE ALTA PENDIENTE.**

**TESIS PARA OPTAR AL GRADO DE MAGÍSTER EN CIENCIAS DE LA
INGENIERÍA, MENCIÓN
RECURSOS Y MEDIO AMBIENTE HÍDRICO
MEMORIA PARA OPTAR AL TÍTULO DE INGENIERO CIVIL**

DIEGO ALONSO VILLEGAS DÍAZ

PROFESOR GUÍA:

SANTIAGO MONTSERRAT MICHELINI.

MIEMBROS DE LA COMISIÓN:

YARKO NIÑO CAMPOS

ALDO TAMBURRINO TAVANTZIS.

SANTIAGO DE CHILE

2020

**RESUMEN DE LA TESIS PARA
OPTAR AL TÍTULO DE: INGENIERO CIVIL Y
GRADO DE MAGISTER EN RECURSOS Y
MEDIOAMBIENTE HIDRICO
POR: DIEGO ALONSO VILLEGAS DÍAZ
FECHA: SEPTIEMBRE DE 2020
PROF. GUÍA: SANTIAGO MONTSERRAT M.**

**ESTUDIO EXPERIMENTAL DEL EFECTO DE LA FLUIDIZACIÓN INICIAL,
RUGOSIDAD DEL FONDO Y TAMAÑO DE PARTÍCULAS EN UN FLUJO
GRANULAR SOBRE UN CANAL DE ALTA PENDIENTE.**

Un flujo granular es un flujo bifásico compuesto por una fase sólida y otra fluida. Varios tipos de flujos granulares pueden ser encontrados a escalas geofísicas, como los flujos detríticos, flujos piroclásticos, avalanchas rocosas, avalanchas de nieve y avalanchas submarinas. Muchos de estos eventos naturales representan una amenaza para los asentamientos humanos aledaños por lo que el estudio de ellos resulta de gran importancia. Sin embargo, el entendimiento de estos flujos aún está incompleto debido a sus diferentes y variadas naturalezas. El presente estudio experimental se enmarca en el estudio de los flujos piroclásticos densos, los cuales se componen de cenizas finas (fase sólida) y aire a alta presión (fase fluida) y pueden recorrer largas distancias antes de su depositación.

Una de las líneas de investigación más conocidas corresponde a la metodología tipo “dam-break” (rompimiento de presa en español), la cual consiste en el colapso repentino de una pila de partículas que se esparcen a través de un canal generando un flujo unidireccional. Algunas investigaciones de esta línea se han enfocado en el estudio de la dinámica de los flujos de partículas finas y aire. Estos muestran el rol del aire y la presión de poros en la reducción de esfuerzos de fricción intergranular, mecanismos de autofluidización debido a la rugosidad del fondo y la influencia de la pendiente del fondo del canal en el desarrollo y depositación del flujo.

En la presente investigación, se realizaron experimentos tipo “dam-break” a presión atmosférica, en un canal con pendiente de 28° con 6 condiciones experimentales diferentes, en las cuales se varió la fluidización inicial (no fluidizado y completamente fluidizado), la rugosidad del fondo (fondo liso y fondo con rugosidad de 3mm) y el tamaño de los granos que componen el flujo ($d_{50} \sim 80 \mu m, 150 \mu m$). En cada condición experimental se registró: 1) el colapso de la pila inicial durante el experimento, 2) la presión de poros en el fondo del canal, 2) la posición del frente, 3) altura, presión de poros y velocidad superficial del flujo en una posición alejada de la compuerta del reservorio. En ninguna de las configuraciones experimentales hubo depositación de partículas.

Los resultados muestran que los flujos de partículas más finas tienen una mayor velocidad del frente y generan una mayor variación de la presión de poros. En fondo liso, se observaron presiones de poros sobre la atmosférica (sobrepresión) cerca de la compuerta del reservorio mientras que en posiciones más alejadas solo se observaron presiones por debajo de la atmosférica (subpresión). Por otro lado, en fondo rugoso, se observó que el flujo recorre más parte del canal con sobrepresión y suprime considerablemente la subpresión, observándose levemente en el tramo final del canal. En esta condición se observó también la separación de la cabeza del flujo, la cual viaja a gran velocidad dejando atrás al cuerpo que se mueve más lento. Flujos inicialmente fluidizados son más veloces, que los no fluidizados y en posiciones más alejadas de la compuerta generan subpresiones menores. La velocidad del frente y presión de poros están fuertemente influenciados en la capacidad de autofluidización de la pila durante su colapso. Se desarrolló una metodología para medir velocidades superficiales en flujos con partículas finas. Finalmente, en una posición alejada de la compuerta se encontró que la presión de poros se relaciona linealmente con la altura y cuadráticamente (al parecer) con la velocidad superficial.

Dedicado a mis padres y hermanas

AGRADECIMIENTOS

A mis padres Miriam y Oscar por su sacrificio y haberme dado siempre la oportunidad de elegir, haciéndome una persona más libre.

A mis hermanas Myrna y Anita por su comprensión, su apoyo espiritual, la confianza y por sobre todo la hermandad.

A Daniela por enseñarme a ser una mejor persona, confiar en mí, estar siempre al pie del cañón conmigo, su cariño y por sobre todo el inmenso amor que me transmite.

En ustedes encuentro todo el apoyo y cariño que necesito.

A mis amigos del colegio Maxi y Mono por su apañe, las incontables tardes y noches en que compartimos después de las labores.

Al Team Mate Robi, Nelo, Dimi, Hugo y Edu por la buena onda, generosidad, la musiquita, la cletita y los matecitos.

A Natalia por sus consejos, su amor por la ciencia, su disposición a conversar temas científicos y sus cafecitos con chocolate que eran los mejores del 3er piso.

A Rodrigo por esas largas tardes de conversaciones y demostraciones sobre fluidodinámica.

A Geovani. por su amistad, los cafés, la chachara en el laboratorio, las cumbres alcanzadas y por los próximos parajes que nos depare la aventura.

A JD por su ayuda en el laboratorio, por las oncecitas con las que se rajaba, su amistad y generosidad.

A Jaque por su buena energía, apoyarme siempre y su comprensión.

A mis amigos del futbol Giova, Pedro, Lesly, Pancho, Jose, Seba, Jesus y algún otro que se me olvida por haber tenido siempre pichanga segura y tercer tiempo después de un largo miércoles en el laboratorio.

A mis amigos Claudio, Pato, Ayleen, Felipe C., Oscar P., Joachim, Joaco, Esteban, Vale G., Tom, Jota, Mati, Felix, Chica, Clau, Vale Q., Mati C.y a todos los que me acompañaron durante mi extenso paso por la Universidad.

Al Chago por su tiempo, su cercanía, su buena onda, el conocimiento de los flujos granulares, sostenerme en la frustración del laboratorio y creer en mi trabajo incluso cuando ni yo creía.

A Werner por su disponibilidad y tiempo para ayudarme con temas de laboratorio.

Al profesor Yarko por cada uno de los ramos en el que fui su alumno, por haberme enseñado con prolijidad, por su siempre buena disponibilidad para aclarar dudas, para dar referencias y sus consejos.

Al profesor Aldo por su simpatía, sus clases magistrales y despertar la fascinación en mí por la hidráulica. Sin duda, un gran profesor, agradecido de haberlo encontrado en mi camino.

TABLA DE CONTENIDO

1	CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN GENERAL	1
1.1	ANTECEDENTES GENERALES Y MOTIVACIÓN.....	1
1.2	OBJETIVO GENERAL	2
1.2.1	<i>Objetivos específicos</i>	2
1.3	METODOLOGÍA	2
1.3.1	<i>Objetivo específico 1.</i>	2
1.3.2	<i>Objetivo específico 2.</i>	3
1.4	ESTRUCTURACIÓN DEL TEXTO DE LA TESIS.	3
2	CAPÍTULO 2: MARCO TEORICO Y ESTADO DEL ARTE	4
2.1	DESCRIPCIÓN DE LOS FLUJOS GRANULARES.	4
2.2	FUERZAS ACTUANDO EN LOS FLUJOS GRANULARES.	7
2.2.1	<i>Contactos sólido-sólido.</i>	7
2.2.2	<i>Contactos fluido-fluido.</i>	10
2.2.3	<i>Contactos sólido-fluido</i>	11
2.3	RÉGIMEN EN LOS FLUJOS GRANULARES.....	13
2.4	PROPIEDADES DE INTERÉS EN FLUJOS Y MEZCLAS GRANULARES.	14
2.4.1	<i>Fluidización por gas.</i>	14
2.4.2	<i>Deformaciones en la matriz de grano-fluido.</i>	19
2.4.3	<i>Comportamiento de la Presión de Poros.</i>	21
2.4.4	<i>Interacciones del flujo con el fondo.</i>	26
2.5	PARÁMETROS ADIMENSIONALES DE INTERÉS EN FLUJOS GRANULARES.	27
2.5.1	<i>¿Régimen denso o diluido?</i>	27
2.5.2	<i>Régimen diluido.</i>	29
2.5.3	<i>Régimen denso.</i>	29
2.5.4	<i>Efectos del fluido intersticial.</i>	32
2.5.5	<i>Escalamiento de la velocidad del frente.</i>	36
2.6	EXPERIMENTOS TIPO DAM-BREAK DE FLUJOS GRANULARES.	36
2.6.1	<i>Cinemática del flujo.</i>	37
2.6.2	<i>Características del depósito.</i>	42
2.6.3	<i>Rol de la fluidización inicial.</i>	44
2.6.4	<i>Variaciones de la presión de poros.</i>	45
2.6.5	<i>Rol de la rugosidad del fondo.</i>	49
2.6.6	<i>Rol de la porosidad inicial del reservorio.</i>	52
3	CAPÍTULO 3: METODOLOGÍA E INSTALACIÓN EXPERIMENTAL	57

3.1	INSTALACIÓN EXPERIMENTAL.....	57
3.1.1	<i>Medición de la presión de poros.....</i>	59
3.1.2	<i>Medición de la altura en el reservorio y de la avalancha en una posición alejada de la compuerta.....</i>	60
3.1.3	<i>Medición de la posición del frente del flujo.....</i>	61
3.1.4	<i>Medición de la velocidad superficial de la avalancha.....</i>	63
3.2	ERRORES ASOCIADOS A LAS MEDICIONES.....	65
3.3	METODOLOGÍA DE ENSAYO.....	66
3.4	CONDICIONES EXPERIMENTALES CONSIDERADAS.....	67
3.4.1	<i>Tamaño de los granos que conforman el flujo.....</i>	68
3.4.2	<i>Fluidización y condiciones iniciales de la pila.....</i>	70
3.4.3	<i>Fondo del canal.....</i>	71
4	CAPÍTULO 4: RESULTADOS.....	73
4.1	COLAPSO (FALLA) DE LA PILA INICIAL.....	73
4.2	PRESIÓN DE POROS EN EL FONDO.....	80
4.2.1	<i>Variabilidad en la señal de presión de poros entre experimentos con iguales condiciones experimentales.....</i>	84
4.2.2	<i>Comportamiento de la presión de poros a lo largo del canal.....</i>	89
4.3	POSICIÓN Y VELOCIDAD DEL FRENTE.....	93
4.3.1	<i>Experimentos en fondo liso inicialmente no fluidizados (AG y AD).....</i>	94
4.3.2	<i>Experimentos en fondo liso inicialmente fluidizados (AG_F y AD_F).....</i>	96
4.3.3	<i>Experimentos en fondo rugoso inicialmente no fluidizados.....</i>	99
4.4	ESTIMACIÓN DE NÚMEROS ADIMENSIONALES.....	103
4.6	MEDICIONES DE LA ALTURA DEL FLUJO, VELOCIDAD SUPERFICIAL Y PRESIÓN DE POROS EN LA PARTE FINAL DEL CANAL.....	108
4.6.1	<i>Espesor del flujo.....</i>	108
4.6.2	<i>Velocidad superficial.....</i>	109
4.6.3	<i>Altura, presión de poros, velocidad superficial y forma del frente.....</i>	111
5	CAPÍTULO 5: DISCUSIÓN.....	116
5.1	COLAPSO DE LA PILA INICIAL.....	116
5.2	PRESIÓN DE POROS EN EL FONDO DEL CANAL.....	118
5.3	POSICIÓN Y VELOCIDAD DEL FRENTE.....	120
5.4	NÚMEROS ADIMENSIONALES EVALUADOS.....	123
5.5	MEDICIONES EN LA SECCIÓN FINAL DEL CANAL.....	124
6	CAPÍTULO 6: CONCLUSIONES.....	127
	BIBLIOGRAFÍA.....	129

7	ANEXO A: MEDICIÓN DE LA PRESIÓN DE POROS.....	137
8	ANEXO B: ERRORES ASOCIADOS A LAS MEDICIONES.	139
9	ANEXO C: PARÁMETROS DE AJUSTE A LA POSICIÓN DEL FRENTE.	142
10	ANEXO D: PARÁMETROS DEL PTVLAB UTILIZADOS.	145
11	ANEXO E: SECUENCIA TEMPORAL GRABACIONES FLUJOS EN X= 411 CM.	147

ÍNDICE DE TABLAS

TABLA 2.1: PROPIEDADES FÍSICAS DE LA FASE SÓLIDA.	4
TABLA 2.2: PROPIEDADES FÍSICAS DE LA FASE FLUIDA (O GAS).	4
TABLA 2.3: PROPIEDADES FÍSICAS DE LA MEZCLA DE SÓLIDOS Y FLUIDO.	5
TABLA 3.1: RESULTADOS CALIBRACIÓN TRANSDUCTORES DE PRESIÓN.	60
TABLA 3.2: CONDICIONES EXPERIMENTALES ENSAYADAS.	68
TABLA 3.3: ÁNGULO DE REPOSO DEL MATERIAL Y DEL CONJUNTO MATERIAL-ALUMINIO.	69
TABLA 3.4: CARACTERÍSTICAS INICIALES DE LAS PILAS ENSAYADAS. EL SUBÍNDICE F INDICA QUE ESTA FLUIDIZADO INICIALMENTE.	71
TABLA 4.1: CARACTERÍSTICAS DE LOS DEPÓSITOS EN EL RESERVORIO.	74
TABLA 4.2: ESTIMACIÓN DEL VOLUMEN DE LA AVALANCHA V_{av}	75
TABLA 4.3: ESTIMACIÓN LONGITUD DE DIFUSIÓN DE LA PRESIÓN DE POROS, LD	90
TABLA 4.4: VARIABLES USADAS PARA ESTIMAR NÚMEROS ADIMENSIONALES.	104
TABLA 4.5: VALORES DE ALTURA Y VELOCIDAD DEL FRENTE (QUE SE SEPARA DEL CUERPO PRINCIPAL) DE LOS FLUJOS EN FONDO RUGOSO.	104
TABLA 4.6: VELOCIDAD TERMINAL DE LAS PARTÍCULAS AG Y AD EN AIRE.	105
TABLA 4.7: VALORES Y RANGOS PARA NÚMEROS ADIMENSIONALES RELACIONADOS A LA TRANSICIÓN ENTRE UN RÉGIMEN DILUIDO Y DENSO.	105
TABLA 4.8: VALORES DEL NÚMERO DE BAGNOLD, SAVAGE Y FRICCIÓN PARA LAS DIFERENTES AVALANCHAS GENERADAS.	105
TABLA 4.9: NÚMERO DE DÉBORA, REYNOLDS DE LA PARTÍCULA, DE DARCY Y DE FLUIDIZACIÓN.	106
TABLA 4.10: EVALUACIÓN NÚMERO DE ARQUÍMEDES Y DENSIMÉTRICO. EN LA TERCERA COLUMNA SE MUESTRA EL VALOR QUE DETERMINA EL EFECTO DEL FLUIDO AMBIENTE SEGÚN MERUANE ET AL. (2010).	106
TABLA 4.11: NÚMEROS DE FROUDE ESTIMADOS A PARTIR DE LA ALTURA MÁXIMA DEL FLUJO (Fr_{hf}) Y A PARTIR DE LA RAÍZ CUADRADA DEL ÁREA LATERAL DE LA AVALANCHA (Fr_A).	107

ÍNDICE DE FIGURAS

FIGURA 1.1: ESQUEMA Y DEFINICIÓN DEL EJE CARTESIANO DEL EXPERIMENTO.....	2
FIGURA 2.1: TRANSFERENCIA DE MOMENTUM EN UN FLUJO GRANULAR INERCIAL. m : LA MASA DE LA PARTÍCULA; cn Y cn' : LA VELOCIDAD DE LAS PARTÍCULAS ANTES Y DESPUÉS DE LA COLISIÓN, RESPECTIVAMENTE; u : LA VELOCIDAD PROMEDIO DE LAS PARTÍCULAS EN LA DIRECCIÓN PROMEDIA DEL FLUJO A UNA CIERTA ALTURA (TAKAHASHI, 2001).....	10
FIGURA 2.2: ESQUEMA FLUIDIZACIÓN DE UN LECHO GRANULAR DE ALTURA h CON UN CAUDAL DE AIRE CONSTANTE Q_g . EL GRAFICO DE LA DERECHA MUESTRA LA VARIACIÓN TEÓRICA DE LA PRESIÓN DE POROS CON LA PROFUNDIDAD DEL LECHO EN DONDE SE APRECIA QUE LA CAÍDA DE PRESIÓN VARÍA LINEALMENTE CON LA PROFUNDIDAD.	15
FIGURA 2.3: CARACTERIZACIÓN DEL COMPORTAMIENTO DE LECHOS SOMETIDOS A FLUIDIZACIÓN POR GAS (GELDART, 1973). EN EL EJE Y SE ENCUENTRA LA DIFERENCIA DE DENSIDAD ENTRE LA FASE SÓLIDA Y EL GAS, EN EL EJE X SE ENCUENTRA EL DIÁMETRO MEDIO DE LOS SÓLIDOS QUE COMPONEN EL LECHO.	16
FIGURA 2.4: ESQUEMA DE FLUIDIZACIÓN LECHOS TIPO A SEGÚN LA CLASIFICACIÓN DE GELDART (1973). A) LA VELOCIDAD DEL GAS ES MENOR QUE LA MÍNIMA DE FLUIDIZACIÓN, NO HAY EXPANSIÓN DEL LECHO. B) LA VELOCIDAD DEL GAS ES MAYOR QUE LA MÍNIMA DE FLUIDIZACIÓN Y MENOS LA VELOCIDAD MÍNIMA BURBUJEANTE, Y HAY UNA EXPANSIÓN DEL LECHO HOMOGÉNEA SIN PRESENCIA DE BURBUJAS DE AIRE. C) LA VELOCIDAD DEL GAS ES MAYOR QUE LA BURBUJEANTE, EL LECHO NO SE SIGUE EXPANDIENDO Y APARECEN BURBUJAS DENTRO DE ÉSTE QUE FORMAN INESTABILIDADES EN LA PARTE SUPERFICIAL. D) GRÁFICO QUE MUESTRA LA VARIACIÓN EN LA PRESIÓN DE POROS Y ALTURA DEL LECHO EN FUNCIÓN DE LA VELOCIDAD DEL GAS INYECTADO.....	17
FIGURA 2.5: PRESIÓN DE POROS EN LA BASE DE 5 TIPOS DE PILAS FLUIDIZADAS EN FUNCIÓN DE LA VELOCIDAD DE INYECCIÓN DEL GAS. LA LÍNEA PUNTEADA CORRESPONDE A LA PRESIÓN MÍNIMA DE FLUIDIZACIÓN QUE ES IGUAL A LA PRESIÓN LITOSTÁTICA DE LA PILA ($\beta_0 = 100\%$). LAS MEZCLAS S2, FA MIXTURE A, HIMATANGI SAND Y BALLOTINI MIX 1 TIENEN UN DIÁMETRO MEDIO DE 311, 92, 286, 219 Y 352 μm RESPECTIVAMENTE. (BREARD ET AL., 2019A).	18
FIGURA 2.6: DEFORMACIÓN DE LA MATRIZ GRANULAR COMPUESTA DE PARTÍCULAS ESFÉRICAS QUE EXPERIMENTA UNA EXPANSIÓN VOLUMÉTRICA (EXTRAÍDO DE PUDASAINI & HUTTER, (2007)).	19
FIGURA 2.7: COMPORTAMIENTO DE SUELOS INICIALMENTE COMPACTADOS Y SUELTOS. A. EL SUELO INICIALMENTE SUELTO COLAPSA DURANTE LA DEFORMACIÓN, MIENTRAS QUE EL SUELO INICIALMENTE DENSO SE DEBE DILATAR PARA VENCER LA RESISTENCIA DE LA TRABAZÓN ENTRE LOS GRANOS. B. DURANTE LA DEFORMACIÓN, AMBOS TIPOS DE SUELOS (SUELTOS Y DENSOS) INTENTAN ALCANZAR LA CONDICIÓN CRÍTICA DE POROSIDAD (GABET & MUDD, 2006).....	20
FIGURA 2.8: COMPORTAMIENTO DE LA PRESIÓN DE POROS CUANDO EL NÚMERO DE DEBORA DEL SISTEMA ES MUCHO MENOR QUE 1 (GOREN ET AL., 2010)	23
FIGURA 2.9: MEDICIONES DE LA PRESIÓN DE POROS EN EL FONDO EN. A) AVALANCHA DE PELOTAS DE PING-PONG EN PENDIENTE DE 30° (McELWAIN & NISHIMURA, 2001). B) EXPERIMENTOS CON NIEVE EN PENDIENTE DE 71° (TURNBULL & McELWAIN, 2010). C) EXPERIMENTOS CON PARTÍCULAS FINAS DE VIDRIO EN FONDO HORIZONTAL CON MEDICIONES DE PRESIÓN DE POROS A DIFERENTES DISTANCIAS DEL COLAPSO (ROCHE, 2012). D) AVALANCHAS DE NIEVE INDUCIDAS, EN GRIS LOS DATOS Y NEGRO EL AJUSTE REALIZADO (McELWAIN & TURNBULL, 2005).	25
FIGURA 2.10: ESQUEMA DEL PASO DEL AIRE A TRAVÉS DE LA AVALANCHA DE PELOTAS DE PING-PONG. LAS FLECHAS INDICAN LA DIRECCIÓN DEL AIRE, MIENTRAS QUE LA LÍNEA CONTINUA EL PERFIL DE LA AVALANCHA.	25
FIGURA 2.11: REPRESENTACIÓN ESQUEMÁTICA DE LA GENERACIÓN DE TEMPERATURA GRANULAR POR LA CONVERSIÓN DE LA ENERGÍA TRASLACIONAL A ENERGÍA DE FLUCTUACIÓN VERTICAL DEBIDO A LA COLISIÓN DE LOS GRANOS CON LAS IRREGULARIDADES DEL FONDO (IVERSON ET AL., 1997).	27
FIGURA 2.12: A) REÓMETRO UTILIZADO POR BAGNOLD (1954). B) DEFINICIÓN DE LOS PARÁMETROS UTILIZADO, d_s : DIÁMETRO DE LAS ESFERAS; ∂u : DIFERENCIA DE VELOCIDAD ENTRE DOS CAPAS ADYACENTES, γ : TASA DE DEFORMACIÓN ANGULAR DE LA MEZCLA. C) ESQUEMA DE UNA COLISIÓN ENTRE LAS ESFERAS, α : ÁNGULO DE COLISIÓN ENTRE ESFERAS.	30
FIGURA 2.13: DESCRIPCIÓN MISCROSCÓPICA DE LA TRANSICIÓN ENTRE LOS SUB-REGÍMENES CUANDO LA CONCENTRACIÓN DE SÓLIDOS SE INCREMENTA JUNTO CON LA TASA DE DEFORMACIÓN ANGULAR. (A) RÉGIMEN INERCIAL COMPLETAMENTE DESARROLLADO CON COMPORTAMIENTO VISCOSO, SIMILAR A LAS MOLÉCULAS EN UN GAS DENSO. (B) Y (C) SON REGÍMENES DE TRANSICIÓN, MIENTRAS MÁS CERCA ESTÁN LAS PARTÍCULAS, MÁS FRECUENTE SON LOS CONTACTOS ENTRE ELLAS. (D) CORRESPONDE AL RÉGIMEN CUASI ESTÁTICO DONDE CASI TODAS LAS PARTÍCULAS ESTÁN EN CONTACTO ENTRE ELLAS (SAVAGE, 1984).....	32
FIGURA 2.14: INFLUENCIA DEL NÚMERO DE ARQUÍMEDES Y LA RAZÓN DENSIMÉTRICA EN LA VELOCIDAD DEL FRENTE DE UN FLUJO TIPO DAM-BREAK. EN EL EJE Y SE MUESTRA LA VELOCIDAD DEL FLUJO EN CONDICIONES AMBIENTALES	

DIVIDIDO EN LA ESCALA DE VELOCIDAD DEL FLUJO EN SITUACIÓN SIN FLUIDO AMBIENTE (MERUANE ET AL., 2010).	35
FIGURA 2.15: ESQUEMATIZACIÓN EXPERIMENTOS TIPO “DAM-BREAK”. SE MUESTRAN LOS PARÁMETROS MORFOLÓGICOS DE MAYOR INTERÉS, H_0 : ALTURA INICIAL DE LA PILA. x_0 : LARGO DEL RESERVORIO QUE CONTIENE A LA PILA. h_f : ALTURA MÁXIMA FINAL DE LA COLA DEL DEPÓSITO. x_f : LARGO TOTAL DEL DEPÓSITO.	37
FIGURA 2.16: ESQUEMA DE LA POSICIÓN DEL FRENTE EN EL TIEMPO. EN ELLA SE MUESTRA LA FASE DE ACELERACIÓN (1), LA FASE DE VELOCIDAD CONSTANTE (2) Y LA FASE DE DESACELERACIÓN (3).	37
FIGURA 2.17: A) SERIE TEMPORAL DE VELOCIDAD BASAL MEDIDA, VELOCIDAD MEDIA Y VELOCIDAD SUPERFICIAL ESTIMADA A 5.5 M DE LA COMPUERTA. B) ALTURA DEL FLUJO VERSUS VELOCIDAD BASAL MEDIDAS SIMULTÁNEAMENTE A 5.5 M DE LA COMPUERTA (BARTELT ET AL., 2007).	40
FIGURA 2.18: A.1) VELOCIDAD SUPERFICIAL Y ALTURA DE UN SOLITÓN COMPUESTO POR MICROESFERAS DE VIDRIO. A.2) ESQUEMA GRÁFICO DE LA DISTRIBUCIÓN DE ALTURA Y VELOCIDAD SUPERFICIAL DEL SOLITÓN COMPUESTO POR MICROESFERAS DE VIDRIO, EN ESTE CASO SE OBSERVA QUE LA VELOCIDAD DEL FRENTE ES MAYOR QUE LA SUPERFICIAL EN TODO EL ESPACIO. B.1) Y B.2) MUESTRAN LO MISMO ANTES MENCIONADO, PERO PARA SOLITONES COMPUESTOS POR ARENAS CON BORDES ANGULOSOS. SE PUEDE VER QUE LA VELOCIDAD DEL FRENTE ES MENOR QUE LA SUPERFICIAL EN LA CRESTA DEL SOLITÓN. h_s CORRESPONDE AL ESPESOR MÍNIMO PARA QUE OCURRA EL MOVIMIENTO DE MATERIAL EN UNA PENDIENTE DETERMINADA (BÖRZSÖNYI ET AL., 2008).	41
FIGURA 2.19: VARIACIÓN DE LA PRESIÓN DE POROS TEMPORAL Y LONGITUDINALMENTE (ROCHE ET AL., 2010). A) EXPERIMENTO INICIALMENTE NO FLUIDIZADO Y B) EXPERIMENTO INICIALMENTE FLUIDIZADO A LA VELOCIDAD BURBUJEANTE (LA FLUIDIZACIÓN NO FUE CORTADA AL MOMENTO DE ABRIR LA COMPUERTA). LOS COLORES DENOTAN LA POSICIÓN DEL SENSOR A PARTIR DE LA COMPUERTA. NEGRO Y GRIS SENSORES UBICADOS EN EL RESERVORIO A -12.5 CM Y -7.5CM. EN EL CANAL, ROJO: 5CM, VERDE: 10 CM, MOSTAZA: 15 CM, AZUL: 20 CM. FUCSIA: 30 CM, CIAN: 40, ANARANJADO: 60 CM, MORADO: 80 CM, ROSADO PASTEL: 100 CM, MORADO PASTEL: 120 CM, VERDE PASTEL: 150 Y CELESTE PASTEL: 180 CM. LA LÍNEA NEGRA Y MÁS GRUESA DENOTA LA POSICIÓN DEL FRENTE Y LOS NÚMEROS 1, 2 Y 3 LAS FASES DE ACELERACIÓN, VELOCIDAD CONSTANTE Y DESACELERACIÓN RESPECTIVAMENTE DEMARCADAS CON LAS LÍNEAS SEGMENTADAS VERTICALES (ROCHE ET AL., 2010).	45
FIGURA 2.20: ESQUEMA SEÑAL DE PRESIÓN DE POROS EN FUNCIÓN DEL TIEMPO EN EL CANAL (ROCHE ET AL., 2010).	46
FIGURA 2.21: A) PRESIÓN MÍNIMA COMO UNA FUNCIÓN DEL CUADRADO DE LA VELOCIDAD DEL FRENTE DURANTE LA FASE DE VELOCIDAD CONSTANTE. B) 1. ESQUEMA DE PRESIÓN DE POROS MEDIDA EN EL EXPERIMENTO Y 2. POSIBLE PRESIÓN DE POROS DENTRO DE LA COLUMNA.	47
FIGURA 2.22: MEDICIONES DE LA PRESIÓN DE POROS EN PILAS INICIALMENTE NO FLUIDIZADAS EN FONDO LISO CON DIFERENTES PENDIENTES DE FONDO DEL CANAL. LOS COLORES INDICAN LA POSICIÓN DEL SENSOR A LA COMPUERTA DEL RESERVORIO (CHÉDEVILLE & ROCHE, 2015).	49
FIGURA 2.23: PERFIL DE FLUJO EN $t^* = 4$ Y SU DEPÓSITO FINAL PARA UN FLUJO INICIALMENTE NO FLUIDIZADO CON FONDO RUGOSO DE 3 MM. LOS DIFERENTES TRAZOS REPRESENTAN DISTINTAS RUGOSIDADES DEL FONDO (CHÉDEVILLE & ROCHE, 2014).	50
FIGURA 2.24: SEÑAL DE PRESIÓN PARA EXPERIMENTOS EN FONDO LISO Y RUGOSO PARA FLUJOS INICIALMENTE FLUIDIZADOS (COLUMNA IZQUIERDA) Y NO FLUIDIZADOS (COLUMNA DERECHA). LAS LÍNEAS DESDE LA MÁS OSCURA HASTA LA MÁS CLARA SON LAS MEDICIONES DE PRESIÓN DE POROS A 10 CM, 20 CM, 50 CM Y 80 CM DE LA COMPUERTA DEL RESERVORIO (CHEDEVILLE & ROCHE, 2014).	51
FIGURA 2.25: ESQUEMA DEL MECANISMO DE AUTOFLUIDIZACIÓN DEBIDO A LA RUGOSIDAD DEL FONDO EN FLUJOS CON PARTÍCULAS FINAS (CHEDEVILLE & ROCHE, 2014).	51
FIGURA 2.26: SEÑAL DE PRESIÓN PARA FLUJOS NO FLUIDIZADOS Y FLUIDIZADOS SOBRE UNA SUPERFICIE RUGOSA DE 3 MM CON INCLINACIÓN DE 30° (CHEDEVILLE & ROCHE, 2015).	52
FIGURA 2.27: IZQUIERDA: POSICIÓN DEL FRENTE PARA EXPERIMENTOS DE PILAS INICIALMENTE SUELTA (○) Y COMPACTADA (●). DERECHA: SEÑAL DE PRESIÓN DE POROS EN LA BASE DEL RESERVORIO CORRESPONDIENTES A LOS EXPERIMENTOS DEL GRÁFICO DE LA IZQUIERDA (RONDON ET AL., 2011).	53
FIGURA 2.28: ALCANCE ADIMENSIONAL DEL FLUJO EN FUNCIÓN DE GRADO DE COMPACTACIÓN INICIAL DE LA PILA. LA CURVA FORMADA POR LOS MARCADORES NEGROS SE COMPONE DE 3 SECCIONES. 1) $\rho_i/\rho \leq 1$ Y $x/h_0 \leq 3.5$ SON EXPERIMENTOS INICIALMENTE COMPACTADOS. 2) $\rho_i/\rho = 1$ Y $3.5 \leq x/h_0 \leq 5.5$ SON EXPERIMENTOS CON LA COLUMNA INICIALMENTE FLUIDIZADA, PERO SIN LLEGAR AL PUNTO DE EXPANSIÓN. 3) $\rho_i/\rho > 1$ Y $x/h_0 > 5.5$ SON EXPERIMENTOS CON LA COLUMNA INICIALMENTE FLUIDIZADA CON DIFERENTES GRADOS DE EXPANSIÓN. LOS MARCADORES BLANCOS SON EXPERIMENTOS REALIZADOS AL VACÍO, EN CONDICIONES DE PRESIÓN DE ~4% DE LA PRESIÓN ATMOSFÉRICA (VILLEGAS ET AL., 2017).	54
FIGURA 2.29: (A) SEÑAL DE PRESIÓN DE POROS ADIMENSIONALIZADA POR $\rho g H_0$ MEDIDA EN LA BASE DE LA COLUMNA DURANTE SU COLAPSO PARA: VERDE: SUELO INICIALMENTE SUELTO, ROJO: SUELO CON MEDIANA COMPACTACIÓN Y AZUL: SUELO CON ALTO GRADO DE COMPACTACIÓN. (B) MÁXIMOS Y MÍNIMOS DE LA SEÑAL DE PRESIÓN EN FUNCIÓN DEL GRADO DE COMPACTACIÓN (VILLEGAS ET AL., 2017).	54

FIGURA 2.30: RESULTADO DE LAS SIMULACIONES DE LA POSICIÓN DE LA FRENTE NORMALIZADA (SIMULADA) VERSUS EL TIEMPO ADIMENSIONAL DURANTE LA FASE INICIAL DEL COLAPSO (FASE DE ACELERACIÓN) EN COLUMNAS INICIALMENTE DENSAS Y COMPACTAS, EN DIFERENTES INCLINACIONES DEL CANAL SUMERGIDAS EN AGUA (KUMAR ET AL., 2017).	56
FIGURA 3.1: MONTAJE EXPERIMENTAL UTILIZADO EN ESTE ESTUDIO. LOS SENSORES DE PRESIÓN SE UBICARON A LO LARGO DEL CANAL Y UNO DE ELLOS EN LA PARTE BAJA DEL RESERVORIO, TODOS CONECTADOS A UN “DATA LOGGER”. LA COMPUERTA CONTIENE UN INTERRUPTOR CONECTADO AL “DATA LOGGER”. CUANDO LA COMPUERTA SE ABRE, EL PASO DE LA CORRIENTE HACIA LA ELECTROVÁLVULA SE CORTA INTERRUMPIENDO EL FLUJO DE AIRE (PARA LA FLUIDIZACIÓN INICIAL DE LA PILA), JUNTO CON ESTO, UNA SEÑAL ES ENVIADA AL “DATA LOGGER” QUE INDICA EL INICIO DEL EXPERIMENTO (DENOTADO POR LA APERTURA DE LA COMPUERTA).	57
FIGURA 3.2: DETALLES DEL RESERVORIO Y EMPALME CON EL FONDO INCLINADO. EL EJE ROTADOR PERMITE VARIAR LA PENDIENTE DEL CANAL. EL EMPALME CORRESPONDE AL SEGMENTO DE 7.5 CM ENTRE LA COMPUERTA Y EL FONDO INCLINADO. EL CONJUNTO RESERVORIO, COMPUERTA Y EMPALME EN TOTAL MIDEN 27.5 CM.	58
FIGURA 3.3: ESQUEMA DEL MONTAJE EXPERIMENTAL UTILIZADO PARA MEDIR LA POSICIÓN DEL FRENTE DEL FLUJO. LA CÁMARA FUE POSICIONADA DE TAL FORMA QUE SE LOGRA CAPTAR TODO EL LARGO DEL CANAL.	61
FIGURA 3.4: VISTA SUPERIOR DEL CANAL CAPTADO DESDE LA CÁMARA QUE MUESTRA EN LA FIGURA 3.3. A LA IZQUIERDA SE OBSERVA EL RESERVORIO CON SU COMPUERTA CERRADA. LAS UBICACIONES DE LAS PLACAS POROSAS FUERON MARCADAS CON UNA “X” DE COLOR ROJO. NO TODAS LAS PLACAS POROSAS TIENEN UN SENSOR DE PRESIÓN POR DEBAJO.	62
FIGURA 3.5: FUNCIÓN DE CONVERSIÓN DE PÍXEL A LONGITUD λx_f PARA EL EXPERIMENTO #34. LOS CÍRCULOS CORRESPONDEN A CADA PAR <i>pixel, distancia</i> DETERMINADOS CON LAS PLACAS POROSAS UBICADAS EN EL FONDO DEL CANAL, ENTRE ESTOS PUNTOS SE ASUME QUE LA FUNCIÓN ES LINEAL.	62
FIGURA 3.6: FOTO EXTRAÍDA DE UN VIDEO DE ALTA VELOCIDAD UTILIZADO PARA DETERMINAR LA VELOCIDAD SUPERFICIAL DEL FLUJO. LOS TRAZADORES SON LOS PUNTOS NEGROS QUE SE OBSERVAN, LAS FLECHAS AZULES INDICAN LA DIRECCIÓN DEL FLUJO, MIENTRAS QUE LA BARRA AMARILLA DENOTA EL ANCHO DEL CANAL DE 20 CM.	63
FIGURA 3.7: SECUENCIA TEMPORAL DEL DESARROLLO DEL EXPERIMENTO. EL TIEMPO $t = 0$ ES CUANDO LA COMPUERTA SE ABRE Y $t = t_f$ ES EL TIEMPO EN EL CUAL TODO EL FLUJO PASA POR EL CANAL Y LA CUÑA DEL RESERVORIO SE ESTABILIZA.	67
FIGURA 3.8: GRANULOMETRÍA DE LAS PARTÍCULAS TIPO AG Y AD (TOLEDO, 2017).	68
FIGURA 3.9: MONTAJE EXPERIMENTAL UTILIZADO PARA DETERMINAR EL ÁNGULO DE REPOSO DEL MATERIAL SEGÚN LA NORMA ASTM C14444.	69
FIGURA 3.10: METODOLOGÍA DE ENSAYO PARA DETERMINAR EL ÁNGULO DE REPOSO ENTRE EL MATERIAL Y EL FONDO DE ALUMINIO. A.1) RAMPA SEMI ACOSTADA CON VISTA LATERAL. A.2) VISTA EN PLANTA DE LA IMAGEN A.1). B.1) VISTA LATERAL DE LA RAMPLA INCLINADA EN EL MOMENTO EN QUE LAS PARTÍCULAS DESLIZAN POR EL ALUMINIO. B.2) VISTA EN PLANTA DE LA IMAGEN B.1).	69
FIGURA 3.11: CONFIGURACIONES EXPERIMENTALES ENSAYADAS POR CHEDEVILLE & ROCHE (2014) PARA LAS PLACAS POROSAS DEL SENSOR DE PRESIÓN. (A) PLACA POROSA AL NIVEL DE LA PLACA DEL ALUMINIO CON PERLAS PEGADAS DEL MISMO TAMAÑO QUE LAS RUGOSIDADES DEL FONDO. (B) PLACA POROSA UBICADA AL NIVEL DE LAS RUGOSIDADES DEL FONDO SIN PERLAS PEGADAS.	71
FIGURA 3.12: FONDO DE ALUMINIO CON PERLAS DE 3 MM PEGADAS CON PEGAMENTO. EL CIRCULO BLANCO CORRESPONDE A UNA DE LAS PLACAS POROSAS UBICADAS EN EL CANAL.	72
FIGURA 4.1: FALLA DEL LECHO AG (PRIMERA FILA) Y AG _F (SEGUNDA FILA) EN FUNCIÓN DEL TIEMPO ADIMENSIONAL.	73
FIGURA 4.2: FALLA DEL LECHO AD (PRIMERA FILA) Y AD _F (SEGUNDA FILA) EN FUNCIÓN DEL TIEMPO ADIMENSIONAL.	74
FIGURA 4.3: PRESIÓN DE POROS ADIMENSIONAL MEDIDA EN EL RESERVORIO DURANTE EL COLAPSO DEL LECHO. A LA IZQUIERDA LECHOS NO FLUIDIZADOS (AG Y AD) Y A LA DERECHA LECHOS INICIALMENTE FLUIDIZADOS (AG _F Y AD _F). CADA LÍNEA GRAFICADA ES UN EXPERIMENTO APARTE, EL COLOR DENOTA UN MISMO TIPO DE CONFIGURACIÓN.	76
FIGURA 4.4: GASTO VOLUMÉTRICO ADIMENSIONAL VERSUS EL TIEMPO ADIMENSIONAL. EN LA COLUMNA IZQUIERDA LECHOS CON PARTÍCULAS AG Y EN LA DERECHA CON PARTÍCULAS AD. EN LA PRIMERA FILA SE PRESENTAN LOS GASTOS ACUMULADOS Y EN LA SEGUNDA EL GASTO VOLUMÉTRICO. SE MUESTRAN RESULTADOS DE 6 MEDICIONES DE LECHOS AG, 2 DE AG _F , 4 DE AD Y 3 DE AD _F .	77
FIGURA 4.5: A) VOLUMEN EVACUADO DE 3 PILAS AG CON LA MÁXIMA AUTOFLUIDIZACIÓN. B) MÁXIMO CAUDAL EVACUADO VERSUS LA MÁXIMA AUTOFLUIDIZACIÓN EN EL RESERVORIO PARA EXPERIMENTOS EN LOS CUALES SE MIDió LA PRESIÓN Y EL VOLUMEN EVACUADO SIMULTÁNEAMENTE. DENTRO DEL CÍRCULO ROJO SE ENCUENTRAN LOS EXPERIMENTOS GRAFICADOS EN A).	78

FIGURA 4.6: VARIABLES MEDIDAS EN EL COLAPSO DEL LECHO INICIAL. ALTURA MEDIA h^* , GASTO VOLUMÉTRICO EVACUADO qA^* Y LA VARIACIÓN EN LA PRESIÓN DE POROS ΔP^*	79
FIGURA 4.7: GRAFICAS TIEMPO A TIEMPO DE LA PRESIÓN DE POROS Y EL GASTO VOLUMÉTRICO POR UNIDAD DE ANCHO PARA LOS EXPERIMENTOS MOSTRADOS EN LA FIGURA 4.6. LOS MARCADORES SEÑALADOS EN UN CÍRCULO ROJO EN LOS LECHOS INICIALMENTE FLUIDIZADOS CORRESPONDEN A LOS VALORES DE $\Delta P + 0^*$	80
FIGURA 4.8: VARIACIÓN DE LA PRESIÓN DE POROS A LO LARGO DE CANAL. COLUMNA IZQUIERDA: EXPERIMENTOS NO FLUIDIZADOS EN FONDO LISO. COLUMNA DERECHA: EXPERIMENTOS INICIALMENTE FLUIDIZADOS EN FONDO LISO. EN AZUL: EXPERIMENTOS CON PARTÍCULAS AG ($d_{50} = 80 \mu m$). EN COLOR ROJO: EXPERIMENTOS CON PARTÍCULAS AD ($d_{50} = 150 \mu m$). LA PRIMERA FILA CORRESPONDE A LAS MEDICIONES AL INTERIOR DEL RESERVORIO. SE REPORTAN 37 EXPERIMENTOS AG NO FLUIDIZADOS, 40 EXPERIMENTOS AD NO FLUIDIZADOS, 22 EXPERIMENTOS AG FLUIDIZADOS Y 38 EXPERIMENTOS AD FLUIDIZADOS.	82
FIGURA 4.9: VARIACIÓN DE LA PRESIÓN DE POROS A LO LARGO DE CANAL. COLUMNA IZQUIERDA: EXPERIMENTOS NO FLUIDIZADOS EN FONDO LISO. COLUMNA DERECHA: EXPERIMENTOS NO FLUIDIZADOS EN FONDO RUGOSO ($df = 3mm$). EN AZUL: EXPERIMENTOS CON PARTÍCULAS AG ($d_{50} = 80 \mu m$). EN COLOR ROJO: EXPERIMENTOS CON PARTÍCULAS AD ($d_{50} = 150 \mu m$). SE REPORTAN 37 EXPERIMENTOS AG EN FONDO LISO, 40 EXPERIMENTOS AD EN FONDO LISO, 8 EXPERIMENTOS AG EN FONDO RUGOSO Y 9 EXPERIMENTOS AD EN FONDO RUGOSO.	83
FIGURA 4.10: VARIABILIDAD EN LA SEÑAL DE PRESIÓN ADIMENSIONAL EN EL RESERVORIO (ECUACIÓN (4.7)) Y A 411 CM DE LA COMPUERTA (ECUACIÓN (4.8)). EXPERIMENTOS CON LECHO AG SON LOS QUE MÁS VARIABILIDAD PRESENTAN. EN LA LEYENDA SE MUESTRA EL VALOR DE LA MÁXIMA AUTOFLUIDIZACIÓN EN EL RESERVORIO $\Delta P + 0^*$	85
FIGURA 4.11: ESQUEMATIZACIÓN DE LOS PARÁMETROS EVALUADOS EN LA VARIABILIDAD DE LA SEÑAL DE PRESIÓN EN EXPERIMENTOS CON FONDO LISO.	86
FIGURA 4.12: MÓDULO DE LA MÍNIMA SUBPRESIÓN VERSUS LA MÁXIMA AUTOFLUIDIZACIÓN EN EL RESERVORIO.	86
FIGURA 4.13: VELOCIDAD MEDIA AL SENSOR VERSUS LA PRESIÓN DE AUTOFLUIDIZACIÓN. LOS DATOS PARA AVALANCHAS CON FONDO RUGOSO FUERON DETERMINADOS A PARTIR DE LOS DATOS DE LA POSICIÓN DEL FRENTE CAPTADOS CON CÁMARA. LA SIMBOLOGÍA ES LA MISMA QUE LA QUE SE MUESTRA EN LA FIGURA 4.12.....	87
FIGURA 4.14: MISMOS DATOS DE LA FIGURA ANTERIOR. A LA IZQUIERDA DATOS DE VELOCIDAD MEDIA DIMENSIONALES Y A LA DERECHA LOS MISMOS DATOS, PERO ADIMENSIONALES. EL COLOR DE LOS BORDES DE LOS MARCADORES DENOTA LA POSICIÓN x_s^* DONDE FUERON MEDIDOS LOS DATOS: AZUL: 9.48 (260 CM), ROJO: 12.78 (350.5 CM) Y AMARRILLO: 14.98 (411 CM). MARCADORES CON RELLENO NEGRO: INICIALMENTE FLUIDIZADOS. MARCADORES SIN RELLENO: NO FLUIDIZADOS INICIALMENTE. MARCADORES RELLENO ROJO: FONDO RUGOSO.....	88
FIGURA 4.15: MÓDULO DE LA SUBPRESIÓN VERSUS LA VELOCIDAD MEDIA AL SENSOR. A LA IZQUIERDA DATOS DE VELOCIDAD MEDIA DIMENSIONALES Y A LA DERECHA LOS MISMOS DATOS, PERO ADIMENSIONALES. EL COLOR DE LOS BORDES DE LOS MARCADORES DENOTA LA POSICIÓN x_s^* DONDE FUERON MEDIDOS LOS DATOS: AZUL: 9.48 (260 CM), ROJO: 12.78 (350.5 CM) Y AMARRILLO: 14.98 (411 CM). MARCADORES CON RELLENO NEGRO: INICIALMENTE FLUIDIZADOS. MARCADORES SIN RELLENO: NO FLUIDIZADOS INICIALMENTE. MARCADORES RELLENO ROJO: FONDO RUGOSO.	89
FIGURA 4.16: VARIACIÓN DE LOS MÁXIMOS Y MÍNIMOS DE LA PRESIÓN EN LA POSICIÓN LONGITUDINAL. LOS MARCADORES CUADRADOS ■ CORRESPONDEN A EXPERIMENTOS CON PARTÍCULAS AG ($d_{50} = 80 \mu m$) Y LOS MARCADORES TRIANGULARES ▲ CORRESPONDEN A EXPERIMENTOS CON PARTÍCULAS AD ($d_{50} = 150 \mu m$). LOS COLORES REPRESENTAN EL VALOR DEL PARÁMETRO DE AUTOFLUIDIZACIÓN INICIAL EN EL RESERVORIO $\Delta P + 0^*$ EN CADA EXPERIMENTO. LOS VALORES DE $\Delta P + 0^*$ SE MUESTRAN EN LA POSICIÓN $x=0$ CM COMO REFERENCIA ÚNICAMENTE YA QUE EN VERDAD LA PRESIÓN ES MEDIDA DENTRO DEL RESERVORIO. NOTAR QUE LA ESCALA DE COLORES VARÍA DE ACUERDO CON EL MÁXIMO Y MÍNIMO REGISTRADO DE LA AUTO FLUIDIZACIÓN DEL RESERVORIO PARA LOS TIPOS DE AVALANCHAS.	91
FIGURA 4.17: MÍNIMOS DE LA PRESIÓN DE POROS REGISTRADA A 350.5 (EJE X) Y 411 CM (EJE Y) DE LA COMPUERTA. LA LÍNEA PUNTEADA TIENE PENDIENTE 1.....	92
FIGURA 4.18: DURACIÓN DE LA SEÑAL DE PRESIÓN EN FUNCIÓN DE LA DISTANCIA LONGITUDINAL PARA EXPERIMENTOS EN FONDO LISO. LA DURACIÓN DE LA AVALANCHA FUE ADIMENSIONALIZADA CON LA ESCALA $H0/g$	93
FIGURA 4.19: SECUENCIA DE IMÁGENES DE LA MEDICIÓN POSICIÓN DEL FRENTE PARA EXPERIMENTO LECHO AG EN FONDO LISO. LOS PUNTOS EN EL MEDIO DEL CANAL CORRESPONDEN A LAS PLACAS POROSAS DE LOS SENSORES DE PRESIÓN. ÉSTOS MISMOS PUNTOS FUERON USADOS PARA CORREGIR LA POSICIÓN DEL FRENTE POR EL EFECTO DE PARALAJE. LAS FLECHAS ROJAS INDICAN LA POSICIÓN DEL FRENTE.	95
FIGURA 4.20: POSICIÓN Y VELOCIDAD DEL FRENTE PARA FLUJOS CON PARTÍCULAS AG ($d_{50} = 80 \mu m$) Y AD ($d_{50} = 150 \mu m$) INICIALMENTE NO FLUIDIZADOS EN FONDO LISO. LOS COLORES INDICAN EL VALOR DE LA MÁXIMA AUTOFLUIDIZACIÓN EN EL RESERVORIO $\Delta P + 0^*$. LOS PUNTOS CORRESPONDEN A DATOS OBTENIDOS DE LA POSICIÓN DEL FRENTE MIENTRAS QUE LA LÍNEA SEGMENTADA CORRESPONDE AL AJUSTE MOSTRADO EN LA	

ECUACIÓN (4.16). LAS LÍNEAS CONTINUAS EN LOS GRÁFICOS DE LA VELOCIDAD DEL FRENTE CORRESPONDEN A LA DERIVADA DEL AJUSTE DE LA POSICIÓN DEL FRENTE.	96
FIGURA 4.21: SECUENCIA DE IMÁGENES DE LA MEDICIÓN POSICIÓN DEL FRENTE PARA EXPERIMENTO INICIALMENTE FLUIDIZADO CON PARTÍCULAS AG EN FONDO LISO. LOS PUNTOS EN EL MEDIO DEL CANAL CORRESPONDEN A LAS PLACAS POROSAS DE LOS SENSORES DE PRESIÓN. ÉSTOS MISMOS PUNTOS FUERON USADOS PARA CORREGIR LA POSICIÓN DEL FRENTE POR EL EFECTO DE PARALAJE. LAS FLECHAS ROJAS INDICAN LA POSICIÓN DEL PRIMER FRENTE LIBERADO, LAS FLECHAS AZULES INDICAN LA POSICIÓN DEL SEGUNDO FRENTE QUE ARREMETE DESDE ATRÁS Y LA FLECHA ROJA CON BORDE AZUL DENOTA LA POSICIÓN DONDE EL SEGUNDO FRENTE SOBREPASA AL PRIMERO.	97
FIGURA 4.22: POSICIÓN Y VELOCIDAD DEL FRENTE PARA FLUJOS CON PARTÍCULAS AG ($d_{50} = 80 \mu m$) Y AD ($d_{50} = 150 \mu m$) INICIALMENTE FLUIDIZADOS EN FONDO LISO. LOS COLORES INDICAN EL VALOR DE LA MÁXIMA AUTOFLUIDIZACIÓN EN EL RESERVORIO $\Delta P + 0 *$. LOS PUNTOS CORRESPONDEN A DATOS OBTENIDOS DE LA POSICIÓN DEL FRENTE MIENTRAS QUE LA LÍNEA SEGMENTADA CORRESPONDE AL AJUSTE MOSTRADO EN LA ECUACIÓN (4.16). LAS LÍNEAS CONTINUAS EN LOS GRÁFICOS DE LA VELOCIDAD DEL FRENTE CORRESPONDEN A LA DERIVADA DEL AJUSTE DE LA POSICIÓN DEL FRENTE.	98
FIGURA 4.23: VELOCIDAD FINAL ALCANZADA POR EL FRENTE DE LOS FLUJOS NO FLUIDIZADOS Y FLUIDIZADOS EN CONDICIONES DE FONDO LISO EN FUNCIÓN DEL PARÁMETRO DE MÁXIMA AUTOFLUIDIZACIÓN.	99
FIGURA 4.24: SECUENCIA DE IMÁGENES DE LA MEDICIÓN POSICIÓN DEL FRENTE PARA EXPERIMENTO INICIALMENTE NO FLUIDIZADO CON PARTÍCULAS AD EN FONDO RUGOSO. LOS PUNTOS EN EL MEDIO DEL CANAL CORRESPONDEN A LAS PLACAS POROSAS DE LOS SENSORES DE PRESIÓN. ÉSTOS MISMOS PUNTOS FUERON USADOS PARA CORREGIR LA POSICIÓN DEL FRENTE POR EL EFECTO DE PARALAJE. LAS FLECHAS ROJAS INDICAN LA POSICIÓN DEL FRENTE DE BAJA DENSIDAD Y LAS FLECHAS AZULES DENOTAN LA POSICIÓN DEL FRENTE DEL CUERPO DE LA AVALANCHA.	100
FIGURA 4.25: POSICIÓN Y VELOCIDAD DEL FRENTE PARA FLUJOS CON PARTÍCULAS AG ($d_{50} = 80 \mu m$) Y AD ($d_{50} = 150 \mu m$) INICIALMENTE NO FLUIDIZADOS EN FONDO RUGOSO. LOS COLORES INDICAN EL VALOR DE LA MÁXIMA AUTOFLUIDIZACIÓN EN EL RESERVORIO $\Delta P + 0 *$. LOS PUNTOS CORRESPONDEN A DATOS OBTENIDOS DE LA POSICIÓN DEL FRENTE MIENTRAS QUE LA LÍNEA SEGMENTADA CORRESPONDE A, EN EL CASO AG A LA ECUACIÓN (4.16) Y EN EL CASO AD A LA ECUACIÓN (4.21). LAS LÍNEAS CONTINUAS EN LOS GRÁFICOS DE LA VELOCIDAD DEL FRENTE CORRESPONDEN A LA DERIVADA DEL AJUSTE DE LA POSICIÓN DEL FRENTE.	101
FIGURA 4.26: PARÁMETRO α DEL AJUSTE DE LA POSICIÓN DEL FRENTE VERSUS LA MÁXIMA AUTOFLUIDIZACIÓN INICIAL PARA FLUJOS INICIALMENTE NO FLUIDIZADOS EN FONDOS LISO Y RUGOSO.	102
FIGURA 4.27: SUBPRESIÓN MÍNIMA EN $x_s * = 14.98$ VERSUS LA VELOCIDAD DEL FRENTE EN ESA MISMA POSICIÓN CALCULADA A PARTIR DEL AJUSTE A LOS DATOS DE LA VELOCIDAD DEL FRENTE.	103
FIGURA 4.28: MEDICIONES DEL ESPESOR DEL FLUJO EN EL TIEMPO EN $x_s * = 14.98$ PARA LAS 6 CONDICIONES EXPERIMENTALES ENSAYADAS. CADA LÍNEA CORRESPONDE A UN EXPERIMENTO POR SEPARADO. EN FONDO LISO SE REALIZARON: 12 EXPERIMENTOS CON LECHO AG, 14 AD, 4 AG _F Y 6 AD _F . EN FONDO RUGOSO: 2 AG Y 3 AD.	108
FIGURA 4.29: VELOCIDAD SUPERFICIAL MEDIDA EN $x_s * = 14.98$ DE LAS 6 DIFERENTES AVALANCHAS GENERADAS. EL ÁREA SOMBREADA CORRESPONDE AL ERROR EXPERIMENTAL CONSIDERANDO LA ECUACIÓN (3.8) Y LAS FRECUENCIAS DE MUESTREO EN LA TABLA EN LOS ANEXOS D.1. AL COSTADO DERECHO SE MUESTRA LA DERIVADA EN EL TIEMPO CALCULADA DISCRETAMENTE DE LAS SEÑALES DEL COSTADO IZQUIERDO. EL TIEMPO $t = 0$ CORRESPONDE A LA LLEGADA DEL FRENTE AL SENSOR DE PRESIÓN UBICADO EN $x_s * = 14.98$. EN EL CASO DE LOS EXPERIMENTOS EN FONDO RUGOSO EL TIEMPO $t = 0$ CORRESPONDE A LA LLEGADA DEL PRIMER FRENTE AL SENSOR.	110
FIGURA 4.30: SEÑALES ADIMENSIONALES DE ALTURA, VELOCIDAD DEL FRENTE Y PRESIÓN DE POROS EN FUNCIÓN DEL TIEMPO MEDIDAS EN $x_s * = 14.98$. LA SEÑAL DE ALTURA CORRESPONDE A UN PROMEDIO TIEMPO A TIEMPO DE LOS EXPERIMENTOS QUE SE MUESTRAN EN LA FIGURA 4.28. EL TIEMPO $t = 0 s$ CORRESPONDE A LA LLEGADA DEL FLUJO AL SENSOR DE PRESIÓN UBICADO EN $x_s * = 14.98$. EL ÁREA SOMBREADA CORRESPONDE AL ERROR ADOPTADO.	112
FIGURA 4.31: SERIES DE DATOS DE LA VELOCIDAD SUPERFICIAL, ALTURA DEL FLUJO Y VARIACIÓN DE PRESIÓN DE POROS EN EL FONDO GRAFICADAS TIEMPO A TIEMPO SIMULTÁNEAMENTE EN $x_s * = 14.98$. LA PRIMERA COLUMNA CORRESPONDE A EXPERIMENTOS NO FLUIDIZADOS EN FONDO LISO, LA SEGUNDA A EXPERIMENTOS FLUIDIZADOS EN FONDO LISO Y LA TERCER A NO FLUIDIZADOS EN FONDO RUGOSO. EN LA PRIMERA FILA SE MUESTRAN DATOS DE ALTURA DEL FLUJO VS VELOCIDAD SUPERFICIAL, EN LA SEGUNDA LA PRESIÓN DE POROS VS ALTURA DEL FLUJO Y EN LA TERCERA EL INVERSO ADITIVO DE LA PRESIÓN DE POROS ADIMENSIONALIZADA POR $\rho_0 g h_{411}$ VS LA VELOCIDAD SUPERFICIAL. LOS COLORES AZUL Y ROJO CORRESPONDEN A FLUJOS CON PARTÍCULAS AG Y AD RESPECTIVAMENTE.	113
FIGURA 4.32: FRENTE DE LAS AVALANCHAS GENERADAS EN $x_s * = 14.98$. EN LA PRIMERA COLUMNA SE MUESTRAN FLUJOS CON PARTÍCULAS AG ($d_{50} \sim 80 \mu m$) MIENTRAS QUE EN LA SEGUNDA CON AD ($d_{50} \sim 150 \mu m$). EN LA	

PRIMERA FILA SE MUESTRAN EXPERIMENTOS INICIALMENTE NO FLUIDIZADOS EN FONDO LISO, EN LA SEGUNDA FILA EXPERIMENTOS INICIALMENTE FLUIDIZADOS EN FONDO LISO Y EN LA TERCERA FILA EXPERIMENTOS INICIALMENTE NO FLUIDIZADOS EN FONDO RUGOSO ($\delta \sim 3mm$), EN ESTE CASO SE MUESTRA EL PRIMER FRENTE (DE MAYOR VELOCIDAD) DE LA AVALANCHA. 115

CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN GENERAL

1.1 Antecedentes generales y motivación.

Un flujo granular corresponde a una mezcla bifásica compuesta por una fase fluida y otra fase sólida, conducidos por efectos gravitacionales y que se propagan en una topografía definida (Delannay et al., 2017). Diversos flujos granulares pueden ser encontrados en la naturaleza, como por ejemplo los flujos detríticos, flujos piroclásticos, avalanchas rocosas, avalanchas de nieve y avalanchas submarinas (Dufek et al., 2015; Freundt et al., 2000; Hampton et al., 1996; Hayashi & Self, 1992; Iverson et al., 1997; Takahashi, 2001). Muchos de estos eventos naturales representan una amenaza para los asentamientos humanos aledaños y la predicción de ellos resulta de gran importancia para la prevención de desastres naturales (Xu, et al., 2016). Sin embargo, la predicción de estos eventos catastróficos aún representa un desafío debido al entendimiento incompleto de la dinámica de estos flujos (Rondon et al., 2011). Debido a lo anterior, el estudio de estos fenómenos resulta de interés para evaluar zonas de riesgos (Roche et al., 2004).

Las experiencias de laboratorios de flujos granulares no son fácilmente escalables (Iverson, et al., 2004) debido a fuerzas considerables a escala de laboratorio que no tienen importancia a escalas geofísicas tales como la cohesión. Sin embargo, los resultados experimentales ayudan a entender los mecanismos físicos presentes en el desarrollo del flujo (Roche et al., 2011) y, debido al control de gran parte de las variables en el laboratorio, permiten la validación de los modelos de avalanchas granulares con aplicaciones geofísicas (Delannay et al., 2017; Iverson, 2003).

Durante los últimos años se han llevado a cabo variadas investigaciones de carácter experimental enfocadas en la dinámica de los flujos granulares secos, donde la fase fluida, típicamente aire, podría jugar un rol importante en el desarrollo del flujo. Gran parte de los estudios experimentales a escala de laboratorio presentes en la literatura se enmarcan en la metodología de ensayo tipo “dam-break” (rompimiento de presa en español), la cual consiste en el colapso repentino de una pila de partículas que se esparcen a través de un canal. Estudios de flujos granulares secos relacionados a esta metodología en un canal con fondo horizontal muestran que la presión de poros juega un rol importante en el desarrollo del flujo, brindándole mayor movilidad (Eames & Gilbertson, 2000; Montserrat et al., 2016; Roche, 2012; Roche et al., 2004, 2008, 2010). Otras experiencias similares se realizaron en planos inclinados lisos y rugosos para caracterizar el efecto de la pendiente y la rugosidad del fondo en el desarrollo del flujo (Chedeville & Roche, 2014; 2015; Farin et al., 2014; Goujon et al., 2003; Lube et al., 2011; Mangeney et al., 2010).

El objetivo principal de este estudio experimental es determinar el rol que tienen la fluidización inicial de la pila (para este trabajo la palabra pila, lecho y columna tienen el mismo significado), la rugosidad del fondo y el tamaño de los granos en la dinámica de un flujo granular seco de masa finita, conducido a través de un canal de alta pendiente. Para esto, se realizaron experimentos tipo “dam-break” a presión atmosférica, en un canal con pendiente de 28° con 6 condiciones experimentales diferentes, en las cuales se varió la fluidización inicial (no fluidizado y completamente fluidizado), la rugosidad del fondo (fondo liso y fondo con rugosidad de 3 mm) y el tamaño de los granos que componen el flujo ($d_{50} \sim 80 \mu m, 150 \mu m$). En cada condición experimental se registró: 1) el colapso de la pila inicial durante el experimento, 2) la presión de poros en el fondo del canal, 2) la posición del frente, 3) altura, presión de poros y velocidad superficial del flujo en una posición alejada de la compuerta del reservorio.

1.2 Objetivo general

El objetivo general de este estudio experimental es estudiar el rol que tienen la fluidización inicial de la pila, la rugosidad del fondo y el tamaño de los granos en la dinámica de un flujo granular seco de masa finita, conducido a través de un canal de alta pendiente.

1.2.1 Objetivos específicos

- 1) Caracterizar variaciones de la presión de poros en el fondo y velocidad del frente a lo largo del canal, para distintas condiciones de fluidización inicial de la columna, rugosidad del fondo y tamaño de partículas
- 2) Caracterizar variaciones en las señales de altura, velocidad superficial y presión de poros de las avalanchas en una posición alejada de la compuerta para distintas condiciones de fluidización inicial de la columna, rugosidad del fondo y tamaño de partículas.

1.3 Metodología

Los flujos estudiados en esta investigación son flujos granulares de masa finita que se mueven por efectos gravitacionales sobre un plano de alta pendiente, gatillados por la apertura repentina de una compuerta que contiene una pila de partículas (metodología “rompimiento de presa”), como se muestra en la Figura 1.1.

Para el estudio del rol que tiene la fluidización inicial de la pila, la rugosidad del fondo y el tamaño de los granos en el desarrollo del flujo, se llevarán a cabo experimentos en un canal de sección rectangular de 4.5 m de largo, con una pendiente de 28° . Las variaciones en las condiciones experimentales estudiadas son: 1) el grado de fluidización inicial de la pila: no fluidizada (igual a 0) y completamente fluidizada (igual a 1), 2) la rugosidad del fondo para experimentos inicialmente no fluidizados: fondo liso y con rugosidad aproximada de 3 mm y 3) el tamaño de granos que conforman el flujo: d_{50} igual a $80 \mu\text{m}$ (partículas AG) y $150 \mu\text{m}$ (partículas AD). Tomando las combinaciones posibles resultan un total de 6 condiciones experimentales las cuales se muestran en la Tabla 3.2.

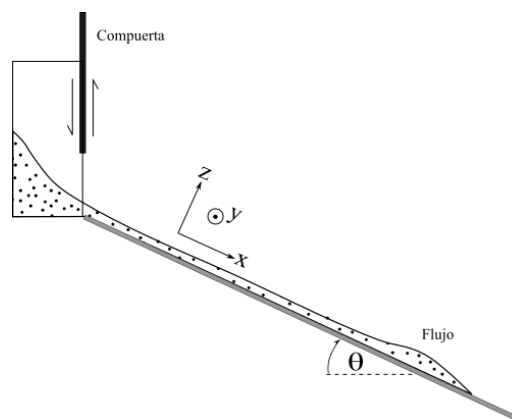


Figura 1.1: Esquema y definición del eje cartesiano del experimento.

1.3.1 Objetivo específico 1.

Para cada condición experimental se registrarán características macroscópicas del flujo a lo largo de todo el dominio del canal. Estas son:

- El contorno de la pila durante su colapso, utilizando análisis binario de video-imágenes. Esto permitirá derivar las variables de altura media de la pila, gasto volumétrico que pasa a través de la compuerta y forma final de la cuña de partículas que no participa del flujo.
- Presión de poros en el fondo del reservorio durante el colapso de la pila y en el fondo del canal durante todo el desarrollo del experimento, utilizando transductores de presión ubicados a diferentes distancias desde la compuerta.
- Posición del frente, desde que éste se asoma al plano con pendiente, hasta salir expulsado del canal. Para esto se realizará el seguimiento del frente a través de videograbaciones. Esta medición permitirá además estimar la velocidad del frente.

Finalmente, se estimarán valores para números adimensionales planteados por autores referentes con el fin de complementar el análisis sobre las diferencias de las variables medidas en cada condición experimental ensayada.

1.3.2 Objetivo específico 2.

Para cada condición experimental se registrarán características del flujo en un punto fijo del canal a 411 cm aguas abajo de la compuerta del reservorio, estas características son:

- El espesor del flujo, medido a través de análisis binario de video-imágenes captados de manera lateral al flujo, a través de la pared de acrílico del canal, desde que el frente llega a la posición indicada, hasta que la cola pasa por ésta, o hasta que el espesor del flujo pueda ser captado por el método empleado.
- Presión de poros en el fondo del canal, medida de la misma forma que se menciona en el objetivo específico 1.
- Velocidad superficial del flujo, desde que el frente alcanza la posición indicada, hasta que la cola del flujo pasa por ésta, o bien, hasta que el método empleado lo permita. Esta variable se medirá utilizando la técnica de velocimetría PTV (“Particle Tracking Velocimetry”), añadiendo partículas trazadoras al flujo y registrando el flujo de forma perpendicular al fondo del canal con una cámara de alta velocidad.

1.4 Estructuración del texto de la tesis.

El siguiente trabajo de investigación se divide en 5 secciones: (Cap. 2) Marco teórico y revisión bibliográfica: se presentan conceptos y resultados de diversos trabajos que debiesen ser considerados para entender lo observado en esta investigación. (Cap. 3) Montaje y metodología experimental: se presenta el montaje y metodología experimental y los métodos utilizados para realizar las diferentes mediciones. (Cap. 4) Resultados: se muestran los resultados obtenidos y ya procesados. (Cap. 5) Discusión: se discuten los resultados experimentales encontrados en base a la bibliografía. (Cap. 6) Conclusiones: se exponen los principales hallazgos de esta investigación y recomendaciones para el trabajo futuro.

CAPÍTULO 2: MARCO TEORICO Y ESTADO DEL ARTE

2.1 Descripción de los flujos granulares.

Un flujo granular se define como una mezcla de partículas sólidas dispersas en un fluido tal que los constituyentes sólidos están en contacto o cercanos con sus vecinos (Savage, 1984). La fase sólida puede estar constituida por granos de diferentes tamaños, en un rango de micrómetros (arcillas) a metros (peñascos) (Takahashi, 2014), mientras que la fase fluida está constituida por un líquido o un gas (Pudasaini & Hutter, 2007).

Generalmente, estos flujos en la naturaleza son conducidos por la gravedad y la topografía sobre la cual se propagan (Delannay et al., 2017; Iverson, 1997). El flujo se detiene por efectos de fuerzas disipativas, ya sea la fricción, fuerzas viscosas del fluido ambiente o bien colisiones, entre otras (Börzsönyi & Ecke, 2006).

Las propiedades de los flujos granulares se pueden subdividir en propiedades físicas que componen la fase sólida, propiedades de la fase fluida y propiedades de la mezcla.

- Propiedades de la fase sólida:

Tabla 2.1: Propiedades físicas de la fase sólida.

Propiedades de la fase sólida	Símbolo	Unidad
Densidad del sólido	ρ_s	ML^{-3}
Tamaño de los granos	d_s	L
Ángulo de fricción interna	ϕ_{int}	$^\circ$
Ángulo de fricción con el fondo	$\phi_{int\,bed}$	$^\circ$
Ángulo de reposo del material	ϕ_{rep}	$^\circ$
Ángulo de reposo con el fondo	$\phi_{rep\,bed}$	$^\circ$
Cociente de restitución	e	—

- Propiedades de la fase fluida:

Tabla 2.2: propiedades físicas de la fase fluida (o gas).

Propiedades de la fase fluida	Símbolo	Unidad
Densidad del fluido	ρ_f	ML^{-3}
Viscosidad del fluido	μ_f	$\text{ML}^{-1}\text{T}^{-1}$
Coefficiente de compresibilidad	β	M^{-1}LT^2

- Propiedades de la mezcla:

Tabla 2.3: propiedades físicas de la mezcla de sólidos y fluido.

Propiedades de la mezcla	Símbolo	Unidad
Densidad de la mezcla	ρ_m	ML^{-3}
Concentración volumétrica de los sólidos	φ_s	—
Concentración volumétrica del fluido (porosidad)	φ_f	—
Permeabilidad hidráulica	k	L^2
Coefficiente de fricción	$\tan(\phi)$	—

El coeficiente de fricción se define como la razón entre los esfuerzos tangenciales τ y los esfuerzos normales σ (no confundir con el ángulo de fricción Coulombica):

$$\tan(\phi) = \frac{\tau}{\sigma} \quad (2.1)$$

La concentración volumétrica de los sólidos y la del fluido cumplen la siguiente relación:

$$\varphi_f + \varphi_s = 1 \quad (2.2)$$

Mientras que la densidad de la mezcla se define como:

$$\rho_m = \varphi_s \rho_s + \varphi_f \rho_f = \varphi_s \rho_s + (1 - \varphi_s) \rho_f \quad (2.3)$$

Los flujos granulares se pueden encontrar en aplicaciones industriales tales como el transporte y segregación de concentrados de mineral, cereales e industrias farmacéuticas entre otras (Goujon et al., 2003; Pouliquen, 1999; Savage, 1984). De mayor relevancia para el presente estudio son los flujos que ocurren en la naturaleza a escalas geofísicas. Diferentes tipos de flujos a escalas geofísicas se pueden distinguir por su contenido de agua y el contenido de su fase sólida (Fei et al., 2015), junto con los diferentes mecanismos que actúan en su movimiento (Takahashi, 2014). A continuación, se mencionan algunos de los eventos más estudiados:

- 1) *Flujos piroclásticos*: Son flujos que ocurren por la erupción de un volcán y resultan del colapso de un domo de lava o bien de una columna eruptiva (Roche et al., 2010). Estas corrientes de densidad consisten en una mezcla caliente de partículas finas ($d_s \sim 2 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-4}$ m) y gases volcánicos a alta presión (fase fluida) que pueden propagarse por varios kilómetros aún en pendientes muy suaves (Roche et al., 2008), debido a la fluidización propia del flujo (Hayashi & Self, 1992; Takahashi & Tsujimoto, 2000). Se caracterizan por estar fuertemente influenciados por efectos del fluido intersticial, ya sean efectos turbulentos cuando la corriente tiene una baja concentración de sólidos ($\varphi_s \sim 0.001-0.01$) (Dufek et al., 2015), o bien por la presión de poros que modula los esfuerzos de fricción e inerciales cuando el flujo tiene una alta concentración ($\varphi_s \sim 0.3-0.5$) (Burgisser & Bergantz, 2002; Smith et al., 2018). La fase sólida la constituyen cenizas finas que pertenecen al grupo A de acuerdo a la clasificación de Geldart (1973). Una caracterización

detallada de los flujos piroclásticos se encuentra en el trabajo realizado por Dufek et al. (2015).

- 2) *Deslizamientos de tierra*: Originados desde una falla del suelo, se caracterizan por el deslizamiento de un bloque de tierra que no tiene gradientes de velocidad, es decir, se mueve como un cuerpo rígido (Takahashi, 2014). Se caracterizan por tener un corto desplazamiento, y por constituir el comienzo de una avalancha o flujo detrítico (Iverson et al., 1997).
- 3) *Avalanchas de roca*: Son flujos granulares densos cuyo fluido intersticial es agua o gas, en donde la fase sólida contiene una gran inercia haciendo que la fase fluida y la cohesión intergranular puedan despreciarse (Hayashi & Self, 1992; Iverson & Denlinger, 2001; Iverson et al., 1997, 2004). La reología en este caso está controlada por la fricción y colisiones entre las rocas (Cassar et al., 2005).
- 4) *Avalanchas submarinas*: corresponden a desprendimientos del fondo marino generalmente en los márgenes continentales. Se caracterizan por mover grandes volúmenes de masa, aún en condiciones de baja pendiente (Hampton et al., 1996). En estos flujos el fluido ambiente es agua, la que tiene un rol no despreciable en la dinámica de la avalancha ya sea por interacciones viscosas sobre los granos como por la presión de poros (Cassar et al., 2005; Kumar et al., 2017; Meruane et al., 2010).
- 5) *Avalanchas de Nieve*: La fase sólida está compuesta por nieve mientras que la fase fluida por aire. Presentan una gran cohesión la que hace posible la formación de bolas de nieve, además del deslizamiento con el suelo cubierto de nieve (Mears, 1980). Al igual que los flujos piroclásticos se puede comportar de dos formas (Delannay et al., 2017): 1) como un fluido en el que tienen espesores pequeños ($h \sim 1-10$ m) y una alta densidad de la mezcla ($\rho_m \sim 100-300$ kg m⁻³) y 2) como una nube de polvo con densidades menores ($\rho_m \sim 5$ kg m⁻³) y con grandes columnas de flujo ($h \sim 100$ m) (Pudasaini & Hutter, 2007; Turnbull & McElwaine, 2010).
- 6) *Flujos detríticos*: Son flujos que se componen de una mezcla densa de sedimentos y agua, o sedimentos y una mezcla viscosa de agua y finos (Takahashi, 2014). En este caso, las fuerzas derivadas de ambas fases influyen en el movimiento (Iverson, 1997). De acuerdo a Takahashi (2014), se pueden diferenciar dos tipos de flujos detríticos: 1) flujos donde la fricción intergranular domina el movimiento y 2) flujos dinámicos en los cuales otro tipo de interacción domina. Estos últimos se pueden subdividir en: 2.1) Flujos detríticos pedregosos donde los esfuerzos inerciales de los sólidos dominan, 2.2) flujos detríticos turbulentos donde los efectos turbulentos del fluido intersticial son los dominantes y 2.3) flujos detríticos viscosos que se presentan cuando el fluido intersticial es una mezcla muy viscosa de sedimentos finos con agua, en este caso, la viscosidad del fluido amortigua el movimiento de los granos haciendo que la viscosidad de la mezcla tome mayor importancia (Takahashi, 2001). En ambos flujos los efectos boyantes (presión de poros) son importantes al reducir la magnitud de los esfuerzos de larga duración entre granos, lo cual es la causa de sus grandes desplazamientos (Iverson, 1997; Takahashi, 2001).

Existen otros tipos de flujos granulares a escalas geofísicas con características que difieren de las mencionadas. Por ejemplo, los flujos extraterrestres, que son estudiados y observados en diferentes

cuerpos como en la Luna (Howard, 1973), en Marte (Lajeunesse et al., 2006; Lucas & Mangeney, 2007; Lucchitta, 1979) y también en satélites de hielo naturales de Saturno (Iapetus, Callisto and Rhea) (Lucas, 2012; Singer et al., 2012). Si bien los flujos extraterrestres no tienen impacto alguno con el planeta tierra, el estudio de éstos es de interés debido a las diferentes condiciones ambiente que presentan. Las superficies extraterrestres representan una especie de grandes laboratorios donde es posible validar hipótesis y modelos en ambientes distintos.

2.2 Fuerzas actuando en los flujos granulares.

En la dinámica de un flujo granular coexisten variados tipos de interacciones, en algunos casos unas resaltan más que otras, lo cual da origen a las diferencias mecánicas y reológicas entre los tipos de flujos a escalas geofísicas descritos en la sección 2.1 (Savage, 1984; Takahashi, 2001). A continuación, se muestran las interacciones que pueden estar presentes en la mezcla.

2.2.1 Contactos sólido-sólido.

i. *Contacto sólido-sólido de larga duración.*

Esta interacción domina en la dinámica de los flujos granulares densos. Se caracteriza por ser un contacto entre los granos de larga duración debido a la fricción intergranular (Delannay et al., 2017). Estos contactos son llamados también esfuerzos sólidos cuasi estáticos y quedan bien representados por el criterio de Coulomb (1773) (Herrmann et al., 2013; Iverson et al., 1997; Savage, 1984; Savage & Hutter, 1989). De acuerdo con Takahashi (2001), estos esfuerzos operan solamente cuando la concentración de sólidos es mayor que cierto umbral, el cual depende de los tamaños de sólidos que componen la mezcla. Para arenas este umbral es aproximadamente $\varphi_s \approx 0.51$ según Bagnold (1966).

Considerando el efecto modulador de la presión de poros (Iverson, 1997; McArdell et al., 2007) en un lecho estático, se tiene que el esfuerzo τ_{sq} debido a la fricción entre partículas es:

$$\tau_{sq} = \sigma' \tan(\phi) + c \quad (2.4)$$

En la ecuación anterior, c es la cohesión del medio granular, ϕ corresponde al ángulo de fricción interno del material, el cual se parece al ángulo de reposo ϕ_r cuando las deformaciones de la matriz granular son pequeñas (Iverson et al., 2004, 1997) y σ' es el esfuerzo normal efectivo, el cual se define como:

$$\sigma' = \sigma_q - P \quad (2.5)$$

Donde P es la presión de poros y σ_q es el esfuerzo normal cuasiestático total el cual está en función de la concentración volumétrica de sólidos φ_s y de la densidad de los sólidos ρ_s (Savage, 1984). Considerando φ_s constante a lo largo en una pila de partículas, dicho esfuerzo puede ser estimado como (Gidaspow, 1994):

$$\sigma_q = \varphi_s(\rho_s - \rho_f)g(H - z) \quad (2.6)$$

Donde ρ_s es la densidad del sólido, ρ_f es la densidad del fluido, g es la aceleración de gravedad, H el espesor de la pila y z el eje perpendicular al plano de fondo.

ii. *Contacto sólido-sólido de corta duración.*

Este tipo de interacción se refiere a los esfuerzos transmitidos por las colisiones entre partículas (Iverson & Denlinger, 1987), denominados esfuerzos dispersivos (Bagnold, 1954). Estos esfuerzos deberían depender de la frecuencia de colisión, la masa de la partícula y del coeficiente de restitución e de la fase sólida (Takahashi, 2014), el cual se define como la razón entre la velocidad relativa entre las partículas post colisión y la velocidad al momento de colisionar. e tiene un valor de 0 para colisiones completamente inelásticas (en la cual toda la energía es disipada en la colisión) y un valor de 1 en colisiones perfectamente elásticas. La colisión que involucra dos granos macroscópicos no es perfectamente elástica y $e < 1$ (a diferencia de las colisiones de moléculas), lo cual involucra una pérdida de energía y momentum del flujo (Delannay et al., 2017; Duran, 2012). Para el caso de mezclas de arena y aire el coeficiente e es aproximadamente 0.85 (Takahashi, 2001). Este tipo de esfuerzos domina cuando el flujo presenta una no muy alta ni tan baja concentración volumétrica de sólidos (Eames & Gilbertson, 2000; Iverson, 1997; Takahashi, 2001).

El esfuerzo normal al fondo debido a las colisiones de los granos σ_i depende principalmente de la concentración volumétrica de sólidos φ_s y es proporcional al cuadrado de del diámetro de los sólidos d_s y la tasa de deformación de la fase sólida, $\dot{\gamma}_s$ (Savage, 1984; Takahashi, 2014). Bagnold (1954) analítica y experimentalmente dedujo que:

$$\sigma_i = a\rho_s\lambda f(\lambda)(d_s\dot{\gamma}_s)^2 \cos(\phi_D) \quad (2.7)$$

Donde a es una constante, f es una función desconocida de λ y ϕ_D es un ángulo de fricción dinámico desconocido, que depende de las condiciones de las colisiones. λ es la concentración lineal de partículas definida como:

$$\lambda = \frac{\varphi_s^{1/3}}{\varphi_s^{*1/3} - \varphi_s^{1/3}} \quad (2.8)$$

Donde φ_s^* es la concentración de empaquetamiento de los sólidos y φ_s la concentración volumétrica de los sólidos. El esfuerzo de corte τ_i en este caso está dado por:

$$\tau_{Si} = \sigma_i \tan(\phi_D) \quad (2.9)$$

Generalizando, Straub (2001) postula que el comportamiento de las interacciones entre sólidos debido a las colisiones puede ser descrita en general por:

$$\tau_{si} = \rho_s \cdot (d_s \dot{\gamma}_s)^2 \cdot f(\varphi_s, e) \quad (2.10)$$

Donde f es una función que depende de la concentración de sólidos de la mezcla y el coeficiente de restitución. Además de Bagnold, la misma relación de la ecuación (2.10) fueron encontradas por otros autores (Savage & McKeown, 1983; Savage & Sayed, 1980) que trabajaron en celdas de Couette con y sin fluido intersticial. Sin embargo, estos sistemas tienen superficies rígidas, tanto en el fondo como en la superficie del flujo, lo cual permite que las propiedades del flujo sean casi uniformes exceptuando la velocidad media temporal del flujo. Esto trae como consecuencia que este tipo de relaciones no sean válidas para flujos granulares con superficie libre, ya que en estos sistemas los esfuerzos locales también están fuertemente influenciados por mecanismos conductivos de las colisiones (Campbell, 1990).

Para la cuantificación de las colisiones entre las partículas, se utiliza el concepto de “Temperatura granular”. En analogía con la definición de la temperatura en un gas, la cual denota el grado de agitación de las moléculas que lo componen, la temperatura granular representa la energía cinética de las fluctuaciones de la velocidad de los sólidos que componen el flujo (Straub, 2001). Sin embargo, los sistemas granular y moleculares presentan una gran y esencial diferencia la cual radica en la inelasticidad de los granos, no así las moléculas, haciendo que la temperatura granular sea disipada por las colisiones entre partículas (Iverson, 1997; Takahashi, 2014). La temperatura granular, en un sistema tridimensional, se define como la suma del promedio temporal de las fluctuaciones de velocidades horizontales y verticales del sólido, u_s' , v_s' y w_s' , al cuadrado:

$$T = \langle u_s'^2 \rangle + \langle v_s'^2 \rangle + \langle w_s'^2 \rangle \quad (2.11)$$

De acuerdo a lo postulado por Campbell (1990), la temperatura granular tiene dos orígenes. El primero se relaciona con las colisiones entre partículas que fluyen por capas adyacentes que se mueven a diferentes velocidades. En ese sentido, las fluctuaciones de velocidad generadas por este mecanismo son proporcionales a la velocidad relativa entre ambas capas, y por lo tanto a la tasa de deformación angular de la fase granular. Dado que la temperatura granular tiene unidades de velocidad al cuadrado, ésta es proporcional a la tasa de deformación al cuadrado (Takahashi, 2014). El segundo mecanismo de generación de temperatura granular está relacionado a la auto producción de velocidad aleatorias de las partículas, lo cual se entiende por la migración de una partícula (producto de una colisión) perteneciente a la capa con velocidad u_s a otra con velocidad $u_s + \Delta u_s$, similar a la turbulencia hidrodinámica. De igual forma que en el primer mecanismo mencionado, la temperatura granular generada es proporcional a la tasa de deformación angular al cuadrado.

Ambos mecanismos de la generación de temperatura granular contribuyen de forma correspondiente al esfuerzo dominado por las colisiones entre partículas. El esfuerzo generado por el primer mecanismo mencionado es el “esfuerzo colisional”, τ_c , mientras que el generado por el segundo mecanismo autores lo han denominado como “esfuerzo cinético” o de “transmisión”, τ_k (Campbell, 1990). De este modo, el esfuerzo que se muestra en la ecuación (2.10) se puede dividir de la siguiente forma (Straub, 2001; Takahashi, 2001):

$$\tau_{S_i} = \tau_c + \tau_k \quad (1)$$

En la Figura 2.1 se muestra un esquema de ambos mecanismos que contribuyen a la generación de la temperatura granular. Cabe mencionar que, para altas concentraciones de sólidos, la transferencia de mementum debido a las colisiones dominan debido al poco espacio para que las partículas se muevan luego de una colisión, mientras que el mecanismo de migración entre capas domina cuando la concentración de sólidos es baja (Savage, 1984).

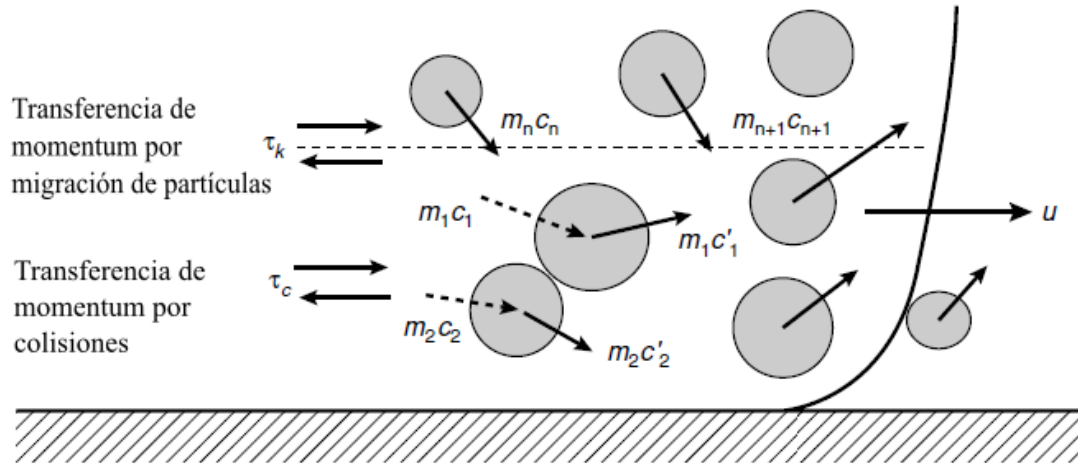


Figura 2.1: Transferencia de momentum en un flujo granular inercial. m_n : la masa de la partícula; c_n y c_n' : la velocidad de las partículas antes y después de la colisión, respectivamente; u : la velocidad promedio de las partículas en la dirección promedio del flujo a una cierta altura (Takahashi, 2001).

2.2.2 Contactos fluido-fluido.

- i. *Contacto fluido-fluido de origen viscoso.*

Las interacciones viscosas del fluido pueden ser representadas por las expresiones para un fluido newtoniano (Iverson, 1997; Takahashi, 2014):

$$\tau_{f_q} = \varphi_f \mu_f \dot{\gamma} \quad (2.12)$$

Donde μ_f y φ_f corresponde a la viscosidad y la concentración volumétrica de la fase fluida respectivamente, mientras que $\dot{\gamma}$ es una tasa de deformación que caracteriza a la mezcla.

- ii. *Contacto fluido-fluido de origen turbulento.*

Los esfuerzos turbulentos en un fluido se pueden expresar como:

$$\tau_{f_i} = \mu_t \dot{\gamma}_f \quad (2.13)$$

Donde μ_t es la viscosidad turbulenta o de remolinos debido a las fluctuaciones de velocidad y $\dot{\gamma}_f$ es la tasa de deformación del fluido. Para el caso de mezclas con altas concentraciones de sólidos, modelar esta viscosidad es más difícil que en el caso de un fluido puro. Lo señalado anteriormente, se debe a que las partículas modifican la estructura e intensidad de la turbulencia del fluido, y así la tasa de momentum transportado (Meruane et al., 2010).

Otra expresión es la que propone Takahashi (2014) :

$$\tau_{f_i} = \rho_f l^2 \dot{\gamma}^2 \quad (2.14)$$

Donde ρ_f es la densidad del fluido, $\dot{\gamma}$ es la tasa de deformación de la mezcla y l es la longitud característica de la turbulencia. Para flujos densos (concentración de sólidos > 0.5), la longitud de mezcla escala con el diámetro de los sólidos d_s (Iverson, 1997). Por otro lado, cuando toda la mezcla se comporta como turbulenta, l escala con el espesor del flujo, $l = \kappa h$ donde κ es la constante de Von Kármán y la densidad ρ_f pasa a ser la densidad equivalente de la mezcla ρ_m (Takahashi & Tsujimoto, 2000).

2.2.3 Contactos sólido-fluido

Cuando las partículas están en presencia de un fluido intersticial, existen interacciones sólido-fluido. Delannay et al. (2017) menciona dos tipos de fuerzas que surgen por este tipo de interacciones.

i. *Fuerza de arrastre.*

El contacto surge a partir del movimiento relativo de la fase sólida y fase fluida (Iverson, 1993). La fuerza de arrastre en un régimen estacionario se puede expresar como (Delannay et al., 2017; Pudasaini & Hutter, 2007):

$$F_d = C (u_f - u_s)^2 \quad (2.15)$$

Donde u_f y u_s son las velocidades del fluido y del sólido respectivamente. C es un factor que depende del número de Reynolds de la partícula Re_p , (definido en la ecuación tanto (2.31)), la concentración volumétrica y otros factores. La fuerza de arrastre es la suma de las fuerzas debido al roce viscoso del fluido y las fuerzas debidas a las diferencias de presión sobre la superficie de la partícula. La predominancia entre ambas componentes depende de Re_p . Cuando el régimen es muy viscoso ($Re_p \ll 1$), la componente viscosa de la fuerza de arrastre predomina, y el coeficiente C es inversamente proporcional a Re_p (ley de Stokes). Cuando el régimen es muy turbulento ($Re_p > 6 \times 10^5$), la aparición de vórtices en la estela de la partícula incrementa las fuerzas debido a las diferencias de presión, las que componen casi todo el arrastre, y el coeficiente C deja de depender del número de Reynolds y adquiere un valor constante (rango de Newton).

Iverson (1993) analiza las expresiones planteadas por Biot (1956), ecuaciones de momentum para movimientos verticales de mezclas sólido-fluido. Dichas ecuaciones presentan dos tipos de interacciones solido-fluido debido al desplazamiento relativo entre las fases del flujo. Una de estas partes corresponde a un arrastre de origen viscoso asumiendo un flujo Darciano ($Re_p < 1 - 10$), mientras que la otra corresponde a una parte inercial relacionada al efecto de la masa agregada. Iverson (1993) adimensionaliza las ecuaciones mencionadas anteriormente y encuentra el parámetro denominado B mostrado en la ecuación (2.16), el cual es la razón entre la parte viscosa e inercial del esfuerzo sólido-fluido.

$$B = \frac{\mu_f d_s \eta^2}{k \rho_a u_s} \quad (2.16)$$

Donde η es la porosidad de la mezcla, k es la permeabilidad hidráulica del medio poroso y ρ_a es la densidad de la masa agregada debido a la parte inercial del movimiento de ambas fases. Sin embargo, datos experimentales obtenidos por Iverson & LaHusen (1989) muestran que en flujos detríticos el parámetro B es mayor que 1, indicando que la parte viscosa correspondiente al arrastre es más importante que la inercial. Para nuestros experimentos se estiman valores de B entre 5 y 10.

De acuerdo a Iverson (1997), cuando se cumple la ley de Darcy (inercia del fluido es despreciable, ley de Stokes), el esfuerzo de arrastre de origen viscoso en un régimen permanente puede ser estimado como:

$$\tau_{s-f} \sim \frac{\dot{\gamma} \mu_f d_s^2}{k} \quad (2.17)$$

Por otro lado, si el régimen fuera impermanente y el volumen de la mezcla cambiara, otras fuerzas solido-fluido de origen viscoso podrían estar actuando, en concierto con la difusión de presión de poros (Iverson, 1997).

ii. *Fuerzas de lubricación.*

Cuando dos partículas se encuentran muy cerca la una de la otra, ellas podrían estar sometidas a fuerzas repulsivas que surgen de la presión hidrodinámica en el fluido intersticial cuando es expulsado entre el espacio de ambas partículas (Delannay et al., 2017). Esta fuerza puede ser expresada como:

$$\tau_{s-f_l} \sim \mu_f \frac{\delta u_s}{h} \quad (2.18)$$

Donde δu_s es la velocidad relativa de aproximación entre ambas partículas y h el espacio entre las partículas. Además, estas fuerzas repulsivas están relacionadas a la reducción de la fricción de larga duración y colisiones entre partículas haciendo posible que avalanchas que presenten este tipo de contacto tengan largos alcances en pendientes bajas (Pudasaini & Hutter, 2007). Dicho efecto puede ser evaluado a través del número de Darcy el cual contrapesa los esfuerzos viscosos del fluido sobre los sólidos con los esfuerzos dispersivos (Iverson, 1997).

2.3 Régimen en los flujos granulares.

Haciendo una gruesa analogía a los estados en los que se puede encontrar el agua, los flujos granulares se pueden encontrar en un estado sólido, líquido y gaseoso (Jop et al., 2006). En el caso de flujos granulares existen tres estados, los cuales están definidos de acuerdo a la concentración volumétrica de sólidos del flujo (Börzsönyi & Ecke, 2006; Delannay et al., 2017). A continuación, se mencionan los tres estados:

1. *Diluido* ($\varphi_s < 0.01$).

Se caracteriza por presentar una concentración volumétrica de sólidos φ_s menores al 1%. En esta situación, las fuerzas de origen sólido-sólido no son importantes debido a la gran distancia que la separa una de otras. En este caso, las fuerzas dominantes en el flujo son las fuerzas de la fase fluida de origen turbulentas y/o viscosas. El movimiento de las partículas es debido a la fuerza de arrastre, gravedad, boyantes e inerciales (Basset y masa agregada). Algunos de estos tipos de flujos a escalas geofísicas son corrientes de turbidez, avalanchas de nieve gaseosas y corrientes piroclásticas diluidas (Burgisser et al., 2005; Pudasaini & Hutter, 2007; Takahashi, 2014).

2. *Poco denso* ($0.1 < \varphi_s < 0.5$).

En este régimen, las partículas se encuentran más cerca que en el régimen anterior, lo suficiente como para que existan contactos sólido-sólido. Los contactos solo se remiten a colisiones, mientras que los contactos de larga duración están ausentes (Takahashi, 2001). En este estado, diferentes aproximaciones relacionadas a la teoría cinética de los gases son usadas para modelar la interacción entre partículas (Pudasaini & Hutter, 2007; Takahashi & Tsujimoto, 2000), en donde los esfuerzos son modelados por medio de la temperatura granular T .

3. *Denso* ($0.5 < \varphi_s$).

La característica más importante de este régimen es la cercanía que existe entre las partículas que conforman la fase sólida. Las colisiones aún existen, sin embargo, éstas pueden involucrar a más de dos partículas, debido a la cercanía entre ellas y llegan a ser lo suficientemente frecuentes como para que ocurra una gran disipación de energía. Además, la cercanía entre partículas hace posible que existan cadenas de fricción relacionadas a los esfuerzos sólido-sólido de larga duración. Para concentraciones menores, estas cadenas desaparecen (Takahashi, 2014), como se menciona en la sección 2.2.1. El comportamiento límite de este régimen es cuando el material granular se comporta como sólido y las deformaciones dentro de él son pequeñas. En ese estado, las fuerzas cuasi-estáticas de Coulomb son las que dominan el movimiento.

En un flujo granular con superficie libre pueden coexistir los tres regímenes descritos. Un ejemplo de flujo a escala geofísica donde dos regímenes coexisten, son los flujos piroclásticos tipo Merapi, denominado así por las observaciones realizadas en erupciones del volcán Merapi

ubicado en Indonesia. Este tipo de flujo está caracterizado por tener un cuerpo principal con alta concentración de sólidos, encima otra capa más diluida de cenizas y una pluma que se asemeja a una nube cumulonimbus (Dufek, 2016). El cuerpo principal se puede dividir en dos subcapas, una de fondo parcialmente fluidizado y otra superior completamente fluidizada. Ambas capas se modelan de distinta forma debido a la diferencia en la concentración de sólidos que poseen. En la pluma dominan la fuerza de arrastre del fluido. En la capa superior del cuerpo principal dominan las colisiones y en la capa basal dominan los esfuerzos friccionales.

2.4 Propiedades de interés en flujos y mezclas granulares.

2.4.1 Fluidización por gas.

La fluidización por gas (o líquido) se produce cuando existe un movimiento diferencial entre la fase fluida y la fase sólida. Generalmente, la fase fluida tiene un movimiento ascendente mientras que la fase sólida uno descendente. Producto de este movimiento relativo, surgen fuerzas de arrastre que contrarresta el peso de las partículas, aumentando la presión de poros y reduciendo los esfuerzos friccionales entre éstas (Iverson, 1997;. Iverson & Denlinger, 2001).

Cuando un lecho se fluidiza, el esfuerzo de arrastre generado (contacto fluido-sólido) son transmitidos a la fase fluida dando origen a una presión de poros dinámica (Roche, 2012; Roche et al., 2010). Considerando un lecho de material granular seco de altura h al cual se le inyecta aire con un caudal Q_g por su base, como se muestra en la Figura 2.2, la variación de la presión de poros entre la superficie y el fondo de la pila ΔP depende de la velocidad superficial de fluidización U_0 definida como $\varphi_g(u_g - u_s)$, donde φ_g es la fracción volumétrica del gas (porosidad del lecho), u_g es la velocidad de la fase gaseosa (definida como el caudal de aire suministrado Q_g dividido por la sección transversal efectiva de poros de la pila $\varphi_g A$) y u_s es la velocidad de los sólidos. Dicha relación entre ΔP y U_0 queda bien representada por la ecuación de Ergun (Gidaspow, 1994):

$$\frac{\Delta P}{h} = 150 \cdot \frac{\varphi_s^2 \mu_g U_0}{\varphi_g^3 (\Phi_s d_s)^2} + 1.75 \cdot \frac{\varphi_s \rho_g U_0 |U_0|}{\varphi_g^3 \Phi_s d_s} \quad (2.19)$$

Donde φ_s y φ_g son la fracción volumétrica de los sólidos y el gas respectivamente, μ_g es la viscosidad dinámica del gas, Φ_s y d_s son la esfericidad y el diámetro de las partículas que componen la fase. En el caso de la fluidización de un lecho estático se tiene que u_s es cero, por lo tanto U_0 se reduce a Q_g/A donde A es la sección transversal de la pila fluidizada. El primer y segundo término del lado derecho de la ecuación (2.19) corresponden a la contribución viscosa y turbulenta de la fuerza de arrastre (Bird et al., 1992). La ecuación de Ergun ha sido comprobada empíricamente en la fluidización de pilas estáticas.

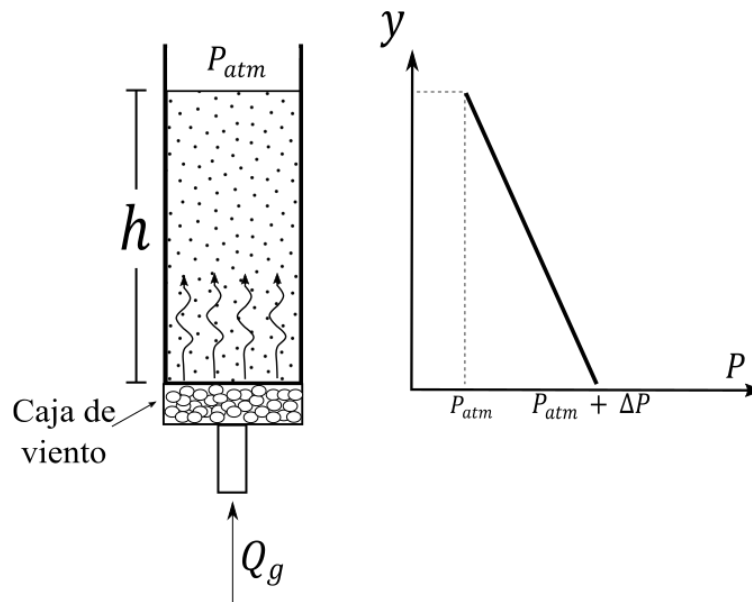


Figura 2.2: Esquema fluidización de un lecho granular de altura h con un caudal de aire constante Q_g . El grafico de la derecha muestra la variación teórica de la presión de poros con la profundidad del lecho en donde se aprecia que la caída de presión varía linealmente con la profundidad.

La ecuación de Ergun es válida únicamente cuando $U_g \in [0, U_{mf}]$, siendo ésta última la velocidad mínima de fluidización, en la cual la variación de la presión de poros soporta todo el peso del lecho. De este modo, no es posible obtener variaciones de la presión por sobre la presión litostática del lecho. Siguiendo a Breard et al. (2019a), para obtener la velocidad mínima de fluidización teórica, basta reemplazar ΔP por el peso boyante del lecho $(1 - \phi_g)(\rho_s - \rho_g)gh$ y resolver la ecuación (2.19) para U_0 .

Si el lecho se fluidiza a una velocidad mayor que U_{mf} , la variación en la presión de poros se mantendrá constante e igual a $\rho_m gh$. Sin embargo, en algunos lechos, al sobrepasar la velocidad de fluidización U_{mf} , el volumen de vacío aumenta y por lo tanto la densidad del lecho ρ_m disminuye, lo cual se denomina fase de expansión densa. A medida que aumenta la velocidad de fluidización, el lecho se sigue expandiendo homogéneamente disminuyendo su densidad hasta que la velocidad alcanza la velocidad burbujeante mínima U_{mb} . Sobre esta velocidad, el lecho se sigue expandiendo heterogéneamente por causa de la aparición de burbujas de aire (o de fluido) dentro del lecho.

Geldart (1973), clasificó el comportamiento de lechos fluidizados por gases en 4 categorías. Dicha clasificación depende de la diferencia de densidad entre la fase sólida y gaseosa $(\rho_s - \rho_g)$ y el tamaño característico de los granos que componen la fase sólida d_s . Geldart denominó a los grupos de partículas grupo A, B, C y D.

- Grupo A: La fase sólida está compuesta por granos finos y/o una baja diferencia de densidad con el gas. Estos lechos contienen una fase de expansión densa notoria cuando la velocidad de fluidización sobrepasa la velocidad mínima de fluidización U_{mf} . Si se sigue aumentando la velocidad de fluidización, pequeñas burbujas comienzan a aparecer y el lecho comienza a mezclarse rápidamente con corrientes de convección que se forman debido al movimiento ascendente de las burbujas (ver Figura 2.4). La velocidad con la que ascienden las burbujas es mayor que la velocidad intersticial del gas.

- Grupo B: El lecho está constituido por material con tamaño mayor que el grupo A y/o con diferencias de densidades mayores entre la fase sólida y fase fluida. Este tipo de lecho puede o no presentar fase de expansión, pero en un rango muy pequeño comparado con los lechos del grupo A. Es decir, la aparición de burbujas en el lecho comienza rápidamente luego de alcanzar la velocidad mínima de fluidización, por lo cual, la diferencia entre la velocidad mínima de fluidización U_{mf} y la velocidad mínima burbujeante U_{mb} es pequeña para este tipo de lechos. Al igual que en el grupo A, la velocidad con la que ascienden las burbujas es mayor que la velocidad intersticial del gas inyectado.
- Grupo C: Este tipo de lechos se caracteriza por estar compuesto por material sólido con una gran fuerza de cohesión. En este caso la fluidización homogénea del lecho es difícil de obtener; pequeños canales tubulares se forman entre la base por donde se inyecta el aire y la superficie libre del lecho dando un libre paso al aire inyectado. Esto se debe a que la fuerza que ejerce el fluido sobre las partículas es incapaz de vencer la cohesión entre ellas. Dicha cohesión puede surgir por el tamaño pequeño de los sólidos (arcillas), por fuerzas electrostáticas o bien por la presencia de humedad en el lecho.
- Grupo D: Este tipo de lecho está compuesto por sólidos de gran tamaño y/o una diferencia considerable entre las densidades de las fases. Necesitan una mayor velocidad de fluidización y la mezcla del lecho es pobre. Son lechos de gran permeabilidad y conductividad hidráulica por lo que les cuesta retener el aire inyectado. Una característica importante para diferenciar este tipo de lecho del grupo B es que las burbujas se mueven con una velocidad ascendente menor que la velocidad de fluidización, originando que, en las burbujas de aire existe un intercambio de gas producto del paso y salida del aire inyectado a través de ellas.

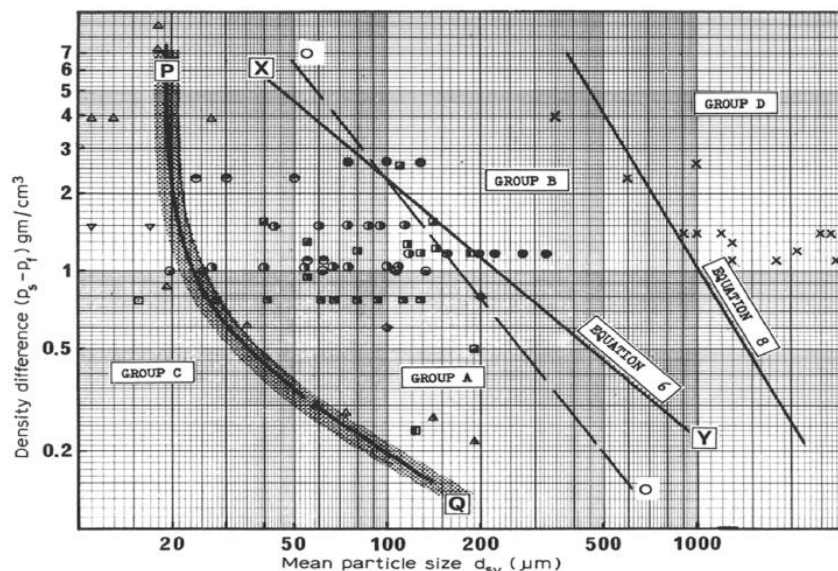


Figura 2.3: Caracterización del comportamiento de lechos sometidos a fluidización por gas (Geldart, 1973). En el eje y se encuentra la diferencia de densidad entre la fase sólida y el gas, en el eje x se encuentra el diámetro medio de los sólidos que componen el lecho.

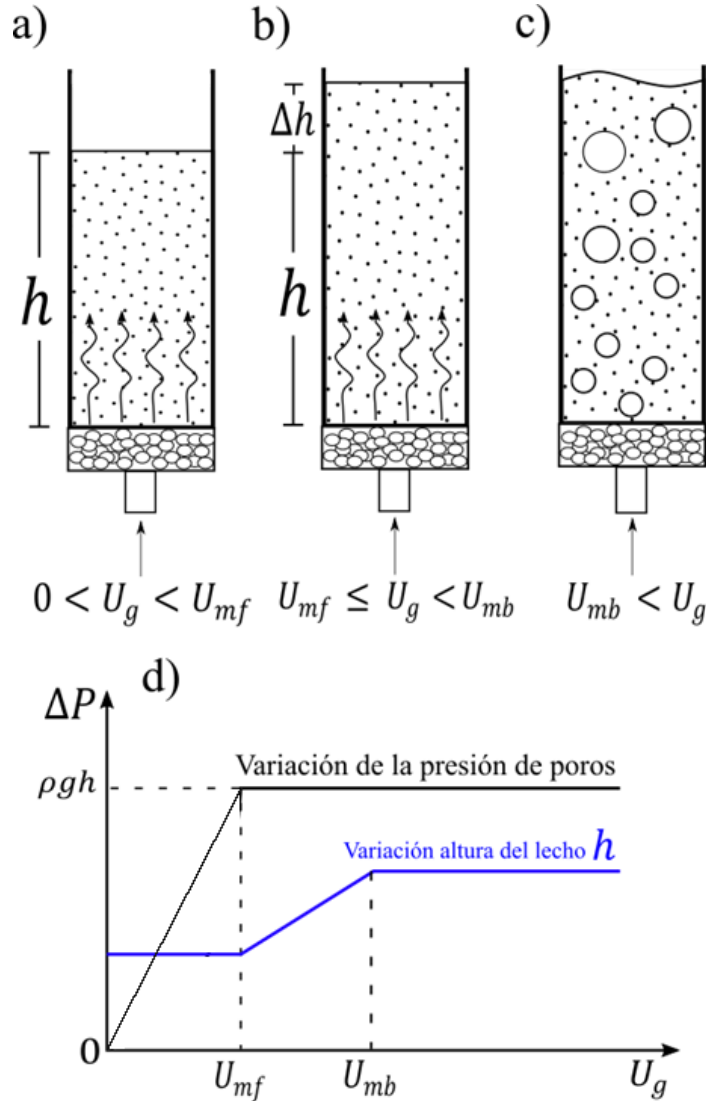


Figura 2.4: Esquema de fluidización lechos tipo A según la clasificación de Geldart (1973). a) La velocidad del gas es menor que la mínima de fluidización, no hay expansión del lecho. b) La velocidad del gas es mayor que la mínima de fluidización y menos la velocidad mínima burbujeante, y hay una expansión del lecho homogénea sin presencia de burbujas de aire. c) La velocidad del gas es mayor que la burbujeante, el lecho no se sigue expandiendo y aparecen burbujas dentro de éste que forman inestabilidades en la parte superficial. d) Gráfico que muestra la variación en la presión de poros y altura del lecho en función de la velocidad del gas inyectado.

Para diferenciar los tipos de lechos A y B, Geldart definió que en lechos tipo A la velocidad U_{mf} es menor que la velocidad U_{mb} , no así en los lechos tipo B donde el límite burbujeante se alcanza antes de la mínima fluidización. Esto tiene como consecuencia que en los lechos tipo B no se observa una clara fase de expansión homogénea. Dicha caracterización está representada en la curva con la etiqueta de “equation 6” en la Figura 2.3. Para diferenciar los lechos tipo B y D, Geldart se basa en la velocidad ascendente de las burbujas que se forman dentro del lecho una vez que la velocidad del gas ha sobrepasado la velocidad mínima de fluidización. Si la velocidad de la burbuja es más rápida que la velocidad de fluidización, entonces el lecho pertenece al tipo B, en cambio si la burbuja viaja con mayor lentitud que el gas entre medio de los poros, entonces el

lecho pertenece al tipo D. Esta condición está representada por la curva con la etiqueta “equation 8” en el gráfico de la Figura 2.3. La diferenciación en el comportamiento de lechos tipo A y C es netamente empírica y no hay un criterio objetivo como en las diferenciaciones mencionadas anteriormente. La curva que separa los lechos tipo A y C está demarcada con sombra en el gráfico y con las letras P-Q en el gráfico de la Figura 2.3.

Montserrat et al. (2012) estudió la variación de un lecho tipo A según la clasificación de Geldart (1972) y evidenció que la fase de expansión del lecho comienza antes de que la presión basal sea igual a al peso de la columna. La expansión comienza un poco antes, aproximadamente cuando la presión de poros basal es un 90% del peso del lecho. Esta discrepancia con la teoría, se fundamenta en que pueden existir pequeños canales por los cuales el aire escapa con mayor libertad (Bird et al., 1992). Por otro lado, Breard et al. (2019a) ensayaron 5 diferentes pilas fluidizadas compuestas mezclas de cenizas volcánicas y una con microesferas de vidrio (las cuales presentan una fase de expansión homogénea) y dan cuenta de que la presión de poros es menor que la litostática cuando la velocidad del gas U_g es mayor que la mínima burbujeante U_{mb} (ver Figura 2.5).

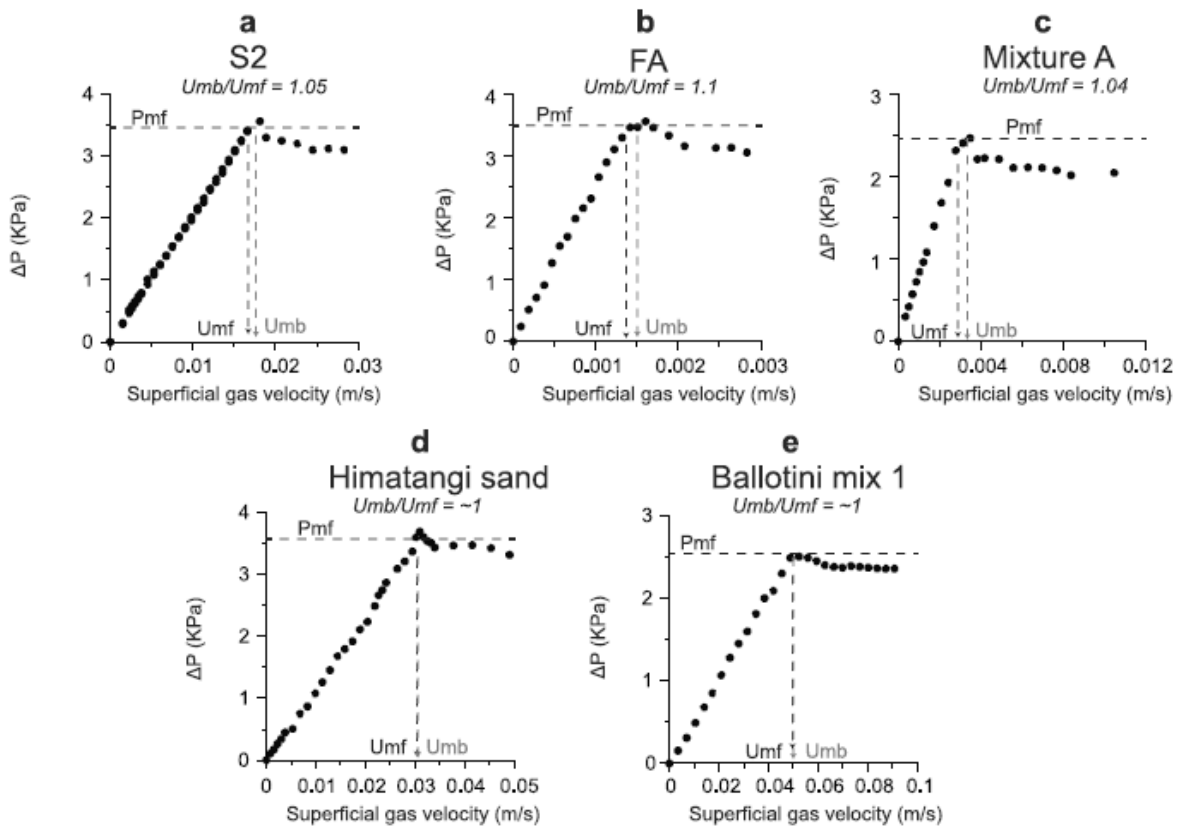


Figura 2.5: Presión de poros en la base de 5 tipos de pilas fluidizadas en función de la velocidad de inyección del gas. La línea punteada corresponde a la presión mínima de fluidización que es igual a la presión litostática de la pila ($\beta_0 = 100\%$). Las mezclas S2, FA Mixture A, Himatangi sand y ballotini mix 1 tienen un diámetro medio de 311, 92, 286, 219 y 352 μ_m respectivamente. (Breard et al., 2019a).

Se ha evidenciado que la fluidización de un lecho disminuye los contactos sólido-sólido de larga duración. La presión de poros modula el esfuerzo normal efectivo, el cual afecta directamente a la fricción Culombica (Iverson, 1997), como lo muestra la ecuación (2.4). En este caso, define un coeficiente de fricción efectivo μ_{eff} dado por (Breard et al., 2019a; Gueugneau et al., 2017; Mc Ardell et al., 2007):

$$\mu_{eff} = \tan(\phi_{eff}) = \tan(\phi) (1 - N) \quad (2.20)$$

Donde N denota el grado de fluidización $\Delta P/\rho gh$. Cuando $N = 1$ el lecho está completamente fluidizado. Esta característica es de especial interés en flujos que pueden retener la presión de poros por largo tiempo, con baja permeabilidad.

2.4.2 Deformaciones en la matriz de grano-fluido.

El sistema de granos-fluido tiene la capacidad de deformarse, y con esto cambiar el volumen de los poros en los cuales se encuentra el fluido. Dichas deformaciones pueden ocurrir naturalmente en diversas escalas de tiempo: desde una lenta compactación producto de la gravedad actuando sobre el suelo, hasta una rápida falla con la cual se inicia un aluvión. Existe evidencia que hay una relación entre el esfuerzo aplicado a una matriz granular y la variación de su volumen de poros. Dicho fenómeno se denomina dilatancia (Reynolds, 1885).

Cuando un suelo estático se somete a una deformación con una fracción volumétrica de sólidos cercana a la de empaquetamiento, los granos comienzan a montarse unos arriba de otros dejando mayores espacios de poros entre ellos y, por lo tanto, disminuyendo la concentración de sólidos como se muestra en la Figura 2.6. Dicho principio de dilatancia dependerá de cómo estén ordenadas las partículas inicialmente. Si las partículas están bien ordenadas (como se muestra en la imagen izquierda de la Figura 2.6) el poro tenderá a dilatarse, mientras que cuando el flujo esta inicialmente desordenado (una partícula sobre la otra), el poro se contraerá (Duran, 2012).

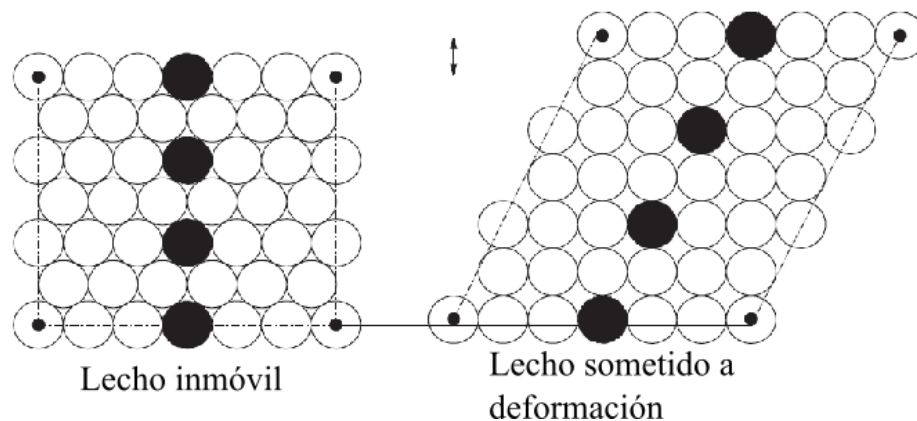


Figura 2.6: Deformación de la matriz granular compuesta de partículas esféricas que experimenta una expansión volumétrica (extraído de Pudasaini & Hutter, (2007)).

De acuerdo con lo planteado, se puede decir que el movimiento relativo entre los granos ($\nabla \cdot v_s$) es responsable de los cambios que puede sufrir el volumen de los poros. Cuando $\nabla \cdot v_s > 0$ se habla de dilatación de los poros, mientras que cuando $\nabla \cdot v_s < 0$ el poro se contrae (Breard et al. 2019b; Goren et al. 2010).

La matriz de granos puede deformarse elásticamente en pequeñas cantidades de tal forma que el poro y el ordenamiento de los granos pueda retornan a su estado inicial. Por otro lado, cuando la matriz es sometida a grandes esfuerzos, ésta se deforma plásticamente, es decir, con una configuración grano-poro irreversible. El término poroelasticidad está referido al primer tipo de deformación y su teoría asume una deformación infinitesimal. Por otro lado, el término propoelasticidad es usado para describir el segundo tipo de deformaciones mencionado. En el estudio de los flujos granulares, el término propoelasticidad toma mayor relevancia.

Poroplasticamente hablando, si suponemos la situación de la Figura 2.6, el tiempo característico, t_0 , en ocurrir la deformación del poro producto del reordenamiento de los granos escala con d_s/u_0 :

$$t_0 \sim d_s/u_0 \quad (2.21)$$

Donde d_s es el diámetro de los sólidos y u_0 es la escala de velocidad a la cual se deslizan los granos unos sobre otros (Goren et al., 2010; Iverson & LaHusen, 1989).

El concepto de la porosidad crítica de los flujos, idea introducida por Casagrande (1936), describe como la porosidad de un material granular se aproxima a un estado de porosidad estable cuando éste es deformado constantemente. Suelos inicialmente compactados, tenderán a dilatarse al momento de deformarse, mientras que suelos inicialmente sueltos tenderán a compactarse y hacer colapsar el poro (Pailha & Pouliquen, 2009) (ver Figura 2.7). Posteriormente, la porosidad de la matriz fluctuará en torno a su valor crítico. Gabet & Mudd (2006), mediante simulaciones numéricas, encontraron que el tiempo en el cual un flujo alcanza el estado crítico de la porosidad está dominado por el tamaño del grano. Granos relativamente grandes (arenas) alcanzan con mayor rapidez esta condición, mientras que los flujos de granos finos (arcillas) demoran más.

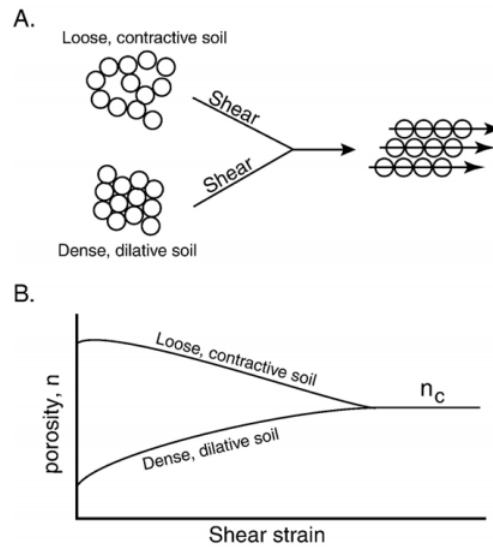


Figura 2.7: Comportamiento de suelos inicialmente compactados y sueltos. A. El suelo inicialmente suelto colapsa durante la deformación, mientras que el suelo inicialmente denso se debe dilatar para vencer la resistencia de la trabazón entre los granos. B. Durante la deformación, ambos tipos de suelos (suelos y densos) intentan alcanzar la condición crítica de porosidad (Gabet & Mudd, 2006).

La teoría del estado crítico de concentración volumétrica de sólidos ha sido utilizada para modelar los esfuerzos asociados a la dilatación, durante la deformación plástica de la matriz granular (Roux & Radjai, 1998). Los esfuerzos de dilatación son esfuerzos de contacto sólido-sólido y son modelados como un aumento en el ángulo de fricción interna del material, ϕ . Este incremento o disminución se denomina ángulo de dilatación, ψ . Dicho esto, el esfuerzo friccional de Coulomb, τ_{sq} , queda descrito por (Wang et al., 2017):

$$\tau_{sq} = \sigma' \tan(\phi + \psi) + c \quad (2.22)$$

Donde σ' es la presión normal efectiva de los sólidos y c la cohesión. El ángulo de dilatancia depende de la diferencia entre la concentración volumétrica de sólidos del flujo, φ_s , y la concentración crítica, φ_s^c (Wang et al., 2017):

$$\tan(\psi) = C_1 (\varphi_s - \varphi_s^c) \quad (2.23)$$

Donde C_1 es una constante. Notar que cuando $\varphi_s > \varphi_s^c$ se espera que la matriz tienda a dilatarse y la fricción aparente aumentará ($\psi > 0$). Por otro lado, cuando $\varphi_s < \varphi_s^c$ la matriz tenderá a contraerse y la fricción aparente disminuirá ($\psi < 0$). La estimación de la concentración volumétrica crítica de sólidos, φ_s^c , es difícil de obtener y requiere de observación experimental previa (Pailha & Pouliquen, 2009).

2.4.3 Comportamiento de la Presión de Poros.

Si el material granular que fluye tiene una baja permeabilidad, el movimiento diferencial entre los granos y el fluido puede generar fluctuaciones en la presión de poros respecto de la hidrostática (Iverson & LaHusen, 1989; Montserrat et al., 2012). La generación de presión de poros puede ser debido a la dilatación y contracción de los poros (Goren et al., 2010) y las diferencias de velocidades entre la fase sólida y fluida (McElwaine & Nishimura, 2001; Roche, 2012). La importancia de la presión de poros radica en la interacción que tiene con la matriz de granos, variando los esfuerzos de fricción de la fase sólida (Iverson, 1997; Montserrat et al., 2016), como también incorporando material suelto del fondo al flujo (Louge et al., 2011; Roche et al., 2013).

La generación de presión de poros depende de la permeabilidad de la matriz de granos, de la viscosidad del fluido y de que tan rápido se deforma la matriz (Goren et al., 2010; Iverson et al., 1997). Cuando la matriz de granos es muy permeable, se espera que el fluido escape rápidamente entre los granos, haciendo que el tiempo difusivo sea lo suficientemente corto como para no generar presiones poros. En este caso, la presión de poros no juega un rol importante en la mecánica del flujo. Este tipo de flujos fue estudiado por Savage (1984) a los que denominó como “avalanchas ideales”. En el otro extremo se encuentran las matrices de granos que tienen baja permeabilidad (material fino) y/o el fluido intersticial tiene alta viscosidad. En este caso, la escala de tiempo difusivo es mayor que el tiempo de deformación del poro, generando presión de poros. Cabe mencionar que la presión de poros generada en ningún caso puede exceder la presión litostática ($P \leq \rho_m g h$) (Gidaspow, 1994). Este límite superior surge como una escala natural para la presión de poros cuando tiene valores sobre los hidrostáticos (Iverson & Denlinger, 2001).

Iverson & LaHusen (1989) estudiaron el efecto del continuo reordenamiento de las partículas sobre la generación de presión de poros. Proponen el número adimensional R el cual se define como la escala de tiempo que le toma a la presión de poros difundir en una longitud de un diámetro de partícula, t_{diff} , versus la escala de tiempo de deformación del poro, t_0 .

$$R = \frac{t_0}{t_{diff}} = \frac{kE}{u_0 \mu d_s} = \frac{D}{u_0 d_s} \quad (2.24)$$

Donde k es la permeabilidad hidráulica, E es el módulo de Young del medio granular, u_0 es la escala de velocidad de deslizamiento entre los granos y d_s es el diámetro de los granos. D es el coeficiente de difusión de la presión de poros que es igual a kE/μ . Iverson & LaHusen (1989) realizaron experimentos variando el parámetro R entre valores de 10 a 50, para concluir que las

variaciones en la presión de poros dependen directamente de la dilatación y contracción del poro y que mientras menor sea el parámetro R , el flujo tenderá a generar una mayor variación de presión de poros.

Iverson & Denlinger (2001) postulan un modelo para flujo uniforme en que la presión de poros puede ser advectada por los sólidos en la dirección longitudinal al flujo, mientras que un proceso de difusión lineal de la presión de poros ocurre en la dirección vertical. Mediante un escalamiento de las ecuaciones para la presión de poros, postulan el número adimensional N_p :

$$N_p = \frac{\sqrt{L/g}}{H^2/D} \quad (2.25)$$

Donde L y H es el largo y espesor de la avalancha y D es el coeficiente de la presión de poros. N_p corresponde a la escala de tiempo del movimiento de la avalancha dividida por la escala de tiempo de la difusión de presión de poros. Cuando $N_p \ll 1$ se espera que la presión de poros afecte el movimiento de la avalancha. Por el contrario, cuando N_p es muy grande, la presión de poros difunde muy rápidamente y es probable que ésta no tenga incidencia en el desarrollo de la avalancha. Notar que el parámetro N_p tiene el mismo espíritu que el parámetro R mencionado anteriormente, sin embargo, N_p contrapesa tiempos a la escala de la avalancha y R a la escala de la partícula.

Los parámetros k y E varían durante el desarrollo del flujo y dependen de la porosidad del material, de la distribución de las partículas y el grado de agitación de la mezcla. Por esto, es esperable que el coeficiente de difusión D , definido a partir de éstos parámetros, no sea constante y por lo tanto la hipótesis de un proceso de difusión lineal no es correcto (Iverson & Denlinger, 2001). Montserrat et al. (2012) utilizando un lecho estático de partículas tipo A según la clasificación de Geldart (1973), evidenciaron que el modelo lineal de difusión de poros se ajusta de buena manera cuando el grado de fluidización es menor al cual comienza la expansión del lecho. Sin embargo, cuando el lecho se expande el modelo lineal no es capaz de reproducir el decaimiento de la presión de poros, debido a la compresibilidad no despreciable de los poros al momento de consolidarse la columna. Para la fase de no expansión, el coeficiente de difusión de presión de poros disminuye a medida que aumenta el grado de fluidización. Por otro lado, el coeficiente de difusión aumenta linealmente con la altura del lecho. Montserrat et al. (2012) lograron predecir el decaimiento de la presión de poros en lechos expandidos asumiendo que la compresibilidad de los poros depende linealmente de la presión de poros.

Goren et al. (2010), mediante las ecuaciones de balance de masa para los sólidos y el fluido y una ecuación de momentum para la fase fluida dada por la ley de Darcy, obtiene un modelo para la presión de poros asumiendo como conocido el desplazamiento de la fase sólida (aproximación de rigidez infinita). Después de un análisis dimensional y algunas suposiciones, obtienen la ecuación para la presión de poros en el medio granular:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{1}{\beta \varphi_f \mu} \nabla \cdot [k \nabla P] - \frac{1}{\beta \varphi_f} \nabla \cdot u_s \quad (2.26)$$

Donde β y μ son la compresibilidad adiabática y viscosidad del fluido y k y φ_f es la permeabilidad y porosidad del medio (concentración volumétrica de la fase fluida). u_s es la velocidad de los sólidos. El primer término a la izquierda corresponde a la derivada total de la presión de poros en el tiempo (el término advectivo fue despreciado). Del lado derecho de la ecuación, el primer término representa un proceso de difusión lineal que surge a partir de la hipótesis que el flujo es

Darciano y el segundo término es un término fuente (o sumidero) de presión de poros producto la compresión (fuente) y dilatación (sumidero) del espacio del poro.

Goren et al. (2010) introducen el número de Débora del sistema, De_l , el cual se define como t_l/t_0 , donde t_l es la escala de tiempo de difusión a través de la longitud l , igual al espesor del flujo H . t_0 es la escala de tiempo de deformación de los poros, igual a d_s/u_0 , siendo u_0 la escala de velocidad del flujo.

Goren et al. (2010) encontraron que cuando el número $De_l \ll 1$, el comportamiento de la presión de poros dependerá de las condiciones de borde. Si son drenadas (existe intercambio de fluido con el ambiente), el término de la derivada temporal de la ecuación (2.26) puede ser despreciado. En tal caso, la presión de poros es controlada por el equilibrio entre la difusión de presión y la generación producto de contracciones y/o dilataciones del poro (ver Figura 2.8). Además, el gradiente de presión en la dirección vertical podría ser estimado como $\partial P/\partial h = -P_{bed}/H$, donde P_{bed} es la presión de poros en el fondo (impermeable) y H el espesor de la matriz granular. Cuando las condiciones no son drenadas, el fluido no puede entrar o salir de la matriz granular, conservando la masa del fluido. Los cambios de presión son únicamente controlados por las contracciones y dilataciones de los poros y la compresibilidad del fluido.

Por otro lado, cuando $De_l \gg 1$, la difusión de la presión de poros es más lenta que la generación debido a la deformación del poro. En este caso, el comportamiento de la presión se vuelve independiente de las condiciones de borde y es una mezcla de los mecanismos drenado y no drenado cuando $De_l \ll 1$.

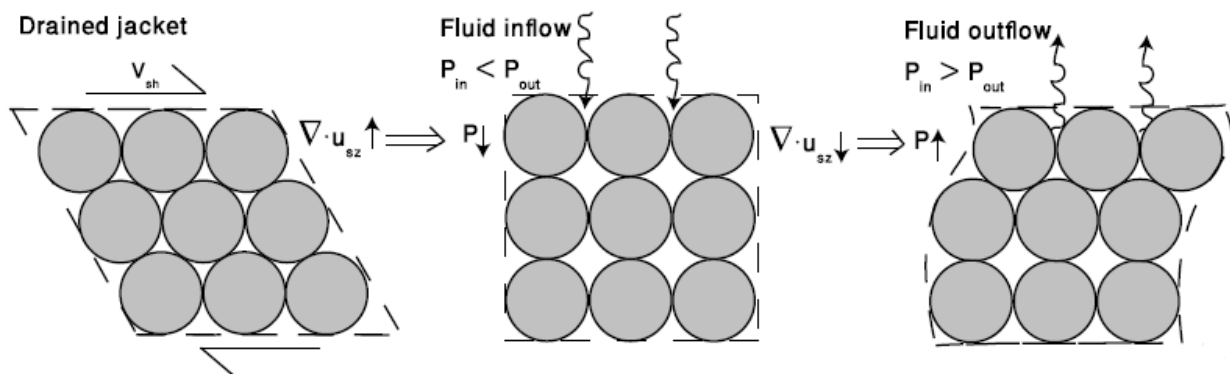


Figura 2.8: Comportamiento de la presión de poros cuando el número de Débora del sistema es mucho menor que 1 (Goren et al., 2010)

El comportamiento de la presión de poros y su acoplamiento con el movimiento de las partículas es de gran importancia para la predicción del movimiento de un flujo (Gabet & Mudd, 2006; Goren et al., 2010; Henderson, 2016; Iverson et al., 2000, Rondon et al. 2011). Se ha evidenciado que la configuración inicial de los granos y porosidad inicial del lecho es un factor preponderante en el movimiento de éste. Cuando un suelo inicialmente suelto colapsa, los poros de éste se contraen ($\nabla \cdot u_s < 0$) y tienden a generar elevadas presiones de poros las cuales reducen los esfuerzos de Coulomb. Cuando la presión de poros se acerca a la presión de confinamiento en la falla, el esfuerzo de corte desaparece y ocurre la licuifacción del suelo haciendo que la avalancha generada pueda acelerar de forma catastrófica (Goren et al., 2010; Iverson & LaHusen, 1989; Iverson et al., 1997). En el caso contrario, cuando la matriz de suelo se encuentra inicialmente compactada, la falla de éste generará dilatación en los poros ($\nabla u_s > 0$) acompañada de presiones de poros bajo la hidrostática (succión) generando un gradiente de presiones que puede ayudar a contener el colapso de los granos de la matriz, junto con el aumento de la fricción Columbica, restándole movilidad a

la avalancha (Pailha & Pouliquen, 2009). Ambos comportamientos fueron observados en mediciones de campo (Gabet & Mudd, 2006; Henderson, 2016).

El acoplamiento entre la presión de poros y la dilatación de la matriz granular fue denominado como “mecanismo de retroalimentación de la presión de poros” (Iverson et al., 2000). Las diferencias en la movilidad de los flujos granulares con diferentes porosidades iniciales (lechos sueltos y compactados) se atribuyen a este mecanismo. Cuando un flujo se dilata, la succión generada promueve un gradiente de presión entre el ambiente y la matriz, el cual sostiene la columna. Además, la succión aumenta la presión normal entre los granos y, por ende, los esfuerzos friccionales (de larga duración). Estos dos procesos asociados a la presión de poros restan movilidad al lecho. Por otro lado, cuando el lecho se contrae, las presiones de poros generadas por sobre la hidrostática fluidizan el lecho disminuyendo el coeficiente de roce efectivo entre los granos como lo muestra la ecuación (2.20), lo cual aumenta la movilidad del flujo.

Mediciones de la presión de poros en el fondo realizadas en avalanchas de nieve en terreno (McElwaine & Turnbull, 2005), en flujos experimentales de mezclas de nieve y aire (Turnbull & McElwaine, 2008) y de pelotas de ping-pong y aire (McElwaine & Nishimura, 2001), muestran que la presión de poros no es hidrostática. La presión alcanza un peak justo en frente de la cabeza del flujo (ver Figura 2.9 a,b y d), que surge a partir de la compresión que ejerce la cabeza del flujo sobre el aire en reposo (Turnbull & McElwaine, 2010). Esta sobrepresión es denominada presión de estancamiento P_0 y es igual a:

$$P_0 = \frac{1}{2} \rho_a u^2 \quad (2.27)$$

Donde ρ_a es la densidad del aire y u es la velocidad del frente. Posteriormente, cuando el flujo alcanza el sensor de presión, la presión de poros registra una drástica caída, incluso bajo la presión atmosférica (subpresión). Dicha subpresión en ocasiones puede tener una magnitud mucho mayor que la presión de estancamiento y sugiere la presencia de grandes velocidades internas del fluido (McElwaine, 2005) las cuales son, al parecer, de la misma magnitud que la velocidad del frente de la avalancha (Turnbull & McElwaine, 2010).

Varios modelos se han aplicado a resultados de mediciones de la presión de poros en el frente para analizar las velocidades de la fase fluida y la forma del flujo. Algunos de los modelos intentan asociar la sobrepresión de estancamiento observada delante de la cabeza del flujo (presión externa al flujo) con el campo de presiones de un flujo potencial alrededor de la mitad de un cuerpo inmóvil. Diferentes formas para este cuerpo se han propuesto, como, la mitad de un disco (McElwaine & Nishimura, 2001; McElwaine & Turnbull, 2005), la mitad de una elipse y un domo con ángulo frontal de 60° (Turnbull & McElwaine, 2010). Por otro lado, hay modelos que intentan simular la región externa (donde se produce la sobrepresión) incluyendo la región interna de la cabeza del flujo en donde se produce la subpresión. Entre éstos modelos se pueden encontrar el modelo de McElwaine (2005) basado en el teorema de Bernoulli aplicado a una corriente inviscida que trata al flujo como una fase. Por otro lado, McElwaine & Nishimura (2001), en sus flujos de pelotas de ping-pong, proponen un modelo simplificado en base a ecuaciones de continuidad y momentum para la fase fluida que predice la caída de presión, asumiendo que la subpresión se debe al paso del aire a través del frente, como lo muestra el esquema de la Figura 2.10. Kumar et al. (2017) en sus experimentos numéricos del colapso tipo dam-break de una columna inmersa en agua evidenciaron que la incorporación de fluido a través del frente de la avalancha depende del ángulo de ataque de ésta (ángulo del frente) y del número de Froude densimétrico evaluado en el frente de la avalancha.

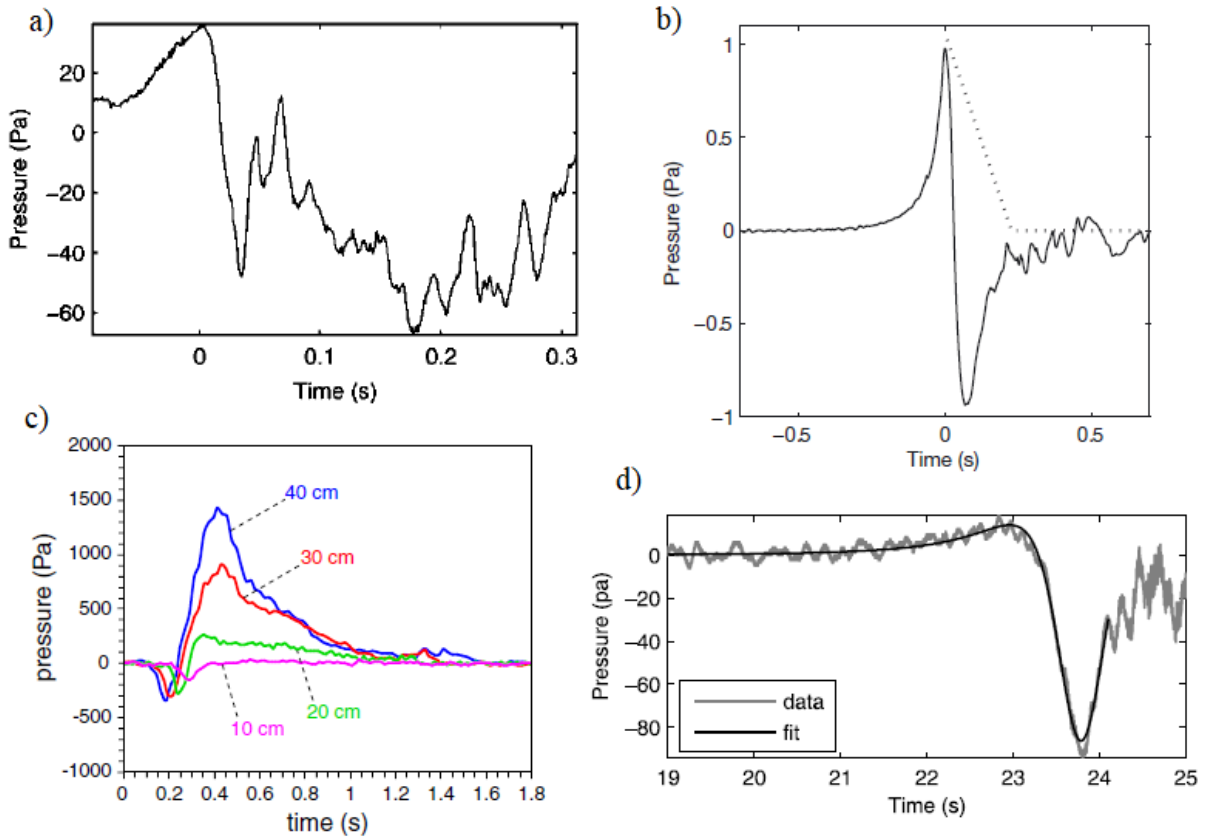


Figura 2.9: Mediciones de la presión de poros en el fondo en. a) avalancha de pelotas de ping-pong en pendiente de 30° (McElwaine & Nishimura, 2001). b) experimentos con nieve en pendiente de 71° (Turnbull & McElwaine, 2010). c) experimentos con partículas finas de vidrio en fondo horizontal con mediciones de presión de poros a diferentes distancias del colapso (Roche, 2012). d) avalanchas de nieve inducidas, en gris los datos y negro el ajuste realizado (McElwaine & Turnbull, 2005).

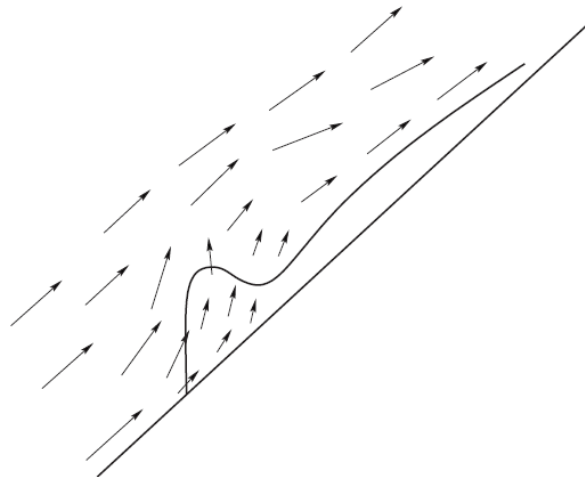


Figura 2.10: Esquema del paso del aire a través de la avalancha de pelotas de ping-pong. Las flechas indican la dirección del aire, mientras que la línea continua el perfil de la avalancha.

Adicionalmente, la subpresión dentro de la cabeza del flujo ha sido evidenciada en flujos experimentales de gran escala compuestos por una mezcla de detritos y agua (Major & Iverson, 1999) y otros de menor escala compuestos por una mezcla de partículas de vidrio y aire (Chedeville & Roche, 2014, 2015; Roche, 2012; Roche et al., 2010, 2013). Sin embargo, en estos experimentos la sobrepresión delante del frente no fue evidenciada (ver Figura 2.9, c)). Basándose en el modelo de McElwaine (2005), Roche et al. (2010) argumentan que esta característica no se logra apreciar debido a la baja densidad del aire y velocidad del flujo, haciendo que el peak de presión sea del orden del error de los sensores de presión utilizados (~ 1 Pa).

2.4.4 Interacciones del flujo con el fondo.

La rugosidad del fondo puede influir de gran forma en el desarrollo de una avalancha. En flujos secos y con partículas relativamente gruesas con respecto al espesor del flujo, se ha evidenciado que el movimiento del flujo depende en gran medida de la razón d^* entre el diámetro del sedimento que fluye con el tamaño de la rugosidad del fondo (Goujon et al., 2003).

$$d^* = \frac{d}{d_0} \quad (2.28)$$

Goujon et al. (2003) realizó experimentos en un plano con pendientes entre 18° y 28° con tres configuraciones experimentales. Una de las configuraciones fue el volcamiento súbito de una copa rellena con partículas en el plano inclinado en donde no existe confinamiento por paredes laterales. Realizaron experimentos con diferentes d^* con valores entre 0.1 y 10 y midieron la longitud del depósito L , la cual representa el alcance del flujo. Ellos encontraron que la longitud del depósito depende de d^* y de la pendiente. Además, notaron la existencia de un valor crítico d_c^* de este parámetro, el cual depende de la rugosidad del fondo y el grado de separación entre los granos que conforman el lecho. Cuando $d^* = d_c^*$ la longitud del depósito es menor, además, mediante experimentos con suministro constante de material, observaron que para el mismo valor d_c^* la velocidad del frente (constante) era menor y la altura crítica en la cual se puede desarrollar un flujo h_{stop} (Pouliquen, 1999) es mayor. Debido a la mayor altura h_{stop} se puede explicar la disminución en el largo por medio de una simple conservación de volumen y la reducción de la velocidad por medio de las leyes de escalamiento encontradas por Pouliquen (1999). Sin embargo, la dependencia entre h_{stop} y d^* no es clara.

Por otro lado, Iverson (1997) plantea que la rugosidad del fondo puede actuar como “bumpers” en los cuales los granos del flujo colisionan transformando la energía traslacional en energía cinética colisional como se ilustra en la Figura 2.11. En este contexto, la distribución espacial de la rugosidad y el cociente de restitución son importantes cuando existe rugosidad en el fondo.

Dicha transmisión de energía se transforma en temperatura granular del flujo, y como se sabe, mientras mayor sea ésta, el flujo se vuelve menos denso y los esfuerzos friccionales disminuyen. Experimental (Lube et al., 2019; Ma et al., 2009) y numéricamente (Campbell & Brennen, 1985) se ha observado que en flujos con rugosidades considerables, se forma una capa delgada, adyacente al fondo, de baja concentración, de alta temperatura granular y con gran tasa de deformación.

Otro efecto observado en flujos subaéreos de partículas finas es la autofluidización del frente. Dicho efecto se explica en la sección 2.6.5 y ha sido observado mediante colpasos tipo dam-break en fondos horizontales e inclinados (Chedeville & Roche, 2014; 2015).

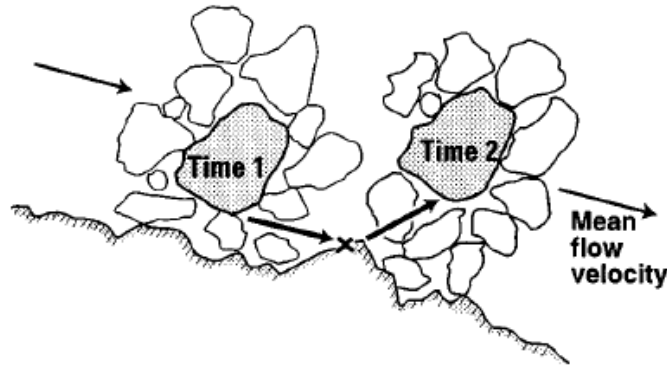


Figura 2.11: Representación esquemática de la generación de temperatura granular por la conversión de la energía traslacional a energía de fluctuación vertical debido a la colisión de los granos con las irregularidades del fondo (Iverson et al., 1997).

2.5 Parámetros adimensionales de interés en flujos granulares.

En la siguiente sección se mencionan números adimensionales encontrados en la literatura y su importancia en los flujos granulares. A pesar de ser una representación gruesa de los mecanismos que actúan en un flujo granular, la evaluación de estos parámetros adimensionales es de importancia, ya que dan indicios de los posibles fuerzas que dominan el flujo (Iverson et al., 1997). Además, el análisis de escala permite diseñar experimentos de laboratorio destinados a dar algunas luces de fenómenos geofísicos de interés (Iverson et al., 2004; Turnbull & McElwaine, 2007, 2008).

2.5.1 ¿Régimen denso o diluido?

Para comenzar el análisis dimensional, lo primero es reconocer el régimen del flujo granular. Como se menciona en la sección 2.3 un flujo granular puede ser diluido o denso. Ambos flujos tienen dinámicas diferentes. La gran diferencia es que, en una corriente diluida, los contactos sólido-sólido son despreciables, mientras que en un flujo denso (o poco denso), las partículas sí tienen contacto entre ellas por colisiones y/o fricción.

Preliminarmente, para diferenciar si un flujo está en estado denso o diluido, se puede evaluar el número de masa N_{mass} (Iverson & Vallance, 2001):

$$N_{mass} = \frac{\varphi_s \rho_s}{1 - \varphi_s \rho_f} \quad (2.29)$$

Iverson (1997) define este número como la razón entre los esfuerzos inerciales de los sólidos con los esfuerzos inerciales de la parte fluida. Este número, evalúa el efecto que tiene la concentración volumétrica de los sólidos φ_s en el transporte de momentum de la avalancha. Valores de este número mayores que 1 pueden indicar que el transporte de momentum debido a la fase sólida (granos) podría dominar sobre el transportado por el fluido intersticial, dando luces de un régimen denso. Por otro lado, cuando el transporte de momentum debido al fluido domina ($N_{mass} < 1$), se espera que el régimen del flujo sea diluido.

Para determinar si un flujo inicialmente denso podría llegar a tener por encima de él una pluma suspendida, se debe evaluar la estabilidad de la interfaz entre el flujo y el ambiente. El número de Richardson, Ri , podría dar luces sobre la estabilidad de la interfaz, y se define como la razón entre la energía potencial y cinética de una parcela de flujo ubicada en la interfaz de éste, si ésta se

moviese en dirección del fluido ambiente (Turnbull & McElwaine, 2008). Para una capa de espesor h , fluyendo a una velocidad u sobre un plano inclinado de pendiente $\tan(\theta)$, Ri se define como:

$$Ri = \frac{g'h \cos(\theta)}{u^2} \quad (2.30)$$

g' es la gravedad reducida definida como $g(\rho_m - \rho_a)/\rho_a$, donde ρ_m y ρ_a es la densidad de la mezcla y la del fluido ambiente respectivamente. Valores de $Ri < 5$ indican que las partículas de la interfaz son propensas a queda suspendidas en el fluido ambiente, y además la entrada del fluido ambiente al flujo.

Para continuar el análisis es necesario mencionar el número de Reynolds de la partícula, Re_p , el cual está directamente ligado a la fuerza de arrastre (como se menciona en la sección 2.2.3). De acuerdo con Turnbull & McElwaine (2008), este parámetro puede ser entendido como la razón entre las escalas temporales de la componente viscosa, t_v , y turbulenta, t_t , de la fuerza de arrastre.

$$Re_p = \frac{t_v}{t_t} = \frac{ud_s \rho_f}{\mu_f} \quad (2.31)$$

Donde u es la velocidad diferencial entre la partícula y la fase fluida, d_s es el diámetro de los sólidos que escala con la longitud de los poros, ρ_f y μ_f son la densidad y viscosidad del fluido intersticial. Un bajo valor de Re_p ($Re_p \ll 1$) indica que la componente viscosa del arrastre domina en el arrastre total. En este caso, la ley de Darcy puede ser derivada de las ecuaciones N-S en un medio poroso. Por otro lado, cuando el régimen es turbulento (altos valores de Re_p), las fuerzas debido a las diferencias de presión en la superficie de la partícula son más importantes.

Burgisser & Bergantz (2002) plantean el número adimensional Denso-Diluido, D_D . Se define como la razón entre la escala de tiempo relacionado a las colisiones entre partículas t_c y la escala de tiempo de la fuerza de arrastre t_d . El tiempo asociado a la colisiones está definido como el periodo de colisiones, el cual es igual a $1/\lambda\dot{\gamma}_s$ (donde λ está dado por la ecuación (2.36)) cuando $\lambda < 1$ (Bagnold, 1954). El tiempo relacionado al arrastre del fluido sobre los sólidos puede ser estimado como t_v/f , donde t_v es la escala de tiempo relacionada a la componente viscosa de la fuerza de arrastre $(\rho_s - \rho_f)d_s^2/18\mu$ y f es una función del número Re_p :

$$f = 1 + 0.15Re_p^{0.687} + \frac{0.0175}{1 + 42500Re_p^{-1.16}} \quad \text{para } Re_p \leq 10^5 \quad (2.32)$$

La velocidad usada en Re_p es la velocidad de caída terminal de una partícula que compone la fase sólida. Notar que el factor f modela la dominancia entre los esfuerzos de origen viscoso y turbulentos en la fuerza de arrastre. Se obtiene el número D_D (Dufek, 2016; Dufek et al., 2015):

$$D_D = \frac{t_c}{t_d} = \frac{t_c}{t_v} f = \frac{18\mu}{(\rho_s - \rho_f)d_s^2 \lambda \dot{\gamma}} f \quad (2.33)$$

Cuando $D_D > 1$, el periodo de las colisiones entre partículas es mayor al tiempo de acción del arrastre del fluido sobre la partícula y las partículas, por lo cual, las partículas estarán influenciadas por el arrastre del fluido, dando luces de un régimen diluido. Por otro lado, cuando $D_D < 1$ el tiempo de las colisiones es muy corto comparado con el tiempo de acción del arrastre del fluido, indicando que las colisiones son más frecuentes.

2.5.2 Régimen diluido.

Si el régimen del flujo es diluido, se espera que casi no existan colisiones entre las partículas que conforman el flujo. El movimiento de los granos y del flujo será dominado por los esfuerzos de arrastre de origen viscosos, turbulentos o ambos (dependiendo del número Re_p).

En este caso un parámetro que toma relevancia es el número de Stokes, St . Se define el número de Stokes como la razón entre la escala de tiempo de la fuerza de arrastre, t_d , y la escala de tiempo del flujo, t_f . La escala de tiempo de la fuerza de arrastre dependerá si es de origen viscoso o turbulento, por lo cual se utiliza la función f de la ecuación (2.32). La escala de tiempo del flujo es h/u (Turnbull & McElwaine, 2008), donde h es el espesor del flujo y u la velocidad del flujo. Con esto queda que:

$$St = \frac{t_d}{t_f} = \frac{t_v}{t_f} \frac{1}{f} = \frac{u(\rho_s - \rho_f)d_s^2}{18\mu h} \frac{1}{f} \quad (2.34)$$

Si St es muy pequeño, $St \leq 10^{-3}$ (Burgisser et al., 2005), se espera que la partícula sea influenciada solamente por el arrastre viscoso. En este caso se dice que la partícula no tiene inercia y es considerada como un trazador perfecto para el movimiento del fluido (Dufek et al., 2015). La corriente diluida se comporta como un flujo compuesto de una sola fase (Turnbull & McElwaine, 2008). Por el contrario, si el número St es muy grande, quiere decir que la fuerza de arrastre tiene una débil influencia sobre la partícula y que la inercia de la partícula dominará el movimiento de ésta. En este caso, el flujo se comportará como un sistema bifásico (Turnbull & McElwaine, 2008).

Un análisis más detallado de corrientes diluidas puede encontrarse en los trabajos de Burgisser et al. (2005), Burgisser & Bergantz (2002) y Dufek (2016).

2.5.3 Régimen denso.

Si el régimen del flujo es denso, entonces la fuerza de arrastre del fluido será menos importante que otras interacciones del tipo sólido-sólido. Sin embargo, que el régimen sea denso o poco denso (como se menciona en la sección 2.3), no quiere decir que el fluido intersticial tenga nula participación. Si la permeabilidad de la matriz granular es baja, la fuerza de arrastre y la variación de los espacios de poros pueden generar presiones de poros, las cuales a su vez pueden amortiguar las colisiones (Iverson, 1997) y reducir la fricción entre los granos (Montserrat et al., 2016).

Lo primero a mencionar es el estudio realizado por Bagnold (1954). Realizó experimentos en un reómetro cilíndrico con una mezcla de esferas neutralmente boyantes de tamaño uniforme inmersas en un fluido Newtoniano, como se muestra en la Figura 2.12. La razón por la cual Bagnold realizó sus experimentos con esferas neutralmente boyantes fue que con eso logró suprimir los esfuerzos de fricción de Coulomb. Con esto, Bagnold modeló los esfuerzos inerciales de los sólidos (Ecuación (2.7)) y los contrapesó con los esfuerzos viscosos del fluido intersticial. Se define el número de Bagnold, Ba , como la razón entre los esfuerzos colisionales y viscosos del fluido.

$$Ba = \frac{\lambda^{1/2} \rho_f d_s^2 \dot{\gamma}}{\mu_f} \quad (2.35)$$

Donde λ es la concentración lineal de sólidos definida como:

$$\lambda = \frac{1}{\left(\frac{\varphi_s^*}{\varphi_s}\right)^{\frac{1}{3}} - 1} \quad (2.36)$$

Donde φ_s^* es la concentración de empaquetamiento del material (para esferas uniformes $\varphi_s^* = \frac{\pi}{3\sqrt{2}} = 0.74$ y para sedimentos naturales entre 0.60 y 0.65).

Bagnold logró identificar tres regímenes en su experimento en términos del valor del número de Bagnold: 1) Para $Ba < 40$ dominan las fuerzas viscosas del fluido intersticial, a lo cual le denominó régimen macroviscoso. 2) Para $Ba > 450$ la colisiones entre partículas dominan a lo cual le denominó régimen inercial. 3) Para valores de Ba entre ambas condiciones límites, Bagnold lo denominó régimen de transición.

Iverson (1997) presenta un número de Bagnold que difiere con la definición original. Éste es una versión simplificada ya que no contiene la concentración de empaquetamiento, pero que, de igual forma contrapesa los esfuerzos dispersivos de los granos con los esfuerzos viscosos del fluido intersticial:

$$Ba_{Iverson} = \frac{\varphi_s}{1 - \varphi_s} \cdot \frac{\rho_s d_s^2 \dot{\gamma}}{\mu_f} \quad (2.37)$$

De acuerdo con esta definición, el régimen colisional se tiene cuando el $Ba_{Iverson}$ excede el valor de 200 (diferente a la definición original donde el límite estaba determinado por 450). Esto debido a las diferencias en el factor que toma en cuenta la concentración de los sólidos entre ambas definiciones.

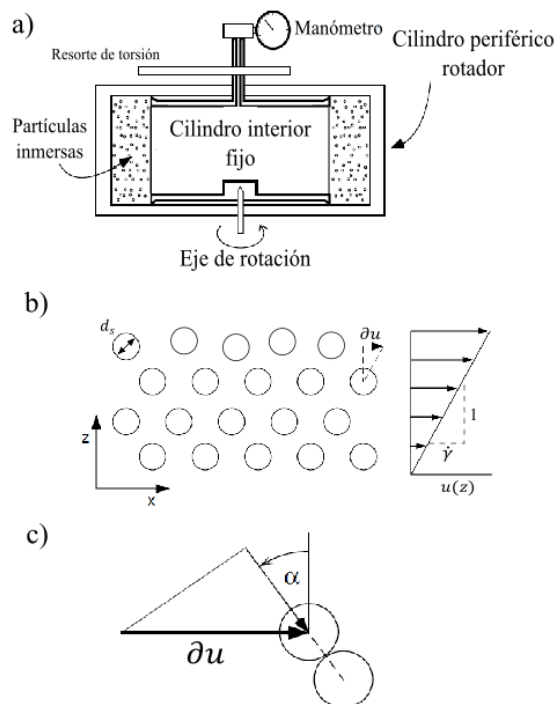


Figura 2.12: a) Reómetro utilizado por Bagnold (1954). b) Definición de los parámetros utilizado, d_s : diámetro de las esferas; ∂u : diferencia de velocidad entre dos capas adyacentes, $\dot{\gamma}$: tasa de deformación angular de la mezcla. c) Esquema de una colisión entre las esferas, α : ángulo de colisión entre esferas.

Por otra parte, el número de Savage es uno de los parámetros adimensionales de mayor importancia en flujos granulares secos, en los cuales generalmente los esfuerzos viscosos del aire sobre los granos no juegan un rol importante (Börzsönyi & Ecke, 2006; Iverson et al., 2004). Este parámetro contrapesa dos tipos de sub-régimenes en flujos densos: 1) dominado por las colisiones de los granos o bien 2) dominado por la fricción de los granos correspondiente a un régimen cuasi-estático. Savage (1984), mediante un análisis dimensional a un flujo granular ideal (donde los efectos de la fase fluida son despreciables) en estado uniforme, encontró que el esfuerzo de corte dominante depende del número de Savage, el cual se define como:

$$S_a = \frac{\rho_s \dot{\gamma}^2 d_s^2}{\sigma_B} \quad (2.38)$$

Donde $\dot{\gamma}$ es la tasa de deformación angular del flujo y σ_B es la presión normal basal intergranular aplicada en el contorno de la región deformada. De acuerdo con Savage (1984), el régimen colisional se observa cuando $S_a \sim 1$, mientras que el régimen cuasi-estático se obtiene cuando $S_a \rightarrow 0$. Adicionalmente, Savage & Hutter (1989) recopilaron información medida en campo y en experimentos de laboratorio y determinaron que la transición entre un régimen dominado por la fricción y otro dominado por las colisiones ocurre cuando $S_a \approx 0.1$. Es decir, cuando $S_a > 0.1$ se espera un flujo donde sus esfuerzos estén determinados por las colisiones, y cuando $S_a < 0.1$ el régimen del flujo será cuasi-estático.

Iverson & Denlinger (2001) plantean un número de Savage alternativo, el cual tiene algunas ventajas al evaluar, dado que no es necesario tener una cuantificación de la concentración de sólidos.

$$S_{a_{I\&D}} = \frac{\rho_s \dot{\gamma}^2 d_s^2}{(\rho_s - \rho_f)gh} \quad (2.39)$$

Dividiendo el número de Bagnold con el número de Savage se obtiene el número de Fricción (Iverson & LaHusen, 1993), el cual representa el balance entre los esfuerzos cuasiestáticos de los sólidos y las fuerzas viscosas del fluido (Iverson, 1997).

$$F = \frac{Ba_{Iverson}}{S_{a_{I\&D}}} = \frac{\varphi_s}{1 - \varphi_s} \cdot \frac{(\rho_s - \rho_f)gh}{\dot{\gamma}\mu_f} \quad (2.40)$$

De acuerdo a Iverson & LaHusen (1993) un valor límite para distinguir entre un régimen y otro podría ser 1400. Es decir, cuando $F > 1400$ la fricción domina las fuerzas viscosas del fluido intersticial.

Respecto al trabajo de Bagnold y su aplicabilidad a los flujos granulares hay varias limitaciones. Una de estas limitaciones es cuando la concentración de sólidos φ_s se acerca a su condición de empaquetamiento y λ tiende a valores elevados ($\lambda \rightarrow \infty$). Esto hace que el número de Bagnold se incremente, dando luces de un régimen dominado por las colisiones entre partículas, lo cual, no necesariamente es cierto. Como se menciona en la sección 2.2.1, para altas concentraciones de sólidos, los esfuerzos de Coulomb (camuflados por Bagnold) son importantes.

Hasta ahora, con los números anteriores mencionados, se pueden distinguir al menos tres tipos de régimen de flujos. 1) flujos macroviscosos donde dominan los efectos viscosos del fluido intersticial denotados por la ecuación (2.12), se caracteriza por tener bajos valores del número de

Bagnold ($Ba < 40$) y Fricción ($F < 1400$), ; 2) flujos inerciales donde dominan los esfuerzos producto de las colisiones representados por la ecuación (2.10), caracterizados por tener un alto número de Bagnold ($Ba > 450$) y Savage ($Sa > 0.1$); 3) flujos cuasiestáticos donde dominan los contactos de fricción intergranular de larga duración denotados por la ecuación (2.4), el que se caracteriza por tener un bajo valor del número de Savage ($Sa < 0.1$) y un alto valor del número de Fricción ($F > 1400$). La transición de estos tres sub-regímenes se muestra esquematizada en la Figura 2.13.

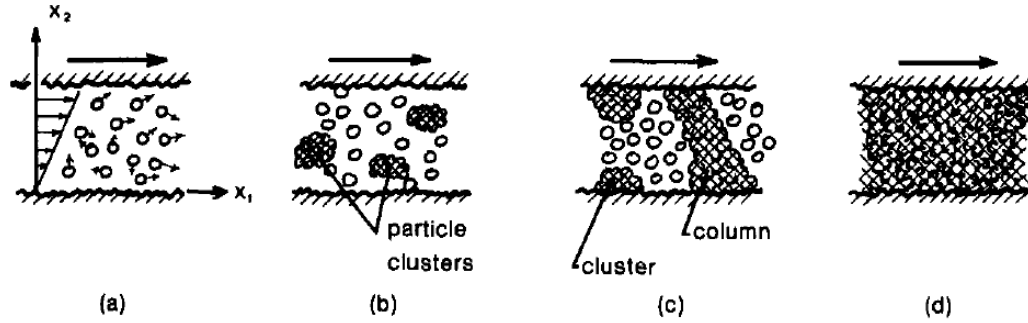


Figura 2.13: Descripción microscópica de la transición entre los sub-regímenes cuando la concentración de sólidos se incrementa junto con la tasa de deformación angular. (a) Régimen inercial completamente desarrollado con comportamiento viscoso, similar a las moléculas en un gas denso. (b) y (c) son regímenes de transición, mientras más cerca están las partículas, más frecuente son los contactos entre ellas. (d) corresponde al régimen cuasi estático donde casi todas las partículas están en contacto entre ellas (Savage, 1984).

A partir de la adimensionalización de la ecuación de movimiento del flujo del modelo de Iverson & Denlinger (2001), surge el parámetro N_R , el cual contrapesa los esfuerzos de tipo viscosos con los friccionales, una especie de número de Reynolds del flujo:

$$N_R = \frac{\rho H \sqrt{gL}}{\varphi_f \mu_f} \quad (2.41)$$

Donde ρ es la densidad de la mezcla, H y L es el espesor y largo de la avalancha y μ_f es la viscosidad del fluido entre los poros. Valores altos de este parámetro indican que los esfuerzos viscosos tienen menor relevancia que los esfuerzos debido a la fase sólida. Es importante mencionar que, en el modelo planteado, los esfuerzos debido a la fase sólida se deben a esfuerzos friccionales de Coulomb y esfuerzos normales del tipo Rankine (pero modificados). Valores bajos de N_R indican que los esfuerzos debidos a la viscosidad del fluido (arrastre viscoso) dominan el flujo. Dicho esto, el parámetro N_R tendría una interpretación similar a la del número de fricción, F , el cual contrapesa esfuerzos viscosos con esfuerzos de fricción intergranular. La dependencia entre los esfuerzos de Coulomb y la presión de poros, hacen que la evaluación del parámetro N_R depende también del grado de fluidización de la columna $p_{fondo}/\rho gH$. Por ejemplo, suponiendo un flujo con N_R muy grande y que genera grandes presiones de poros, los esfuerzos de Coulomb serán nulos y el arrastre viscoso dominará el flujo, aun cuando N_R se grande.

2.5.4 Efectos del fluido intersticial.

Para complementar el análisis del parámetro N_R agregando el efecto de la presión de poros, Iverson & Denlinger (2001), del escalamiento de la ecuación de la presión de poros de su modelo, obtienen el parámetro N_P (ya mencionado en la sección 2.4.3):

$$N_p = \frac{\sqrt{L/g}}{H^2/D} \quad (2.42)$$

Donde D es el coeficiente de difusión de la presión de poros. Este parámetro representa una especie de número de Péclet, el cual compara la escala de tiempo del movimiento de la avalancha con el tiempo de difusión de la presión de poros vertical (Iverson et al., 2004). Relaciona la inercia de la ecuación de la presión de poros con la difusión. Bajos valores (<1) de este número quieren decir que el flujo tenderá a generar grandes presiones de poros, pudiendo reducir los esfuerzos friccionales de Coulomb. Iverson et al., (2004) reconoce que este parámetro toma relevancia cuando las avalanchas son a escalas geofísicas ($N_p < 1$), mientras que en la mayoría de los experimentos de laboratorio con granos gruesos este parámetro no tiene incidencia en el desarrollo del flujo ($N_p > 1$). Este hecho representa uno de los inconvenientes en el escalamiento de resultados de laboratorio a escalas geofísicas.

De acuerdo con Iverson (1997) y Goren et al. (2010), el coeficiente de difusión de la presión de poros D se define como:

$$D = \frac{kE}{\mu_f} = \frac{k}{\beta\varphi_f\mu_f} \quad (2.43)$$

Donde k es la permeabilidad del medio, E es el módulo de Young de la matriz grano-fluido, β y μ_f es la compresibilidad adiabática y viscosidad del fluido y φ_f la porosidad del medio. Diversas expresiones se han utilizado para estimar la permeabilidad del medio, k . Para un medio poroso compuesto únicamente por esferas de diámetro d_s , la permeabilidad puede ser calculada con la fórmula de Kozeny-Carman:

$$k = \frac{(1 - \varphi_s)^3}{150\varphi_s^2} \cdot d_s^2 \quad (2.44)$$

Si el medio está compuesto por esferas de diferente tamaño, la permeabilidad puede ser estimada con la fórmula Fair & Hatch (Bear, 2012):

$$k = \frac{1}{5} \left[\frac{\varphi_s^2}{(1 - \varphi_s)^3} \left(\frac{6}{100} \sum_m \frac{P_m}{d_m} \right)^2 \right]^{-1} \quad (2.45)$$

Donde P_m es el porcentaje de peso contenido en un intervalo de muestra y d_m es la media geométrica entre los diámetros adyacentes al intervalo.

Goren et al. (2010) muestran numérica y experimentalmente que cuando las condiciones las condiciones del flujo son drenadas, la generación de presión de poros depende del número de Dóbor del sistema, De_l . Este número se define como la razón entre la escala de tiempo para que el sistema difunda la presión de poros y el tiempo de la deformación de la matriz ($1/\dot{\gamma}$) estimado como d/u_0 donde u_0 es una escala de velocidad del flujo:

$$De_l = \frac{h^2/D}{d/u_0} \quad (2.46)$$

Cuando $De_l \ll 1$, la presión de poros puede difundirse con facilidad hacia los bordes drenados, por lo que se espera que no exista mucha generación de presión de poros cuando la matriz granular

se deforma. Por otro lado, cuando $De_l \gg 1$, la difusión de presión de poros no es capaz de alcanzar los bordes drenados durante el tiempo de deformación, y por lo tanto el flujo tenderá a generar presión de poros.

Otro parámetro de relevancia es el número adimensional de Darcy, el cual es la relación entre los esfuerzos sólido-fluido producto del arrastre viscoso con los esfuerzos sólido-sólido colisionales (esfuerzos dispersivos) (Dufek et al., 2015; Iverson, 1997):

$$Da = \frac{\mu_f}{\varphi_s \rho_s \dot{\gamma} k} \quad (2.47)$$

Donde k es la permeabilidad hidráulica de la fase fluida en el medio poroso. Iverson & LaHusen (1989) realizaron experimentos con números de Darcy entre 1000 y 6000 y evidenciaron grandes variaciones en la presión de poros debido a las interacciones sólido-fluido. Bajo estas observaciones, Iverson (1997) plantea que el número de Darcy también representa la tendencia que tiene la presión de poros generada a amortiguar las colisiones entre partículas. La evaluación de dicho número sólo es válida cuando la ley de Darcy se cumple en el medio poroso. Esta condición se tiene cuando el número de Reynolds de la partícula, Re_p , es menor que 1-10 (Montserrat et al., 2012 y Roche et al., 2008). Siguiendo a Roche et al. (2008), el término ud_s de la ecuación (2.31) puede ser estimado como $\dot{\gamma}d_s^2$ (Iverson, 1997) y el número de Darcy se puede expresar como:

$$Da = \frac{\rho_f}{\rho_s} \frac{d^2}{Re_p k \varphi_s} \quad (2.48)$$

Como se menciona en Roche et al. (2008), se puede obtener otro parámetro que relacione los esfuerzos viscosos con los esfuerzos friccionales de larga duración. Este parámetro se le denominará Da_f y corresponde a la razón de los esfuerzos viscosos sobre los friccionales.

$$Da_f = \frac{\dot{\gamma} \mu_f d}{\varphi_s (\rho_s - \rho_f) g k} \quad (2.49)$$

Notar que el parámetro Da_f podría interpretar el mismo fenómeno que el número de Da , pero en este caso, la reducción de la fricción (contactos de larga duración) producto de los esfuerzos sólido-fluido.

Meruane et al. (2010) evaluaron numérica y experimentalmente los efectos del fluido intersticial de un flujo tipo dam-break con fondo horizontal, mediante dos números adimensionales: el número de Arquímedes, Ar , y la razón densimétrica, De . El análisis del efecto del fluido se realizó en base a un número de Froude modificado que expresa la razón entre la velocidad del flujo en condiciones ambientales donde existe arrastre, con la velocidad del frente en el caso cuando no hay efectos del fluido intersticial, conocido como un flujo granular seco o flujo ideal (Savage, 1984). El efecto que tiene Ar y De sobre la velocidad del frente queda expresado a través de la combinación de ambos parámetros:

$$\text{Log}_{10} \left(\frac{Ar}{De^2} + 1 \right) \quad (2.50)$$

El número de Arquímedes contrapesa los esfuerzos viscosos del fluido ambiente con los gravitacionales y se define como:

$$Ar = \frac{(\rho_s - \rho_f)gd_s^3}{\mu_f^2/\rho_f} \quad (2.51)$$

De acuerdo con Meruane et al. (2010), la magnitud de momentum transferida por interacciones de arrastre (sólido-fluido) queda descrita por este número. El número de Arquímedes, también caracteriza la sedimentación de las partículas que componen un flujo diluido (Li et al., 2018).

Similar al número de masa, es la razón densimétrica D_ρ , la cual representa la diferencia de densidades entre ambas fases que componen el flujo. Este número se define como:

$$D_\rho = \frac{\rho_f}{\rho_s} \quad (2.52)$$

De acuerdo con resultados numéricos de Meruane et al. (2010), este número está directamente relacionado con la generación de presión poros en el frente del flujo. Además, Turnbull & McElwaine (2008) señalan la importancia de preservar este número en avalanchas diluidas experimentales de nieve y aire, ya que las diferencias de densidades entre ambas fases no pueden ser despreciadas en los términos de la inercia (corrientes de no Boussinesq).

La relación encontrada por Meruane et al. (2010) entre la combinación de la ecuación (2.50) y la velocidad del flujo se muestra en la Figura 2.14. Cuando la velocidad adimensional (eje y) es 0 quiere decir que la densidad de las partículas es igual a la del fluido y por ende no habrá movimiento del flujo. En el otro extremo, cuando la velocidad adimensional tiene un valor igual a 1, quiere decir que el flujo se mueve como un flujo granular seco donde no existe el fluido ambiente. Se puede observar que mientras más grande es la combinación de la ecuación (2.50), menos efectos tiene el fluido ambiente sobre la velocidad del flujo.

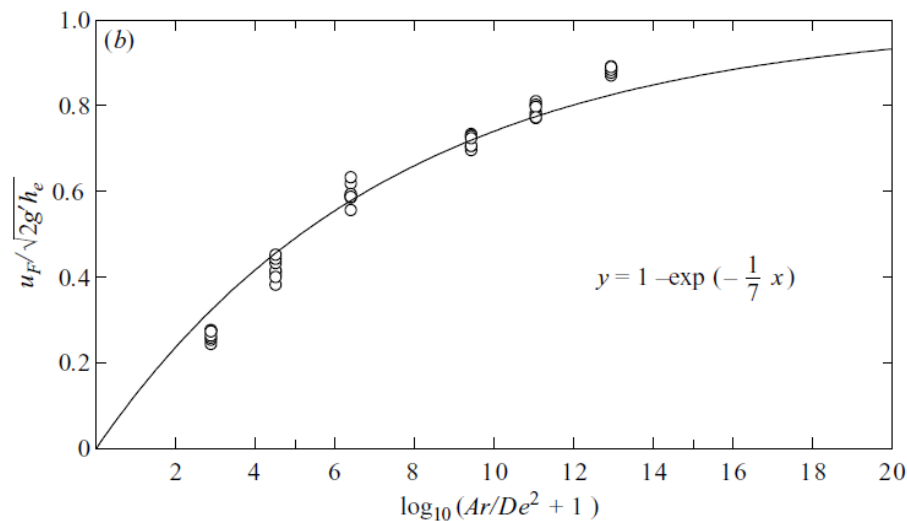


Figura 2.14: Influencia del número de Arquímedes y la razón densimétrica en la velocidad del frente de un flujo tipo dam-break. En el eje y se muestra la velocidad del flujo en condiciones ambientales dividido en la escala de velocidad del flujo en situación sin fluido ambiente (Meruane et al., 2010).

De forma similar a Meruane et al. (2010), Kumar et al. (2017) evaluaron el efecto del fluido ambiente numéricamente, en un colapso tipo dam-break sobre un plano inclinado (0° , 2.5° , 5° y 7.5°). Los alcances de los flujos en el caso sumergido y sin fluido ambiente, muestran que mientras mayor es la inclinación del canal, los efectos del fluido intersticial son mayores.

2.5.5 Escalamiento de la velocidad del frente.

El número de Froude es usado en el análisis de corrientes de densidades y en flujos de agua en general. Sin embargo, éste parámetro se ha utilizado para analizar resultados en flujo granulares (Roche et al., 2004, 2008). Este parámetro representa la razón entre la inercia y el esfuerzo gravitacional (Roche, 2012):

$$Fr = \frac{U_f}{\sqrt{gh_f}} \quad (2.53)$$

Donde U_f es la velocidad del frente y h_f es la altura inmediatamente detrás del frente. Sin embargo, este escalamiento de la velocidad podría ser solamente importante para flujos en pendientes relativamente pequeñas. Como mencionan Iverson et al. (2004), cuando la pendiente por la cual se mueve la avalancha es pronunciada y se acerca al ángulo de reposo del material, la velocidad del frente es controlada por la velocidad de caída libre representada por $g^{1/2} L^{1/2}$ (Iverson, 1997; Savage & Hutter, 1989), donde L es el largo de la avalancha. Se tiene entonces que:

$$Fr_{cl} = \frac{U_f}{\sqrt{gL}} \quad (2.54)$$

Por otro lado, flujos experimentales muestran que la velocidad del frente es controlada por el volumen de la avalancha V (Börzsönyi et al., 2008; McElwaine & Nishimura, 2001; Turnbull & McElwaine, 2008). En, este caso el número de Froude estaría dado por:

$$Fr_V = \frac{U_f}{\sqrt{g V^{1/3}}} \quad (2.55)$$

De forma similar, Turnbull & McElwaine (2010) escalaron la velocidad del frente de flujos confinados lateralmente, en un canal de ancho b . La escala utilizada es:

$$Fr_A = \frac{U_f}{\sqrt{g(V/b)^{1/2}}} \quad (2.56)$$

2.6 Experimentos tipo Dam-Break de flujos granulares.

Los experimentos tipo “dam-break” o en español “Rompimiento de presa” son una de las tantas líneas de investigación experimental. En esta configuración, una pila de partículas, generalmente con forma de paralelepípedo, se hace colapsar por medio de la apertura casi instantánea de una compuerta que sostiene una de las caras de la pila. Producto del colapso, se genera un flujo canalizado e impermanente (Figura 2.15), que puede estar sumergido en un fluido viscoso o en un gas. Los resultados obtenidos por otros autores expuestos en esta sección se refieren a experimentos dam-break donde el fluido intersticial es aire. De ser un fluido más viscoso se mencionará explícitamente. Estos experimentos representan una simple analogía de flujos granulares a escalas geofísicas y pueden servir también como pruebas para simulaciones numéricas debido a las condiciones controladas en las que se llevan a cabo (Delannay et al., 2017). Estos estudios por lo general se han enfocado en la cinemática del flujo y en las leyes de escalamiento

que relacionan las características morfológicas como el alcance máximo x_f y la altura h_f con las características iniciales en el reservorio y la composición de la mezcla.

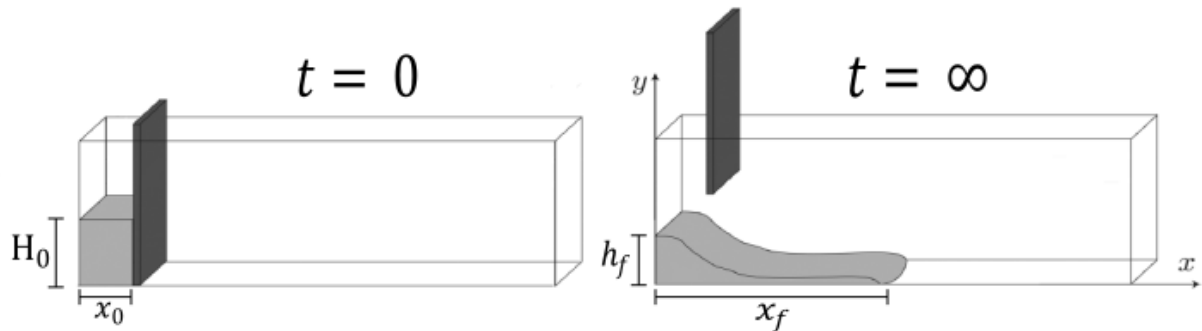


Figura 2.15: Esquemización experimentos tipo “dam-break”. Se muestran los parámetros morfológicos de mayor interés, H_0 : Altura inicial de la pila. x_0 : Largo del reservorio que contiene a la pila. h_f : Altura máxima final de la cola del depósito. x_f : Largo total del depósito.

2.6.1 Cinemática del flujo.

El desplazamiento del frente del flujo puede presentar tres fases caracterizadas por su aceleración: 1) Una primera en la que el frente acelera, la duración de esta fase dependerá de qué tan abrupta sea la pendiente y la rugosidad en el fondo. 2) Luego, el frente pasa a una segunda fase de velocidad constante, en la cual existe un equilibrio entre las fuerzas gravitacionales, friccionales y de arrastre del fluido ambiente (McElwaine & Nishimura, 2001). 3) Finalmente, dependiendo de las características del flujo y pendiente, puede existir una fase de desaceleración en la cual el flujo se detiene, si la pendiente es mayor que el ángulo de reposo del material, el flujo no desacelerará, por el contrario, si la pendiente es menor que el ángulo de reposo, el flujo eventualmente se detendrá (Mangeney et al., 2000).

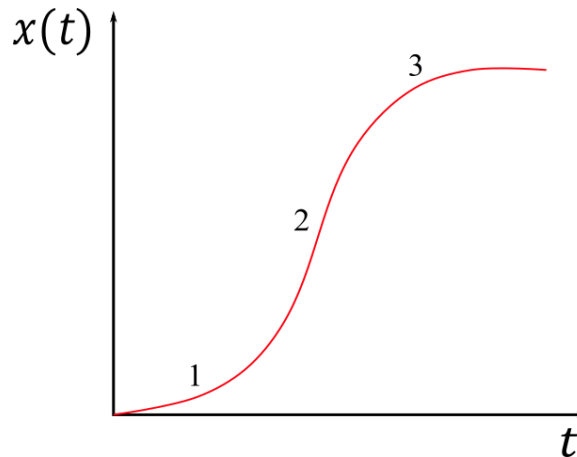


Figura 2.16: Esquema de la posición del frente en el tiempo. En ella se muestra la fase de aceleración (1), la fase de velocidad constante (2) y la fase de desaceleración (3).

Las duraciones de cada fase dependen de las características de la avalancha. Se ha evidenciado que la altura inicial del reservorio tiene gran influencia en el desarrollo de los experimentos. Lajeunesse et al., (2005) y Lube et al., (2005) muestran que la duración total del flujo (desde su inicio hasta su deposición: fase 1, 2 y 3) sobre un plano horizontal es contralada por la escala de tiempo de caída libre t_R :

$$t_R = \sqrt{H_0/g} \quad (2.57)$$

Donde H_0 es la altura inicial de la columna en el reservorio. Mangeney et al. (2010) muestran, a partir de las ecuaciones para la velocidad del frente propuestas por Mangeney et al. (2000), que la duración del flujo aumenta cuando la pendiente también lo hace. La escala de tiempo queda:

$$t_f = \sqrt{\frac{H_0}{g}} \cdot \frac{2\sqrt{k_1}}{\tan \psi - \tan \theta} = t_R \frac{2\sqrt{k_1}}{\tan \psi - \tan \theta} \quad (2.58)$$

Donde k_1 corresponde a una constante estimada con un valor 0.5 (Mangeney et al. 2010), ψ es el ángulo de fricción interna del material (similar al de reposo en régimen cuasiestático) y θ es la pendiente del fondo del canal. Notar que cuando la pendiente del fondo se acerca al ángulo de fricción del material, el tiempo de emplazamiento se indefinice indicando que el flujo generado no se detiene. Lube et al. (2011) obtiene una expresión para el tiempo de emplazamiento semi empírica equivalente a la mostrada en la ecuación anterior:

$$t_f = t_R \frac{3.3}{1 - 2.1(\tan \theta)^2} \quad (2.59)$$

Experimentos tipo dam-break con partículas finas en fondo horizontal muestran que la magnitud de la velocidad de la fase constante escala con la raíz de la altura inicial de la pila H_0 (Roche, 2012; Roche et al., 2008):

$$U_f \sim \sqrt{gH_0} \quad (2.60)$$

En el caso de experimentos inicialmente no fluidizados, el valor de la velocidad adimensional (número de Froude) definida como $U_f/\sqrt{gH_0}$ tiene un valor entre 0.9 y 0.95. Por otro lado, para experimentos inicialmente fluidizados y no expandidos entre 1 y $\sqrt{2}$ y para experimentos inicialmente expandidos $\sqrt{2}$, similar a experimentos realizados con agua. Roche et al. (2004) muestran que, en flujos inicialmente fluidizados, durante la fase de velocidad constante el flujo tiene una altura constante h_f que es aproximadamente un 20% de H_0 independientemente del valor de H_0 . Reemplazando H_0 por h en la ecuación (2.60) encuentran que el valor de la velocidad adimensionalizada (el número de Froude) tiene un valor constante e igual a 2.58.

Farin et al. (2014) en experimentos dam-break con pendientes por debajo del ángulo de reposo muestran experimentalmente que, cuando el reservorio se encuentra inclinado, la velocidad máxima del frente U_{fm} escala con $\sqrt{gH_0 \cos(\theta)}$ y que ésta no depende de la razón de aspecto (definida en la ecuación (2.66)).

$$U_{fm} \sim \sqrt{gH_0 \cos(\theta)} \quad (2.61)$$

Chédeville & Roche (2015) realizaron experimentos en fondos lisos y rugosos con reservorio horizontal y encuentran que la velocidad máxima de los flujos aumenta a medida que la pendiente lo hace para experimentos inicialmente fluidizados y no fluidizados. Crosta et al. (2015) mediante simulaciones numéricas encontraron que la velocidad máxima del frente también aumenta a medida que la razón de aspecto inicial lo hace, contradiciendo a Farin et al. (2014). Sin embargo,

para aumentar la razón de aspecto, Crosta et al. (2015) dejaron fijo el ancho del reservorio y aumentaron la altura, la cual controla la velocidad máxima de estos flujos en pendientes bajo el ángulo de reposo (ver ecuación (2.61)). Por otro lado, mediante simulaciones numéricas, Crosta et al. (2015) observó que la máxima velocidad del frente no depende de la pendiente, incongruentemente con los resultados de Chédeville & Roche (2015). Sin embargo, esto lo concluye a partir de experimentos con razones de aspectos muy grandes ($r = 7$), por lo que el efecto del potencial $gH_0 \cos(\theta)$ (o volumen de la avalancha) quizás domina sobre el de la pendiente.

McElwaine y Nishimura (2001) realizaron experimentos tipo dambreak en un salto de ski donde la fase sólida estaba compuesta por pelotas de ping-pong. Analizaron la velocidad de la avalancha en un tramo de pendiente 36° (sobre el ángulo de reposo), en la cual la velocidad del frente pareciera ser constante. Sus resultados sugieren que la velocidad del frente de la avalancha escala con la raíz cúbica del volumen de material ensayado, $U_f \sim \sqrt{gV^{1/3}}$ (ver ecuación (2.55)). La misma proporcionalidad fue encontrada en las avalanchas con granos redondos generadas por Börzsönyi et al. (2008), indicando que avalanchas de menor tamaño son más lentas que las de mayor tamaño, y por Farin et al. (2014) quien evidenció que colapsos con mayor volumen de material (y misma razón de aspecto) generaban flujos con mayor velocidad.

Otra ley de escalamiento para la velocidad del frente fue propuesta por Pouliquen (1999), en la cual la velocidad del frente depende la altura del flujo y el parámetro h_{stop} . Esta ley la propuso en experimentos con suministro de masa continua, y cuando la velocidad del frente es constante. Esta ley fue usada exitosamente para predecir el movimiento de una masa finita en un plano inclinado con rugosidad (Pouliquen & Forterre, 2002).

Bartelt et al. (2007) realizaron experimentos tipo dam-break con partículas de vidrio de diámetro entre 75 y 150 μm , liberando 90 kg de material hacia un canal de fondo liso con inclinación cercana al ángulo de reposo del material (28°) de 7 m de largo y 0.5 m de ancho. En sus ensayos no hay deposición de material debido a la gran inclinación del canal. En cada experimento midieron la velocidad de deslizamiento en el fondo del canal u_{slip} , la altura del flujo h , la presión normal total basal y el esfuerzo cortante sobre el fondo en una posición a 5.5 m de la compuerta. Utilizando los datos de esfuerzos normales, fricción basal y la velocidad de deslizamiento, sumado a un modelo de masa puntual estimaron la velocidad superficial del flujo (no medida). En la siguiente Figura 2.17 a) se muestra la velocidad basal, la velocidad media (estimada a partir de los sensores de presión y corte) y la superficial estimada para uno de sus experimentos.

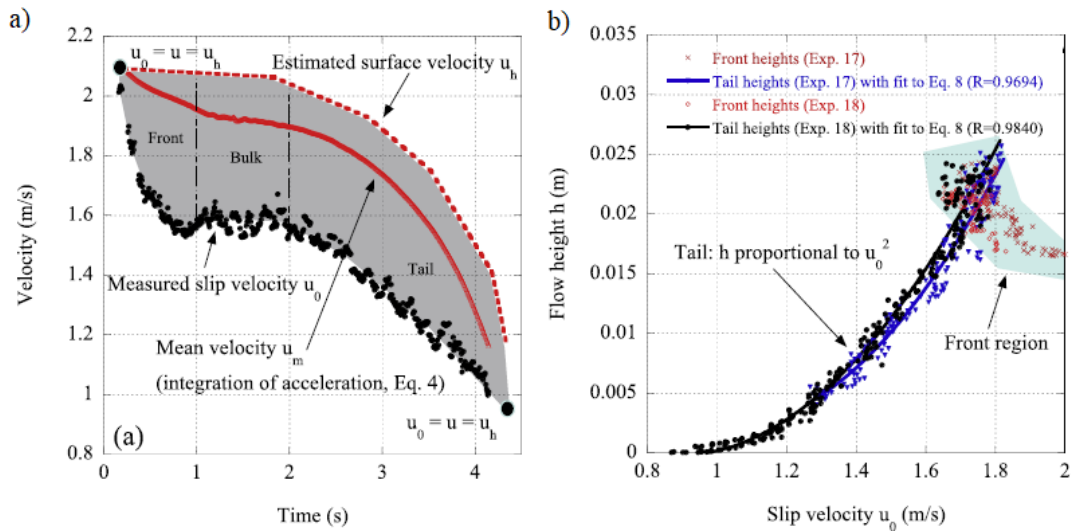


Figura 2.17: a) Serie temporal de velocidad basal medida, velocidad media y velocidad superficial estimada a 5.5 m de la compuerta. b) altura del flujo versus velocidad basal medidas simultáneamente a 5.5 m de la compuerta (Bartelt et al., 2007).

Mediante una ecuación de conservación de masa, Bartelt et al. (2007) muestran que en un flujo con fondo no erosionable la altura de la cola es proporcional al cuadrado de la velocidad de deslizamiento, lo que comprobaron empíricamente (ver Figura 2.17 b)).

$$h \propto u_{slip}^2 \quad (2.62)$$

Además, en el cuerpo de la avalancha, la velocidad superficial estimada es directamente proporcional a la velocidad de deslizamiento basal. Por otro lado, experimentos de avalanchas de masa finita en régimen permanente en fondos inclinados y erosionables sin confinamiento lateral, muestran que la velocidad superficial del flujo escala linealmente con la altura de éste, especialmente cuando el material que conforma la fase sólida es redondeado (Börzsönyi et al., 2008).

Otra característica que mencionar, es la distribución de velocidad en su eje vertical de las avalanchas. Variadas mediciones de la velocidad en la vertical se han llevado a cabo a través de paredes transparentes en los canales mostrando perfiles crecientes de velocidad en la vertical cuya forma depende de las características del sistema. Además, numérica (Crosta et al., 2015) y experimentalmente (Pudasaini et al., 2005) se ha evidenciado que la velocidad superficial en algunos flujos tiene un valor máximo que se encuentra justo detrás del frente. Este mismo fue comportamiento fue encontrado por Börzsönyi et al. (2008) en flujos compuestos por arenas angulosas. Este comportamiento no aplica para todos los flujos. Börzsönyi et al. (2008) encontraron comportamientos diferentes para flujos sobre fondos erosionables compuestos por partículas redondas en donde el frente es más veloz que la cresta del solitón. Las diferencias entre las avalanchas se presentan en los gráficos y esquemas de la Figura 2.18.

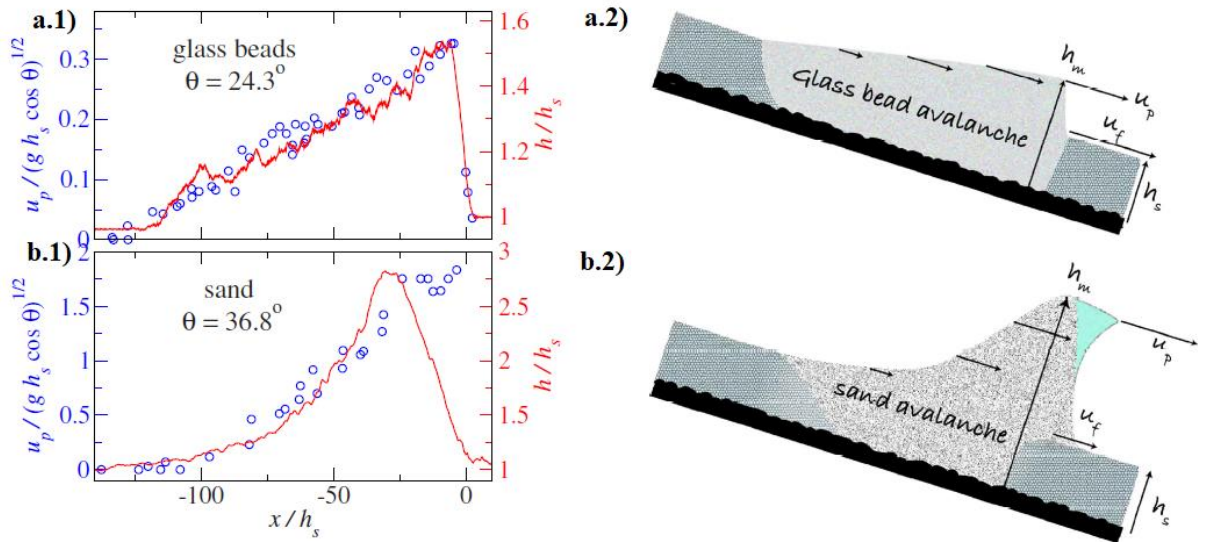


Figura 2.18: a.1) Velocidad superficial y altura de un solitón compuesto por microesferas de vidrio. a.2) Esquema gráfico de la distribución de altura y velocidad superficial del solitón compuesto por microesferas de vidrio, en este caso se observa que la velocidad del frente es mayor que la superficial en todo el espacio. b.1) y b.2) muestran lo mismo antes mencionado, pero para solitones compuestos por arenas con bordes angulosos. Se puede ver que la velocidad del frente es menor que la superficial en la cresta del solitón. h_s corresponde al espesor mínimo para que ocurra el movimiento de material en una pendiente determinada (Börzsönyi et al., 2008).

Por otro lado, cuando la pendiente por la cual se mueve es abrupta, y mayor que el ángulo de reposo del material, el flujo podría adquirir una gran velocidad y existe la posibilidad de que el flujo cambie de un régimen denso a uno diluido. Para que una corriente diluida exista, las fluctuaciones turbulentas del fluido intersticial en la dirección vertical deben ser del mismo orden que la velocidad de sedimentación en la dirección perpendicular al fondo, v_∞ . Si se consideran las fluctuaciones turbulentas de un 10% de la velocidad del flujo, u_f , entonces la corriente diluida será mantenida solo si (Turnbull & McElwaine, 2008):

$$u_f > 10v_\infty \quad (2.63)$$

Y v_∞ escala con:

$$v_\infty \propto \sqrt{g \cos(\alpha) u t_{drag}} \quad (2.64)$$

Donde t_{drag} es la escala de tiempo asociada a la fuerza de arrastre, la cual depende del régimen de la partícula dictado por el número de Reynolds de la partícula Re_p (ver ecuación (2.31)) y u es la velocidad del flujo. A continuación, se muestran las escalas de tiempo asociadas a los regímenes viscoso y turbulento:

$$t_{drag} = \begin{cases} \frac{m}{d_s \mu_f} & \text{viscoso } Re_p < 10 \\ \frac{m}{\rho_f d_s^2 u} & \text{Turbulento} \end{cases} \quad (2.65)$$

Donde m y d_s son la masa y diámetro de la partícula que sedimenta, μ_f y ρ_f la viscosidad dinámica y densidad del fluido y u la velocidad relativa entre la partícula y el fluido. La transición entre un flujo denso y uno diluido ha sido estudiada experimentalmente en flujos con apertura fija en el reservorio, variando el ángulo de reposo del material, la apertura de la compuerta y la inclinación del canal (Börzsönyi & Ecke, 2006), y en flujos de masa finita compuestos de nieve y aire, y pelotas de poliestireno y aire en diferentes inclinaciones (Turnbull & McElwaine, 2008).

2.6.2 Características del depósito.

Si bien, en los experimentos realizados en este trabajo no hay deposición del material, es importante conocer las características de éste y para cuando ocurre. La deposición del material solo tiene lugar cuando la pendiente del fondo es inferior al ángulo de reposo del material con el fondo (Börzsönyi & Ecke, 2006; Pouliquen, 1999).

Uno de los parámetros adimensionales que controla los depósitos es la razón de aspecto del lecho inicial r que se define como la razón entre H_0 y x_0 (ver Figura 2.15).

$$r = \frac{H_0}{x_0} \quad (2.66)$$

Experimentos de flujo unidireccional en pilas inicialmente no fluidizadas y en plano horizontal muestran que este parámetro determina la forma del depósito final (Balmforth & Kerswell, 2005; Lajeunesse et al., 2005; Lube et al., 2005; Montserrat et al., 2016). Particularmente encontraron que el largo total del depósito adimensional $(x_f - x_0)/x_0$ y la altura final del depósito adimensional h_f/x_0 escalan como una ley de potencia con el parámetro r .

$$x_f^* = \frac{x_f - x_0}{x_0} = \Lambda_1 r^{n_1} \quad (2.67)$$

$$h_f^* = \frac{h_f}{x_0} = \Lambda_2 r^{n_2} \quad (2.68)$$

Donde Λ_1 y n_1 son constantes que en el caso de x_f^* dependen de las propiedades de los granos y de la configuración inicial. Las mismas relaciones fueron encontradas para flujos axisimétricos donde el colapso ocurre bidireccionalmente (Lajeunesse et al., 2004; Lube et al., 2004; Roche et al., 2011). En general, los experimentos muestran que el parámetro Λ_1 depende de las características del material sólido y que n_1 es igual a 1 para valores pequeños de r , típicamente menores a 1.6-3, indicando que el alcance del flujo es proporcional a la altura inicial de la pila. Para valores mayores de r , n_1 es menor que 1. Sin embargo, n_1 se aproxima 1 a medida que el ancho del canal se agranda haciendo que los efectos de las paredes se tornen más débiles (Balmforth & Kerswell, 2005).

Mangeney et al. (2000) derivaron una expresión analítica para el caso del colapso de una pila infinitamente larga ($r \rightarrow 0$) sobre un plano inclinado asumiendo un esfuerzo de corte basal del tipo Columbico, y que la pendiente, θ , es mayor al ángulo de fricción interna del material, ϕ_{int} (cercano al ángulo de reposo bajo un régimen cuasiestático). Ellos encontraron que la posición del frente x_f varía inversamente con $(\tan \phi_{int} - \tan \theta)$. Siguiendo la misma línea, Hogg (2007) encontró que el alcance de los depósitos en flujos con pendientes depende del número adimensional ϵ .

$$\epsilon = \frac{\tan(\phi_{int}) - \tan(\theta)}{r} \quad (2.69)$$

Notar que ϵ se aproxima a cero cuando el ángulo de la pendiente se acerca al ángulo de reposo del material. Mangeney et al. (2010) muestran que para razones de aspecto pequeñas ($r = 0.7$) y ángulos de la pendiente mucho menores al ángulo de fricción interna el alcance del flujo sigue la relación:

$$\frac{x_f}{H_0} = \frac{2k_1}{\tan(\phi_{int}) - \tan(\theta)} \quad (2.70)$$

Donde k_1 es la misma constante presentada en la ecuación (2.58). Notar que la ecuación anterior, se puede expresar en función de la razón de aspecto r .

$$x_f^* = \frac{2k_1 r}{\tan(\phi_{int}) - \tan(\theta)} = \frac{2k_1}{\epsilon} \quad (2.71)$$

Para la altura máxima de la cola del depósito, h_f , Mangeney et al. (2010) utilizan la solución semi analítica encontrada por Hogg (2007).

$$\frac{h_f}{H_0} = \beta \left(\frac{\tan \phi_{int} - \tan \theta}{r k_1} \right)^{2/3} \quad (2.72)$$

Donde β es un parámetro determinado empíricamente. Lube et al. (2011) extendieron estos resultados para colapsos de pilas con razones de aspecto mayores, encontrando que existen dos regímenes para razones de aspecto bajas y altas al igual que lo expuesto para colapsos en fondos horizontales. Particularmente, el alcance del flujo con razones de aspecto elevadas sigue una ley de potencia:

$$x_f^* = \frac{2k_1 r^{2/3}}{\tan(\phi_{int}) - \tan(\theta)} \quad (2.73)$$

Dado que Lube et al. (2011) hicieron sus experimentos con un reservorio de con fondo horizontal, encontraron una expresión para $h_f - x_0 \tan(\theta)$.

$$\frac{h_f - x_0 \tan(\theta)}{x_0} = \frac{r^{2/5} (\tan \phi_{int} - \tan \theta)^{3/5}}{\tan \phi_{int}^{3/5}} \quad (2.74)$$

Notar que cuando la pendiente, se aproxima al ángulo de fricción del material, el depósito dentro tiene una altura máxima igual a la proyección de la pendiente sobre la pared trasera. Crosta et al. (2015) mediante simulaciones numéricas, encontró que cuando el reservorio está horizontal y la pendiente del canal se acerca a la del ángulo de reposo del material, la altura máxima en el reservorio h_f no depende de la razón de aspecto inicial.

Mangeney et al. (2010) y Lube et al. (2011) dan cuenta de que las leyes de escalamiento mostradas en las ecuaciones (2.71) y (2.73) no se cumplen cuando la pendiente del fondo se hace más grande y se aproxima al ángulo de fricción interna. En estas condiciones, observaron que después de la fase desaceleración del flujo (ver Figura 2.16) una pequeña y delgada porción de la avalancha continúa avanzando a baja velocidad. Dicho efecto fue detallado por Farin et al. (2014) y determinaron que la delgada capa que escapa del cuerpo principal se mueve lentamente y que sólo se observa cuando $\theta \geq \phi_{int}/2$ aproximadamente. El alcance de estos flujos no sólo depende de la

diferencia entre el ángulo de fricción y la pendiente, sino que también depende del volumen inicial que es liberado al canal. Dicho comportamiento también fue observado en los experimentos dam-break con partículas finas de Chédeville & Roche (2015).

2.6.3 Rol de la fluidización inicial.

Diversos estudios experimentales en colapsos tipo dam-break sobre un plano horizontal se han llevado a cabo en donde la pila se somete inicialmente a una fluidización por inyección de aire desde el fondo (Montserrat et al., 2016; Roche, 2012; Roche et al., 2004, 2008, 2010, 2011). Todos estos estudios están de acuerdo en que la fluidización inicial en el reservorio brinda mayor movilidad a los flujos obteniéndose depósitos más esbeltos y alargados. En particular, Montserrat et al. (2016) llevaron a cabo experimentos con partículas finas ($d = 75 \mu m$) pertenecientes al grupo A según la clasificación de Geldart (1973), con diferentes grados de fluidización inicial β_0 que se define como:

$$\beta_0 = \frac{P_0}{P_L} \quad (2.75)$$

Donde P_0 es la presión de poros en el fondo del reservorio y P_L es la presión debido al peso de la pila. En experimentos inicialmente no fluidizados ($\beta_0 = 0$), encontraron que el parámetro Λ_1 de la ecuación (2.67) es igual a 2.81, valor 80% mayor que los reportados en experimentos con partículas más gruesas por Lube et al. (2005) concluyendo que flujos compuestos por partículas más finas tienen mayores alcances que los compuestos por partículas más gruesas. La explicación de dicho fenómeno se debe a la capacidad que tienen las partículas finas de autofluidización durante el colapso de la columna. Mediciones en la presión de poros en el fondo del canal reportan valores de autofluidización del 16% del peso del flujo. Por otro lado, cuando $\beta_0 > 0$, muestran que el alcance del flujo se puede expresar como una función lineal de $\beta_0 x_d$, donde x_d es el alcance del flujo de la contraparte inicialmente no fluidizada. Cuando $\beta_0 < \beta_{0c}$ (siendo β_{0c} el grado de fluidización en el cual la columna comienza a expandirse) la constante de proporcionalidad vale aproximadamente 1.5, mientras que cuando $\beta_0 > \beta_{0c}$ la constante aumenta a 2.0-2.5. El aumento en el alcance de los flujos inicialmente fluidizados sin expandir se explica por la reducción de fricción Coulombica que implica la presión de poros por sobre la atmosférica. Por otro lado, el explosivo aumento del alcance cuando la pila se expande puede deberse a múltiples factores, entre ellos que el tiempo de difusión en columnas expandidas aumenta (Montserrat et al., 2012) debido a la compresión que sufren los poros y que la fricción Coulombica disminuye cuando la concentración de sólidos disminuye.

Recientemente, estudios numéricos han intentado simular el comportamiento de los flujos inicialmente fluidizados en planos horizontales (Breard et al., 2019b; Gueugneau et al., 2017). Gueugneau et al. (2017) modelaron el colapso de una pila inicialmente fluidizada de sedimentos finos utilizando las ecuaciones de Saint-Venant asumiendo que los esfuerzos basales son de fricción reducidos por la sobre presión de poros. En el caso de la presión de poros, asumieron un modelo en el cual la presión se advecta en la dirección del flujo y difunde en la dirección normal, similar al modelo de Iverson & Denlinger (2001). Su modelo predice de manera correcta las formas finales de los depósitos, sin embargo, un ajuste del coeficiente de difusión es necesario el cual no necesariamente podría ser cierto dado que en estos tipo de flujos se ha observado presiones de poros por debajo de la atmosférica (Roche, 2012; Roche et al., 2010a, 2013). Iverson & Denlinger (2001) mencionan que cuando esto ocurre, el modelo de difusión lineal de presión de poros no es capaz de representar dicho fenómeno.

2.6.4 Variaciones de la presión de poros.

Como ya se ha mencionado, la influencia de la presión de poros del gas intersticial es mínima en flujos con granos de diámetros relativamente grandes, debido a su gran permeabilidad ($\propto d_p^2$) (denominados avalanchas ideales por Savage en 1984). Contrariamente, en flujos de partículas muy finas, la presión de poros sí juega un rol importante, sobre todo en los mecanismos de reducción de fricción Coulombica.

La influencia de la fluidización inicial en la forma de los depósitos ya fue mencionada en la sección anterior, por lo que en esta sección se muestran únicamente formas y resultados acerca de la presión generada en el fondo del canal por el paso del flujo.

Roche et al. (2010) realizaron experimentos tipo dam-break en fondo liso sin pendiente con partículas de vidrio finas ($d_{50} = 75 \mu m$) tipo A según la clasificación de Geldart (1973). Utilizando sensores de presión y placas porosas, midieron la variación de presión de poros (respecto a la atmosférica) en el fondo del canal durante el movimiento del flujo en experimentos inicialmente fluidizados y no fluidizados. Los experimentos inicialmente fluidizados se fluidizaron de forma continua, es decir, la inyección de aire no se cortó cuando comenzó el experimento. En la Figura 2.19 se muestran las presiones de poros observadas en un experimento no fluidizado y otro fluidizado a la velocidad burbujeante del lecho.

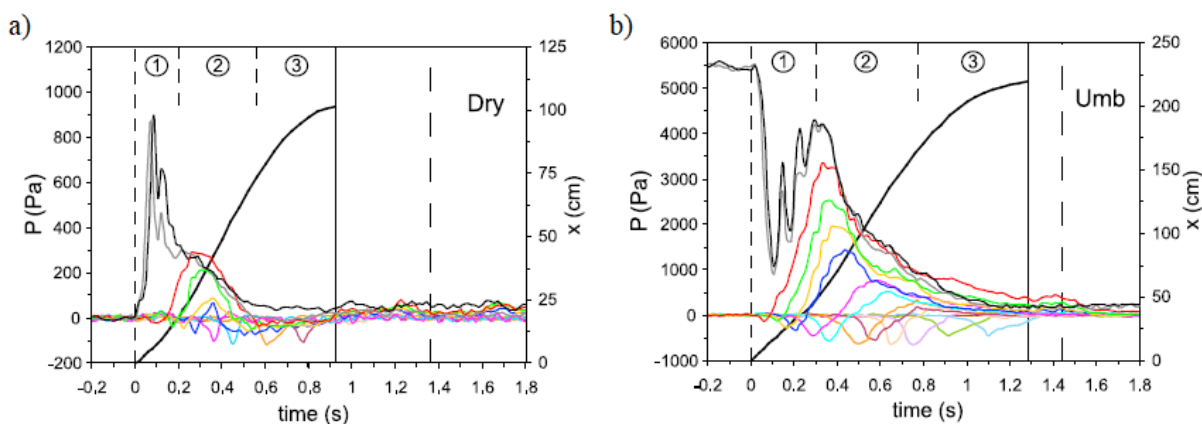


Figura 2.19: Variación de la presión de poros temporal y longitudinalmente (Roche et al., 2010). a) experimento inicialmente no fluidizado y b) experimento inicialmente fluidizado a la velocidad burbujeante (la fluidización no fue cortada al momento de abrir la compuerta). Los colores denotan la posición del sensor a partir de la compuerta. Negro y gris sensores ubicados en el reservorio a -12.5 cm y -7.5cm. En el canal, Rojo: 5cm, Verde: 10 cm, Mostaza: 15 cm, Azul: 20 cm. Fucsia: 30 cm, Cian: 40, Anaranjado: 60 cm, Morado: 80 cm, Rosado pastel: 100 cm, Morado pastel: 120 cm, Verde pastel: 150 y celeste pastel: 180 cm. La línea negra y más gruesa denota la posición del frente y los números 1, 2 y 3 las fases de aceleración, velocidad constante y desaceleración respectivamente demarcadas con las líneas segmentadas verticales (Roche et al., 2010).

Respecto a la presión de poros en el reservorio en pilas inicialmente fluidizadas (Figura 2.19 b)), la señal presenta una abrupta caída en el momento en que la compuerta se abre. Roche et al. (2010) explican que dicha caída surge a partir de que la matriz granular que compone la pila se expande para poder moverse, aumentando el volumen de los poros y reduciendo su presión. Luego la señal de presión aumenta fluctuantemente debido a contracciones y dilataciones sucesivas producto del colapso de la columna. Roche et al. (2010) remarcan que el aumento de la presión no solo se debe a la contracción de los poros, sino que también al movimiento descendente de los granos relativo al aire cuando la columna colapsa. Por otro lado, Roche et al. (2010) observaron que incluso pilas

inicialmente no fluidizadas producen exceso de presión de poros en el reservorio, fenómeno que denominaron como autofluidización (del 16% aproximadamente) como se muestra en la Figura 2.19 a). La causa de la autofluidización la atribuyen únicamente al movimiento descendente de los granos respecto al aire, dado que como el flujo no se encuentra inicialmente expandido, es muy poco probable que los poros sufran una contracción importante.

De acuerdo con Roche et al. (2010), la sobrepresión que se genera producto del movimiento relativo descendente de los granos se puede expresar en términos de la densidad de la mezcla ρ_m y la velocidad descendente de la superficie libre de la pila U_c durante su colapso:

$$P_e = \rho_m U_c^2 \quad (2.76)$$

Con respecto a las señales de presión capturadas a lo largo del canal, Roche et al, (2010) observaron que estas presentan inicialmente una subpresión en los casos fluidizados y no fluidizados seguida de una sobrepresión que luego se disipa como se muestra en la Figura 2.20. Sin embargo, reportan que, para experimentos inicialmente no fluidizados, en posiciones cerca de la compuerta, la señal de presión vuelve a presentar subpresión luego de la sobre presión. De los gráficos de la Figura 2.19, se observa la mínima subpresión disminuye a medida que la velocidad del frente lo hace y la sobrepresión máxima decrece a medida que el frente se aleja de la compuerta.

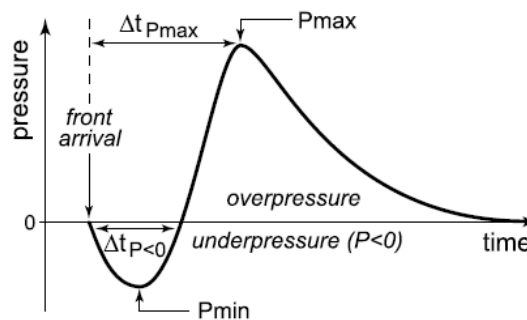


Figura 2.20: Esquema señal de presión de poros en función del tiempo en el canal (Roche et al., 2010).

Para explicar la primera subpresión observada, Roche et al. (2010) recurren a un modelo basado en el teorema de Bernoulli desarrollado por McElwaine (2005) el cual predice la presión en el fondo de un canal por donde se mueve una corriente de gravedad invíscida. Mediante el ajuste del modelo a sus mínimas presiones, determinaron que la subpresión del flujo depende de la velocidad basal del flujo. Sin embargo, reportaron que, para flujos con condiciones similares, la subpresión también depende del grado de fluidización inicial, en particular, flujos inicialmente fluidizados tienen menores subpresiones. Mencionan también, que la subpresión en la cabeza del flujo puede deberse a la dilatación de los poros debido a que el frente se estira continuamente. Por otro lado, la segunda fase de subpresión observada en flujos inicialmente no fluidizados es explicada por la dilatancia de Reynolds que sufren los poros a medida que el flujo se mueve.

La sobrepresión observada en el canal se debe a la advección de la presión generada en el reservorio. La disminución de ésta a medida que el flujo avanza por el canal se debe al proceso de difusión de la presión de poros. Dicho esto, la señal de presión de poros, en este tipo de experimentos, se puede entender como una suma donde actúan variados mecanismos como la advección, difusión, dilatación y contracción de poros y efectos aerodinámicos (McElwaine & Nishimura, 2001; McElwaine, 2005; Turnbull & McElwaine, 2010).

Roche (2012) realizó experimentos de colapso en fondo liso y horizontal y experimentalmente evidenció que la máxima subpresión es proporcional con el cuadrado de la velocidad del frente y reafirmó lo dicho por Roche et al. (2010), que dicha proporcionalidad depende del grado de fluidización, como lo muestra la Figura 2.21 a). La misma proporcionalidad fue obtenida por Roche et al. (2013).

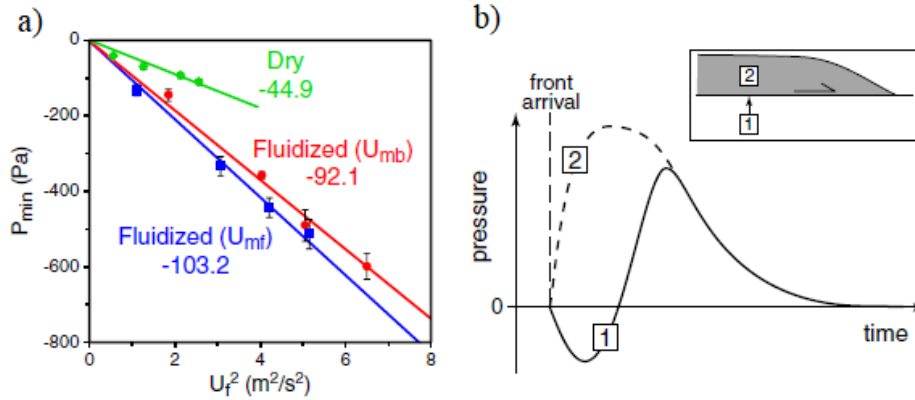


Figura 2.21: a) Presión mínima como una función del cuadrado de la velocidad del frente durante la fase de velocidad constante. b) 1. Esquema de presión de poros medida en el experimento y 2. Posible presión de poros dentro de la columna.

Roche et al. (2008) observaron que los flujos inicialmente expandidos se comportan de manera similar a flujos gravitacionales inerciales en los cuales la inercia se equilibra con los gradientes de presión motriz (gravedad y presión), explicando que dicho comportamiento se debe al debilitamiento de las cadenas friccionales y amortiguamiento de las colisiones producto de la presión de poros por sobre la hidrostática. Por lo tanto, Roche et al. (2012) afirma que, debido a ese comportamiento, no es posible que la cabeza del frente este completamente en subpresión y propone que la subpresión del frente solo se observa localmente en una delgada zona entre el flujo y el fondo del canal, y que más arriba el flujo se transporta con presiones sobre la hidrostática como se observa en la Figura 2.21 b). Sin embargo, esta afirmación es sólo una suposición debido a que, hasta el día de hoy, las mediciones de presión de poros se remiten únicamente a mediciones en el fondo, mientras que la medición de presiones de poros dentro del flujo sigue siendo un desafío.

Breard et al. (2019b) modelaron experimentos tipo dam-break en fondo horizontal compuesto por partículas finas ($d_{50} = 75 \mu m$) de vidrio, utilizando el modelo MFIX 2D, el cual es un modelo multifásico para corrientes concentradas que trata la fase sólida y líquida como medios continuos. Ellos pudieron simular de manera correcta el colapso de la columna. Sin embargo, este modelo no predice la subpresión observada en el frente. Siguiendo la línea de Roche (2012), ellos dicen que la subpresión registrada en el fondo del flujo se debe a la velocidad basal de deslizamiento de los granos y solo se observa en una delgada franja entre el fondo y el flujo. Para representar la subpresión observada en el frente ellos generan series sintéticas de la presión de poros en la base señalando que éste es una suma de la presión estática con la dinámica.

$$P_{basal} = P_G + P_{dinámica} = P_G - \frac{1}{2} \rho_b v_{slip}^2 \quad (2.77)$$

Donde P_G es la presión de poros al interior del flujo (por encima de la delgada franja) que es una de las salidas de su modelo, ρ_b y v_{slip} es la densidad y velocidad basal del flujo respectivamente.

El modelo logra representar de buena manera la posición del frente, sin embargo, no predice muy bien la subpresión del flujo.

Por otro lado, se debe mencionar nuevamente los experimentos realizados por McElwaine & Nishimura (2001), en los cuales, ajustaron un modelo para el frente del flujo, donde la caída de presión de poros al interior del frente se debe a la fuerza de arrastre cuando el aire pasa a través de éste, como lo muestra el esquema de la Figura 2.10. Sin embargo, como mencionan avalanchas Chedeville & Roche (2015), este fenómeno no ocurriría en todos los flujos. Ellos comentan que el paso de aire entre las partículas del frente de la avalancha tiene lugar cuando el flujo tiene baja concentración de sólidos (flujos no tan densos) y/o una gran velocidad de flujo, si existe un cambio brusco en la pendiente o un obstáculo.

Chédeville & Roche (2015) realizaron experimentos dam-break con partículas finas con pendientes de fondo entre 0 y 30°. Sus resultados en fondo liso muestran que a medida que la pendiente aumenta, la subpresión crece, mientras que, la sobrepresión solo se observa en posiciones cercanas a la compuerta (10 cm) y de baja magnitud (<60 Pa). En posiciones más lejanas, la señal de presión es únicamente negativa (incluso para experimentos inicialmente fluidizados) y su duración crece (tiempo que tarda en retornar nuevamente a la presión atmosférica) a medida que se mide en posiciones más lejanas de la compuerta y cuando la pendiente crece. Una característica importante en los resultados de la presión de poros y que no es discutida es la variación longitudinal de la presión mínima a lo largo del canal, como se muestra en la Figura 2.22. En particular se puede observar que el mínimo de la presión de poros es menor en posiciones intermedias, dicha característica también se presenta en los experimentos con fondo rugoso que realizaron.

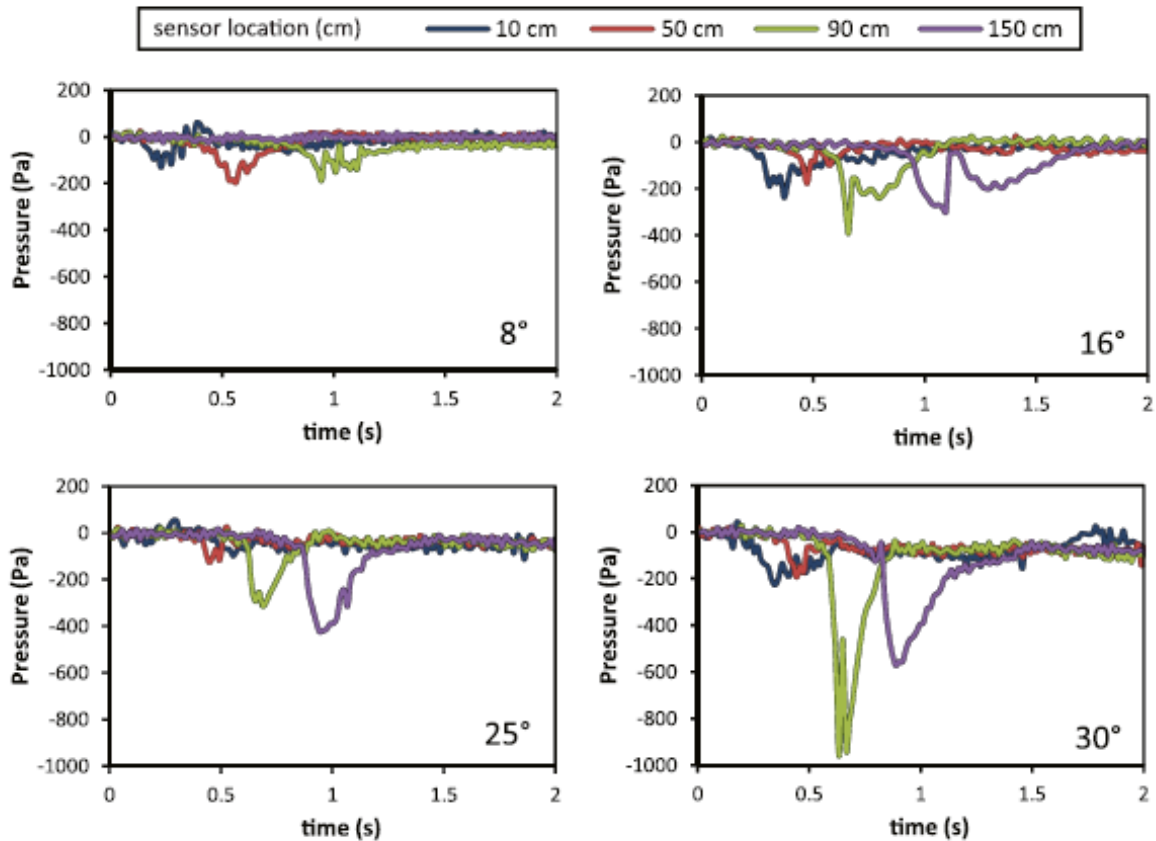


Figura 2.22: Mediciones de la presión de poros en pilas inicialmente no fluidizadas en fondo liso con diferentes pendientes de fondo del canal. Los colores indican la posición del sensor a la compuerta del reservorio (Chédeville & Roche, 2015).

2.6.5 Rol de la rugosidad del fondo.

Lajeunesse et al. (2004) realizaron experimentos de colapso axisimétrico en un plano horizontal con partículas gruesas de diámetro medio $350 \mu\text{m}$. Sus configuraciones experimentales comprenden diferentes rugosidades del fondo y razones de aspecto. Ellos encontraron que la rugosidad del fondo no juega un papel relevante en el colapso cuando la razón de aspecto es pequeña ($r = 0.41$). Sin embargo, cuando la razón de aspecto es mayor, la forma de los depósitos varía con la rugosidad, pero sorprendentemente, el alcance del colapso no varía. Los mismos resultados fueron apreciados por Lube et al. (2004) quienes realizaron experimentos de colapso axisimétrico pero con diferentes granos de tamaños relativamente grandes (arroz, azúcar, cuscús y arena) y diferentes rugosidades. Sus experimentos muestran que la rugosidad del fondo no influye en el alcance del flujo debido a que existe una delgada capa que se deposita por debajo del flujo y permite que el cuerpo se transporte sobre ésta. Dichos resultados fueron ratificados más tarde con experimentos de colapsos unidireccionales (Lube et al., 2005).

Por otro lado, Chedeville & Roche (2014) estudiaron el rol de la rugosidad del fondo, pero esta vez con flujos constituidos por partículas finas ($d_{50} = 80 \mu\text{m}$) tipo A según la clasificación Geldart (1973), sobre un fondo horizontal con diferentes rugosidades. Ellos encontraron que el alcance de los flujos sobre un fondo rugoso aumenta a medida que la rugosidad lo hace, sin embargo, cuando la rugosidad sobrepasa los 3 mm de diámetro, el alcance del flujo disminuye. De acuerdo con la cinemática del frente del flujo, Chedeville & Roche (2014) mencionan que las

etapas de aceleración y velocidad constante no difieren mucho con fondo rugoso y liso, sin embargo, la principal diferencia recae sobre la fase de desaceleración la cual se prolonga cuando el fondo tiene rugosidad. Además, agregan un parámetro adimensional al problema:

$$R_0 = \frac{h}{d_0} \quad (2.78)$$

Donde h es el espesor del flujo y d_0 es la rugosidad del fondo. Morfológicamente, el incremento del alcance de los flujos se debe a la cabeza del flujo conformada por una delgada capa que escapa del cuerpo principal, la cual se muestra dentro de la casilla roja en la Figura 2.23.

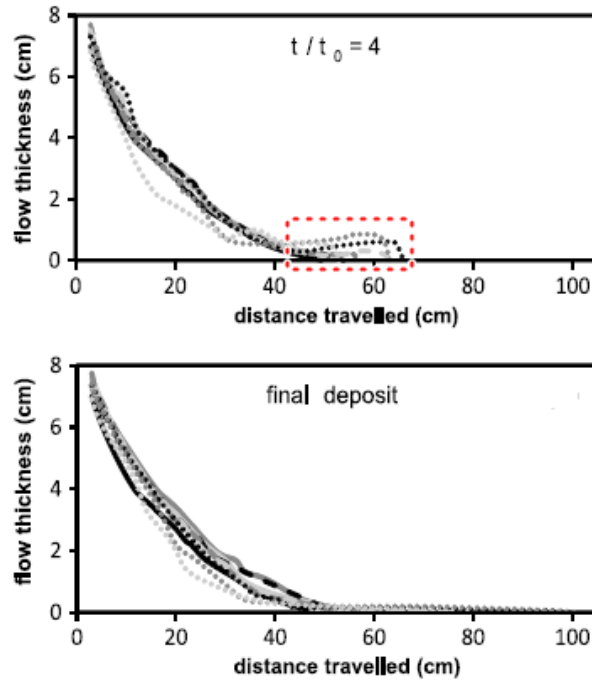


Figura 2.23: perfil de flujo en $t^* = 4$ y su depósito final para un flujo inicialmente no fluidizado con fondo rugoso de 3 mm. Los diferentes trazos representan distintas rugosidades del fondo (Chédeville & Roche, 2014).

Por otro lado, experimentos con partículas más gruesas ($d_{50} = 350 \mu\text{m}$), las cuales no se pueden fluidizar fácilmente debido a su gran permeabilidad, muestran que el alcance de los flujos sobre fondo liso era mayor que en los fondos rugosos y que el alcance es independiente del tamaño de la rugosidad. Junto con lo anterior, Chédeville & Roche (2014) midieron la presión de poros basal en los experimentos y encontraron que incluso los experimentos inicialmente no fluidizados, la cabeza del frente tenía un grado de fluidización cercano al 70% en posiciones lejanas a la compuerta. Además, como lo muestra la Figura 2.24, la rugosidad del fondo modifica la señal de presión, reduciendo la subpresión característica del frente y aumentando la sobrepresión del cuerpo en flujos inicialmente fluidizados y no fluidizados.

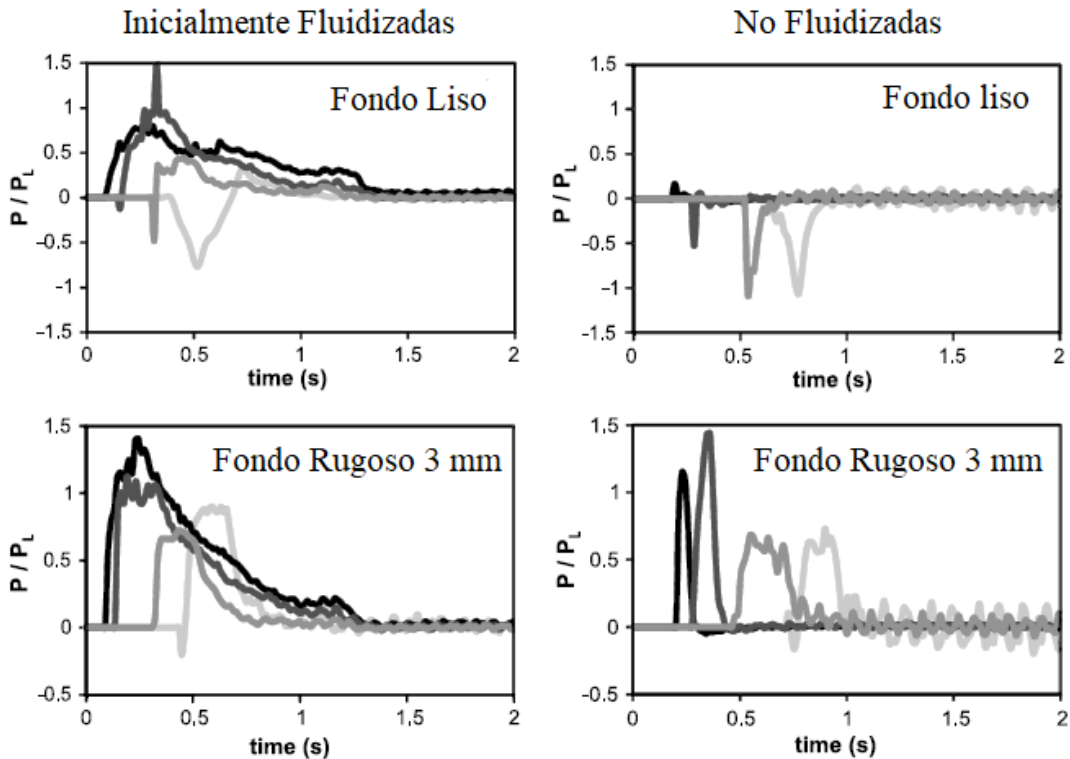


Figura 2.24: Señal de presión para experimentos en fondo liso y rugoso para flujos inicialmente fluidizados (columna izquierda) y no fluidizados (columna derecha). Las líneas desde la más oscura hasta la más clara son las mediciones de presión de poros a 10 cm, 20 cm, 50 cm y 80 cm de la compuerta del reservorio (Chedeville & Roche, 2014).

Con esto, ellos proponen que el aumento de los alcances en flujos con partículas finas se debe a un mecanismo de autofluidización de la cabeza del flujo. La percolación de los granos finos entre los espacios de las rugosidades del fondo, producen el desplazamiento ascendente del aire. Este movimiento de aire y fluidiza solamente la parte delantera del flujo, dado que cuando el cuerpo del flujo pasa, los espacios ya fueron rellenos y no hay aire que desplazar.

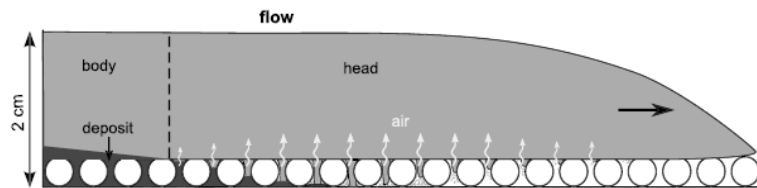


Figura 2.25: Esquema del mecanismo de autofluidización debido a la rugosidad del fondo en flujos con partículas finas (Chedeville & Roche, 2014).

Chédeville & Roche (2015) extendieron sus resultados en fondo plano a colapsos con fondo inclinado y rugoso. En sus experimentos con fondos inclinados entre 0 y 30° encontraron presente el mismo mecanismo de autofluidización, con grados de fluidización por sobre el 75%, obteniéndose alcances 2 veces mayores que su contra parte con fondo liso. Sin embargo, sobre una pendiente de 12° este mecanismo se torna menos efectivo lo cual puede deberse a: 1) la autofluidización puede reducirse en pendientes mayores, 2) la continua deposición de material entre los espacios de los poros del fondo puede reducir la masa en movimiento cuando los alcances

del flujo son largos y 3) el incremento de los esfuerzos dispersivos entre partículas del flujo y el fondo, lo cual puede disipar una mayor cantidad de energía que en un fondo liso.

Otra característica importante es que las señales de presión de poros obtenidas por Chedeville & Roche (2015), incluso en inclinaciones de 30° , muestran sobrepresión cuando el fondo es rugoso (ver Figura 2.26). En flujos inicialmente no fluidizados, comparando señales de presión en flujos en fondo liso (Figura 2.24) y rugoso (Figura 2.26), evidenciaron que la presencia de la rugosidad del fondo acorta la duración de la subpresión y disminuye su magnitud. Además, la rugosidad del fondo genera sobrepresiones (las cuales no fueron observadas en fondo liso) que pueden llegar soportar el total del peso del flujo. Respecto al caso de experimentos inicialmente fluidizados, la magnitud de la subpresión es mayor que su contraparte no fluidizada, al igual que sus resultados en fondo liso.

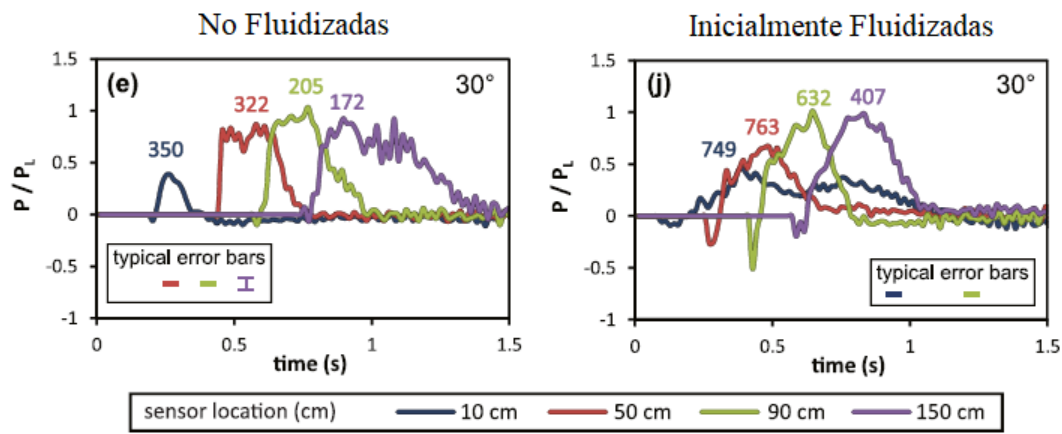


Figura 2.26: Señal de presión para flujos no fluidizados y fluidizados sobre una superficie rugosa de 3 mm con inclinación de 30° (Chedeville & Roche, 2015).

2.6.6 Rol de la porosidad inicial del reservorio.

La porosidad y configuración inicial de los granos de un suelo podría jugar un rol importante en el movimiento y dinámica de un flujo granular (Gabet & Mudd, 2006; Goren et al., 2010; Henderson, 2016; Iverson et al., 2000). Como se explicó en la sección 2.4.3, suelos inicialmente sueltos (poco compactos) tienden a generar avalanchas con grandes aceleraciones, debido al aumento de la presión de poros (y consigo la disminución de la fricción) generada por el colapso de la matriz de granos. Por otro lado, los suelos que se encuentran inicialmente compactos tienden a tener una baja movilidad, debido a que, la matriz debe vencer los efectos dilatantes y el gradiente inverso de presión que ayuda a sostener la matriz, para poder deformarse.

Rondon et al. (2011) llevaron a cabo experimentos tipo dam-break en un plano horizontal con partículas de vidrio de diámetro medio $225 \mu\text{m}$ inmersas en un fluido viscoso compuesto de una mezcla de agua y aceite de Ucon, generando mezclas con una viscosidad de 12 y $23 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$. Ellos encontraron que cuando la pila se encontraba inicialmente densa, el colapso de ésta sólo ocurría en la superficie y el flujo tenía cortos alcances, mientras que cuando ésta se encontraba inicialmente suelta, toda la columna se movía y el flujo viajaba mayores distancias (ver Figura 2.27 izquierda). Mediante mediciones de la presión de poros en la base de la pila durante su colapso, observaron que las pilas inicialmente densas producían presiones por debajo de la hidrostática, mientras que los suelos inicialmente sueltos generaban presiones por sobre la hidrostática (ver Figura 2.27 derecha). En particular encontraron comportamientos contractantes

(que generan sobrepresión) para concentraciones de sólidos menores a 0.58 y dilatantes (que generan subpresión) para valores mayores.

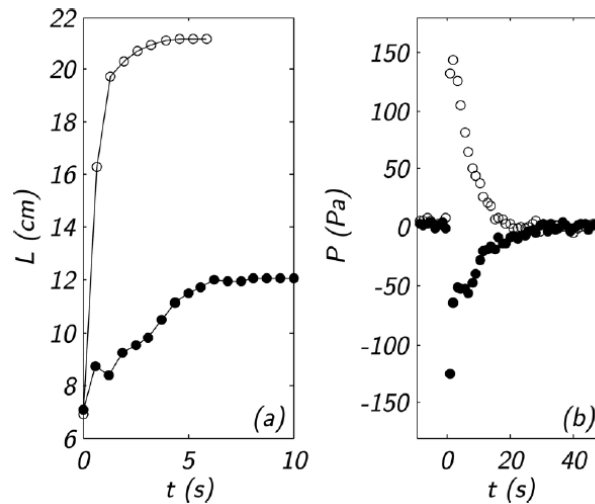


Figura 2.27: Izquierda: posición del frente para experimentos de pilas inicialmente suelta (○) y compactada (●). Derecha: Señal de presión de poros en la base del reservorio correspondientes a los experimentos del gráfico de la izquierda (Rondon et al., 2011).

Comportamientos similares a los experimentos de Rondon et al. (2011) fueron encontrados por Villegas et al. (2017) en colapsos tipo dam-break con partículas finas ($d_{50} = 80 \mu m$) inmersas en aire en un fondo horizontal. Se registraron los alcances de los flujos y se registró la variación de la presión de poros (respecto a la atmosférica) en el fondo de la columna durante su colapso. El grado de expansión o compactación del suelo lo expresaron como la razón entre la densidad de la mezcla inicial, ρ y la densidad mezcla suelta de referencia, ρ_i , que es la resultante después de haber fluidizado la pila. Cuando $\rho/\rho_i < 1$, la columna se encuentra inicialmente compacta. Si $\rho/\rho_i \approx 1$, la columna se encuentra inicialmente no compactada. Respecto al alcance de los flujos, encontraron que hay una relación creciente con el grado de compactación, como se muestra en la Figura 2.28. En sus experimentos, registraron alcances adimensionales 3.5 veces mayores en columnas inicialmente no compactadas ($\rho/\rho_i \approx 1$) con respecto a las columnas más compactadas ($\rho/\rho_i \approx 0.94$). Otro aspecto importante de la investigación realizada por Villegas et al. (2017) fue la realización de colapsos en condiciones de vacío, inhibiendo así la generación de presión de poros durante la falla y propagación del flujo. Ellos encontraron que el alcance de los flujos no variaba significativamente con el grado de compactación cuando éste se encontraba en condiciones de vacío, validando el mecanismo de retroalimentación de la presión de poros.

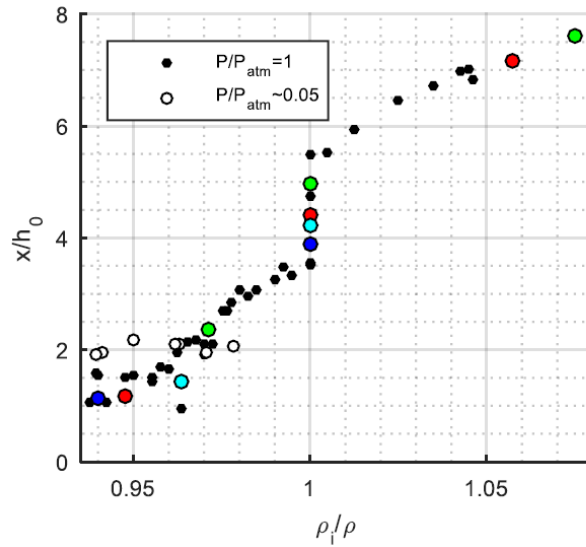


Figura 2.28: Alcance adimensional del flujo en función de grado de compactación inicial de la pila. La curva formada por los marcadores negros se compone de 3 secciones. 1) $\rho_i/\rho \leq 1$ y $x/h_0 \leq 3.5$ son experimentos inicialmente compactados. 2) $\rho_i/\rho = 1$ y $3.5 \leq x/h_0 \leq 5.5$ son experimentos con la columna inicialmente fluidizada, pero sin llegar al punto de expansión. 3) $\rho_i/\rho > 1$ y $x/h_0 > 5.5$ son experimentos con la columna inicialmente fluidizada con diferentes grados de expansión. Los marcadores blancos son experimentos realizados al vacío, en condiciones de presión de $\sim 4\%$ de la presión atmosférica (Villegas et al., 2017).

Por otro lado, observaron comportamientos dilatantes (presiones de poros con valores bajo la presión atmosférica) para grados de compactación menores a 0.94 y comportamientos contractantes (presiones de poros sobre la presión atmosférica) para valores mayores a 0.96. Entre ambos umbrales se observó una combinación de ambos comportamientos como lo muestra la Figura 2.29.

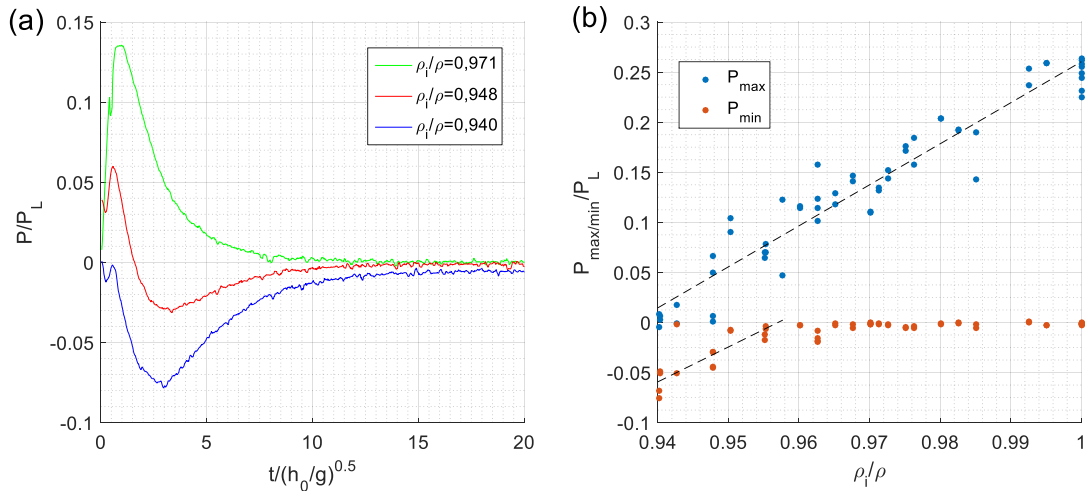


Figura 2.29: (a) Señal de presión de poros adimensionalizada por $\rho g H_0$ medida en la base de la columna durante su colapso para: verde: suelo inicialmente suelto, rojo: suelo con mediana compactación y azul: suelo con alto grado de compactación. (b) Máximos y mínimos de la señal de presión en función del grado de compactación (Villegas et al., 2017).

Rondon et al. (2011) compara sus experimentos inmersos en un fluido viscoso con experimentos subaéreos indicando que en éstos últimos la porosidad inicial no afecta en demasía. Sin embargo,

estos resultados se contraponen a los de Villegas et al. (2017), lo cual se debe a que Rondon et al. (2011) utilizaron partículas más gruesas para sus experimentos. Esto da para pensar que lo que realmente podría modular el efecto de la porosidad inicial es el coeficiente de difusión de la presión de poros. Sin embargo, la mecánica completa del colapso de la pila aun no es completamente entendida (Wang et al., 2017).

El efecto de la presión de poros en el colapso de pilas fue estudiado además por medio de simulaciones numéricas del inicio del colapso de la avalancha (Mutabaruka et al., 2014) y simulaciones numéricas del desarrollo completo desde el colapso de la pila hasta su deposición (Fern & Soga, 2016; Kumar et al., 2017; Savage et al., 2014; Yang et al., 2018) acompañadas por su validación experimental (Wang et al., 2017). Sus resultados muestran dos regímenes: 1) régimen suelto donde la pila falla instantáneamente y 2) un régimen denso donde la falla de la pila se retrasa por efecto de la dilatación de los poros. Los estudios indican que el retraso en la falla de los suelos densos está asociado a esfuerzos de arrastre Darcianos y al gradiente de presiones, el cual apunta hacia fuera de la pila (y en consecuencia la fuerza de arrastre apunta hacia el interior de la pila) y al aumento de la fricción efectiva producto del ángulo de dilatancia y a la subpresión generada por la dilatación de los poros (ver ecuación (2.4)). El efecto de la presión de poros sobre los esfuerzos de fricción fue propuesto por Iverson (2000) como el mecanismo de retroalimentación de la presión de poros como ya se ha mencionado.

Wang et al. (2017) realizó y modeló experimentos tipo dam-break en plano horizontal con partículas de vidrio de diámetro d_s de 300 mm, sumergidos en diferentes fluidos ambientes: aire, agua y una mezcla de glicerina con agua ($\mu_f = 12 \times 10^{-3} Pa \cdot s$). Mediante simulaciones numéricas de su modelo, observaron que cuando una columna no compactada ($\varphi_s = 0.55$) colapsa, grandes presiones de poros se generan en la base de la columna. Cuando la columna está inicialmente compacta ($\varphi_s = 0.6$), observaron presiones de poro menores que la hidroestática, debido a la dilatación de los poros para alcanzar el estado de concentración de equilibrio. Respecto a la viscosidad del fluido ambiente, Wang et al. (2017) determinaron que mientras mayor es la viscosidad, el colapso demora mayor tiempo, debido a la baja permeabilidad del fluido y la lenta disipación de la presión de poros. Con esto, ellos dicen que otro parámetro que controla el colapso de la columna es la conductividad hidráulica del fluido en el medio poroso. La conductividad hidráulica, K , la define como:

$$K = \frac{\rho_f g}{\mu_f} \cdot k \quad (2.79)$$

Donde k es la permeabilidad del medio poroso, la cual depende de la concentración volumétrica de los sólidos, φ_s (ver ecuaciones (2.44) y (2.45)). Mientras menor sea la conductividad hidráulica en el medio, el efecto de la concentración inicial de sólidos en columna será mayor. Para sus experimentos estimaron conductividades hidráulicas de 5×10^{-4} y $5 \times 10^{-5} m \cdot s^{-1}$ para flujos sumergidos en agua y la mezcla de glicerina.

Kumar et al. (2017) realizaron experimentos numéricos en 2 dimensiones para determinar el efecto de la concentración de sólidos inicial de la columna. La configuración experimental es un colapso tipo dam-break sumergido en agua en un canal inclinado en varias pendientes (0° , 2.5° , 5.0° y 7.5°). El fondo del reservorio tiene la misma inclinación del canal. En sus experimentos compactados inicialmente ($\varphi_s = 0.83$), encontraron presión de poros bajo la hidrostática en el plano de falla de la columna durante el comienzo de su deformación. Además, mientras mayor es la pendiente del canal, mayor es la magnitud de la subpresión en el plano de falla. Por otro lado, realizaron experimentos con las mismas condiciones de antes, pero con una concentración inicial de sólidos más baja ($\varphi_s = 0.79$). Estos flujos resultaron tener un mayor alcance que su contraparte

más densa. La Figura 2.30 muestra la posición del frente durante la fase de inicio del flujo (aceleración) para diferentes pendientes, estados iniciales de compactación de la columna sumergidas en agua. Los flujos inicialmente densos tienen una menor velocidad de propagación del frente debido a diferencias en la fase de iniciación de la avalancha como se muestra en la Figura 2.30. Para todas las inclinaciones, el frente de la columna inicialmente no compactada evoluciona más rápido que su contraparte inicialmente compactada (densa). Este comportamiento lo atribuyen a la generación de subpresión en la falla de la columna densa, como ya se ha mencionado.

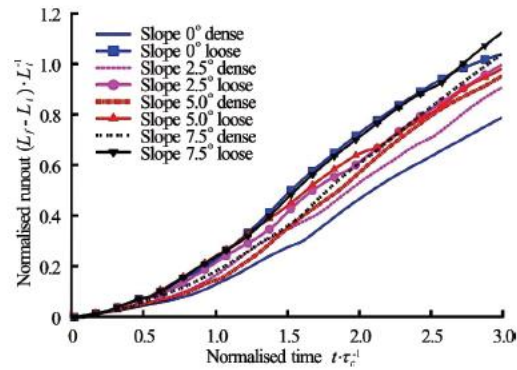


Figura 2.30: Resultado de las simulaciones de la posición de la frente normalizada (simulada) versus el tiempo adimensional durante la fase inicial del colapso (fase de aceleración) en columnas inicialmente densas y compactas, en diferentes inclinaciones del canal sumergidas en agua (Kumar et al., 2017).

CAPÍTULO 3: Metodología e instalación experimental.

3.1 Instalación experimental.

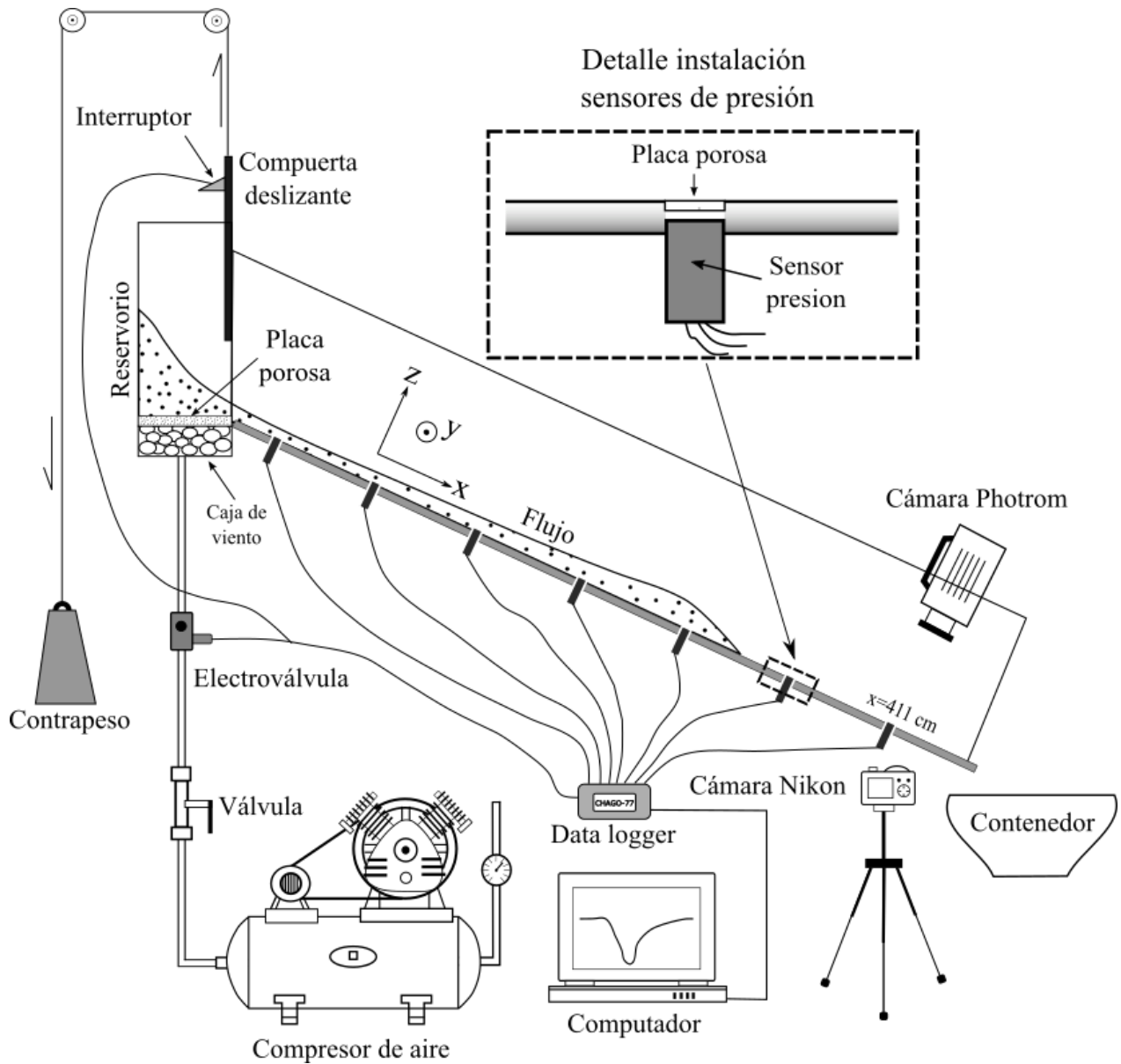


Figura 3.1: Montaje experimental utilizado en este estudio. Los sensores de presión se ubicaron a lo largo del canal y uno de ellos en la parte baja del reservorio, todos conectados a un "data logger". La compuerta contiene un interruptor conectado al "data logger". Cuando la compuerta se abre, el paso de la corriente hacia la electroválvula se corta interrumpiendo el flujo de aire (para la fluidización inicial de la pila), junto con esto, una señal es enviada al "data logger" que indica el inicio del experimento (denotado por la apertura de la compuerta).

La instalación experimental corresponde a un canal de sección rectangular de 20 cm de ancho y 4.5 m de longitud. El fondo del canal está hecho de aluminio con el motivo de eliminar los efectos

electrostáticos no deseados entre las partículas y el fondo. Las paredes del canal están hechas de acrílico transparente. El canal tiene una pendiente de 28° y en el extremo de aguas arriba se ubica una compuerta que delimita el reservorio donde se colocan las partículas, y que es accionada por medio de un contrapeso (ver Figura 3.1).

El montaje experimental es una adaptación de un canal con pendiente horizontal. Debido a la adaptación de la pendiente del canal, un pequeño tramo horizontal de largo 7.5 cm aproximadamente existe entre el plano inclinado y la compuerta del reservorio, por motivos de constructibilidad como se muestra en la Figura 3.2. Debido a esto, se debe agregar un parámetro adimensional al problema, x_{plano}^* , definido como la división entre la distancia del plano y el largo del reservorio. Para esta investigación este parámetro es fijo con un valor de:

$$x_{plano}^* = \frac{19.93 \text{ cm}}{27.43 \text{ cm}} = 0.73 \quad (3.1)$$

El reservorio es un paralelepípedo con paredes de acrílico transparente, largo 19.9 cm y ancho de 20.3 cm. Su base está hecha de una placa porosa, con el fin de introducir un flujo de aire vertical desde el fondo y así poder fluidizar inicialmente la pila de partículas. Este método ha sido utilizado en otras investigaciones (Montserrat et al., 2016; Roche, 2012; Roche et al., 2010). El caudal de aire entregado es suministrado por un compresor de aire el cual contiene una válvula que permite variar el grado de fluidización inicial de la pila. Luego el flujo es homogeneizado por una caja de viento con gravas en su interior, como se muestra en la Figura 3.1. La fluidización se interrumpe a través de una electroválvula que corta el flujo de aire al abrirse la compuerta del reservorio.

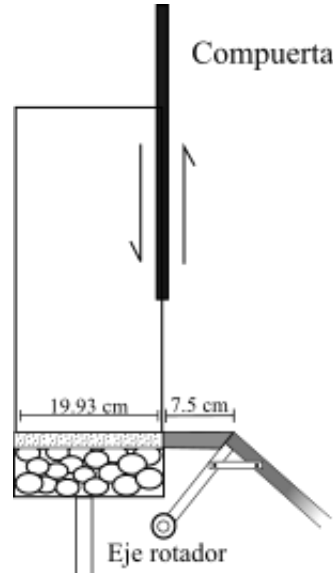


Figura 3.2: Detalles del reservorio y empalme con el fondo inclinado. El eje rotador permite variar la pendiente del canal. El empalme corresponde al segmento de 7.5 cm entre la compuerta y el fondo inclinado. El conjunto reservorio, compuerta y empalme en total miden 27.5 cm.

3.1.1 Medición de la presión de poros.

3.1.1.1 Mediciones de la presión de poros.

El canal, en su base, contiene transductores de presión localizados en distintas posiciones, medidas desde el inicio del plano inclinado. El reservorio, contiene un transductor en la parte baja de éste, para registrar la presión en el fondo de la columna durante su colapso. Se utilizaron 6 transductores de presión diferencial del tipo piezo-resistivos correspondientes al modelo 154N provistos por ICSensors™ (Montserrat et al., 2016; Roche, 2012). Los transductores miden presiones relativas al ambiente con una frecuencia de 200 Hz. Cada transductor es conectado al data-logger como se muestra en la Figura 3.1.

Por encima de cada sensor se colocó una delgada placa porosa (tamaño de poros $\sim 20 \mu\text{m}$) y espesor de 0.96 mm para aislar la presión de poros (del fluido intersticial) de los esfuerzos totales del flujo (suma de esfuerzos de los sólidos y del fluido), como se muestra en el detalle de la Figura 3.1. Experimentalmente, Toledo (2017) determinó que la pérdida de carga debido al paso del aire a través de la placa porosa es despreciable. Para esto, midió un pulso de presión de aire, bajo tres configuraciones distintas: sin placa porosa, con placa porosa de espesor 0.96 mm y 2 mm de espesor. Los resultados del efecto de la placa porosa se encuentran en los anexos del presente informe.

Asimismo, para las experiencias en fondo rugoso (3 mm) se confeccionaron placas porosas con perlas de vidrio de 3 mm adosadas con silicona, las mismas perlas que componen el fondo rugoso. Ya que los pequeños cúmulos de silicona adheridos a la placa porosa le dan resistencia al paso del aire, se realizaron experimentos de forma similar a los realizados por Toledo (2011) para determinar la magnitud de esta resistencia. En este caso, se pusieron dos sensores a medir, uno con la placa porosa “limpia” y el otro con la placa porosa con esferas pegadas. Se tomaron datos de un pulso de sobre presión y otro de subpresión considerando el rango de presión en los que varía la presión de poros del flujo (-300 a 600 Pa). Se determinó que para este rango no hay una pérdida de carga significativa por parte de la placa con esferas pegadas. Los resultados gráficos se encuentran en el anexo del presente informe.

3.1.1.2 Calibración de los sensores de presión.

Los transductores de presión diferencial están contruidos con una pequeña resistencia adozada a una membrana sensible capaz de deformarse cuando es sometida a un esfuerzo normal. Producto de la deformación de ésta, el valor de la resistencia cambia, lo que produce un cambio en la diferencia de voltaje del sensor (manteniendo la corriente constante). Esta diferencia de voltaje es la que indica la presión relativa al ambiente, mediante la siguiente ecuación:

$$P - P_{atm} = m \cdot (V - V_{atm}) \quad (3.2)$$

Donde P_{atm} es la presión atmosférica, V_{atm} es el voltaje nominal que entrega el sensor cuando se encuentra sometido a una presión igual a P_{atm} y m es un factor de calibración.

Para encontrar el factor de calibración m de cada transductor, se utilizó una prueba gravimétrica con agua. El protocolo de ensayo para la calibración de los sensores fue el siguiente:

- 1) Se construyó un estanque de acrílico transparente de base cuadrada de con 6 perforaciones en su base.

- 2) Se dispusieron los 6 sensores en las perforaciones mencionadas.
- 3) Se niveló la base del estanque con burbujas de nivelación.
- 4) Se agregó una masa de agua conocida al estanque de acrílico.
- 5) Una vez que no se observaron ondas superficiales dentro del estanque, se tomó registro del voltaje que entregan los transductores durante 30 segundos, luego esta señal fue promediada en el tiempo y se obtuvo un voltaje representativo de cada transductor.
- 6) Se repitió el paso 3) y 4) reiteradas veces con diferentes cantidades de masa de agua, conocidas, hasta obtener suficientes pares de masas de agua y voltajes entregados por los sensores.
- 7) Conocida la superficie de la base del estanque, se calculó la presión ejercida en el fondo del estanque con cada masa de agua conocida.
- 8) Se plotearon las presiones ensayadas (eje y) con los voltajes registrados (eje x) para cada transductor. A estos datos se les realizó un ajuste lineal. La pendiente de este ajuste corresponde al factor de calibración m mencionado en la Ecuación (3.2).

Los resultados de las calibraciones con sus respectivos errores se muestran en la Tabla 3.1. Los resultados gráficos de los ajustes lineales y las ecuaciones para los errores asociados, calculados como la propagación del error a un ajuste lineal, se encuentran en los anexos del presente informe.

Tabla 3.1: Resultados calibración transductores de presión.

Etiqueta sensor	1	3	4	5	7	8
m [mV · Pa⁻¹]	3.63	3.62	3.61	3.69	3.64	3.67
Error [mV · Pa⁻¹]	1.36.E-04	1.06.E-04	1.45.E-04	4.65.E-04	5.93.E-05	2.54.E-04

3.1.2 Medición de la altura en el reservorio y de la avalancha en una posición alejada de la compuerta.

La altura de la pila en el reservorio se determinó a través de la videograbación lateral antes y durante el colapso de la columna gatillado por la apertura de la compuerta. Los videos se registran a una frecuencia de 60 fps, posicionando lateralmente al reservorio una cámara modelo Nikon D5300 con un lente de 30 mm con su eje focal apuntado al centro del reservorio. Por la parte posterior del reservorio un panel de luces led hace el contraste necesario. Las imágenes captadas fueron binarizadas por medio de un umbral de intensidad de luz. Posteriormente se identificaron los píxeles que conforman la columna del lecho. Mediante puntos marcados en el reservorio, a distancias conocidas entre ellos, se determinó la conversión de píxeles a unidades de longitud. La altura en el reservorio h_r queda determinada por:

$$h_r(x, t) = \lambda_r \cdot pix_r(x, t) \quad (3.3)$$

Donde x denota el ancho del reservorio que va de 0 a x_0 y t el tiempo. λ_r [L/pix] es el factor de conversión de píxel a unidades de longitud determinado a partir de distancias conocidas en el reservorio y pix_r es la cantidad de píxeles que demarca la altura de la pila determinados por la binarización de la imagen. A partir de los datos obtenidos $h_r(x, t)$ se obtiene la altura inicial en el

reservorio H_0 , el volumen evacuado por unidad de ancho $V_e(t)$ y el gasto volumétrico por unidad de ancho $q_e(t)$.

La altura (espesor) del flujo en una posición alejada de la compuerta, se midió con una cámara Nikon D5300 con un lente de 60 mm posicionada a un costado del canal (como se muestra en la Figura 3.1), registrando a una tasa de grabación de 60 cuadros por segundo. Para obtener un mejor contraste, un foco led ilumina a contraluz el flujo desde la pared de acrílico opuesta a la de la grabación. Una regla adherida sobre la pared de acrílico del canal se utiliza para la conversión de pixeles a unidades de longitud. Sobre la misma pared de acrílico se ubica un pequeño led conectado al interruptor de la compuerta, el cual se apaga al abrirse la compuerta. De este modo, se puede sincronizar la señal de altura con el inicio del experimento (apertura de la compuerta). La altura de la avalancha fue medida a 411 cm desde donde comienza el plano inclinado y se calcula del mismo modo que la altura de la pila en el reservorio.

$$h_{411}(t) = \lambda_{411} \text{pix}_{411}(t) \quad (3.4)$$

Donde λ_{411} es el factor de conversión de pixeles a unidades de longitud para las mediciones en $x = 411 \text{ cm}$ y pix_{411} son los pixeles que componen el espesor de la avalancha en los 411 cm determinados a partir de la binarización de las imágenes que componen el video.

3.1.3 Medición de la posición del frente del flujo.

La posición del frente a lo largo de todo el canal se midió a través de videograbaciones posicionando en altura una cámara Nikon D5300 con un lente de 20 mm. Desde esta perspectiva se puede captar toda la superficie del fondo del canal, como se muestra en la Figura 3.3.

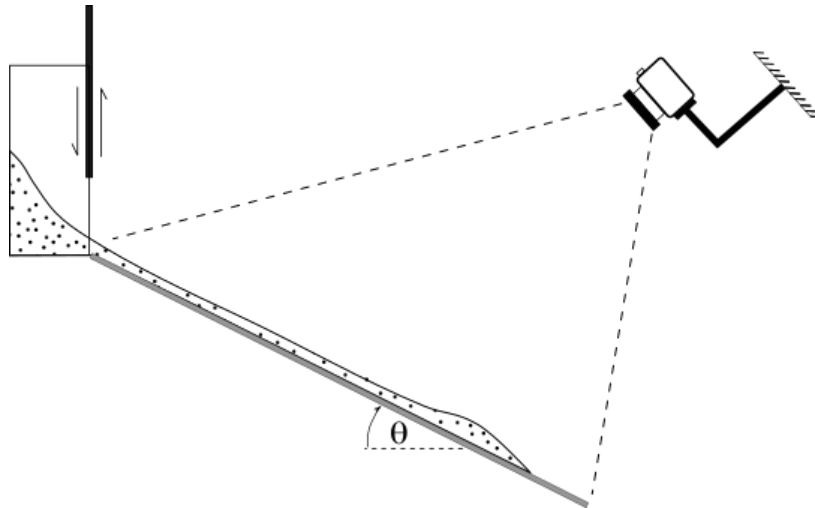


Figura 3.3: Esquema del montaje experimental utilizado para medir la posición del frente del flujo. La cámara fue posicionada de tal forma que se logra captar todo el largo del canal.

El seguimiento del frente se realizó manualmente cuadro a cuadro debido a que no se pudo generar un buen contraste entre el fondo de aluminio y las partículas (de color blanco). La conversión de los pixeles marcados manualmente a datos de posición en unidades de longitud se realizó de forma similar (pero no igual) que los datos de altura presentados en la sección anterior.

$$x_f(t) = \lambda_{x_f}(\text{pix}_{x_f}) \cdot \text{pix}_{x_f}(t) \quad (3.5)$$

Donde pix_{xf} es el píxel correspondiente a la posición del frente del flujo y λ_{xf} es la función de conversión de píxel a unidades de longitud que a diferencia de los casos en las mediciones de altura no es un valor constante. Este parámetro depende de la posición en la que se encuentre el frente, debido al gran efecto de curvatura que tienen los lentes de 20 mm y al paralaje por la ubicación de la cámara.

La función de conversión λ_{xf} corresponde a una función en la cual su dominio son los pixeles ubicados en el eje central del canal y su recorrido la distancia que hay desde la compuerta. Para determinar dicha función se utilizaron los puntos donde se ubican las placas porosas cuya distancia a la compuerta es conocida, los cuales se marcan con una "x" roja en la Figura 3.4.



Figura 3.4: Vista superior del canal captada desde la cámara que muestra en la Figura 3.3. A la izquierda se observa el reservorio con su compuerta cerrada. Las ubicaciones de las placas porosas fueron marcadas con una "x" de color rojo. No todas las placas porosas tienen un sensor de presión por debajo.

Conociendo los pixeles de cada punto y la distancia que hay desde cada uno de ellos a la compuerta se construye la función λ_{xf} con cada par ($pixel, distancia$) dado por los puntos donde se ubican las placas porosas. En la Figura 3.5 se muestra un ejemplo de esta función en donde cada círculo corresponde a un punto con placa porosa de distancia conocida desde la compuerta.

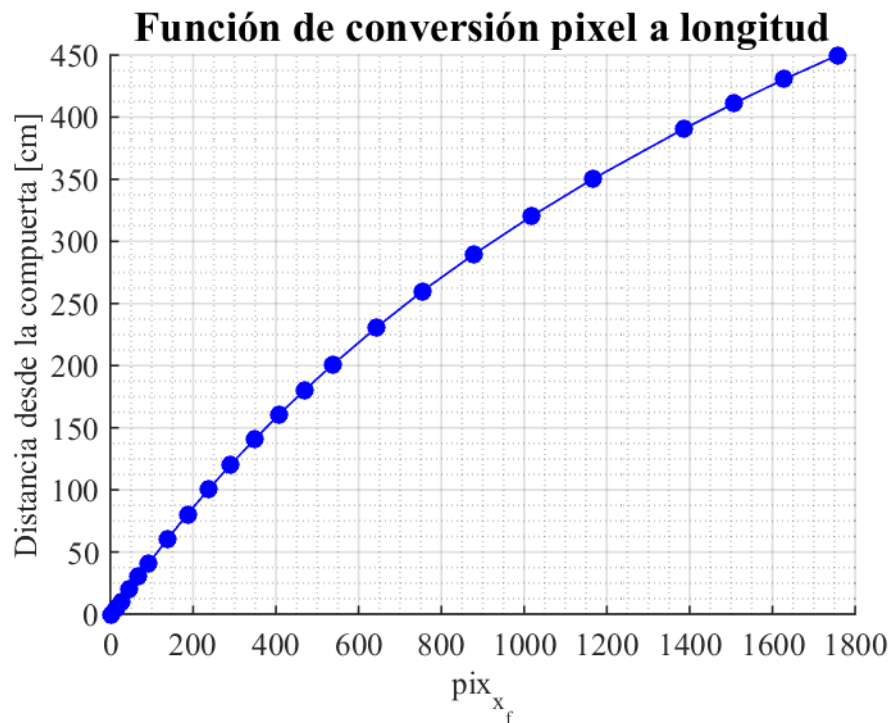


Figura 3.5: Función de conversión de píxel a longitud λ_{xf} para el experimento #34. Los círculos corresponden a cada par ($pixel, distancia$) determinados con las placas porosas ubicadas en el fondo del canal, entre estos puntos se asume que la función es lineal.

Notar que el factor/función λ_{xf} recoge los efectos de la curvatura del lente (notorios en un lente de 20 mm) y efectos de paralaje en los videos.

3.1.4 Medición de la velocidad superficial de la avalancha.

De acuerdo, a lo indicado en la sección 1.3.2, la medición de la velocidad superficial se realizó con el análisis de videgrabaciones del flujo utilizando la técnica PTV, la cual se basa en el cálculo de la velocidad a través del seguimiento de las partículas (trazadoras) entre cada par de cuadros que componen el video. De este modo, la velocidad está dada por:

$$\overline{V(t)} = \frac{\overline{x_{G_{t+1}}} - \overline{x_{G_t}}}{\Delta t} \quad (3.6)$$

Donde $\overline{x_G}$ es la posición del centro de gravedad del trazador y Δt es el periodo de muestreo del video igual a $1/fps$. Los subíndices $t + 1$ y t denotan los tiempos $t + \Delta t$ y t respectivamente.

De acuerdo con Gollin et al. (2017), el tamaño adecuado de los trazadores para el uso del PIV y PTV es entre 3 a 4 pixeles. Debido a que las partículas que componen el flujo son demasiado finas y el área de grabación comprende todo el ancho del canal, una partícula ni siquiera alcanza a tener un píxel de resolución. En consecuencia, fue necesario agregar partículas trazadoras. Dichos trazadores se confeccionaron con esquirlas de pvc de color negro de diámetro aproximado entre $600 \mu\text{m}$ y $800 \mu\text{m}$, lo cual equivale a una resolución de 4 pixeles aproximadamente. Se escogió el material pvc porque su densidad (1420 kgm^{-3}), levemente menor a la del flujo (1450 kgm^{-3} aproximadamente), podría evitar la sedimentación de los trazadores. Cabe mencionar que los trazadores no son esféricos (como se observa en la Figura 3.6). Se añadieron 70 grs de trazadores al reservorio en donde se mezclaron con 23 kg de partículas que componen el flujo. Se realizaron grabaciones de la superficie de la avalancha a una tasa entre 1250 y 2000 cuadros por segundo (fps), con una apertura del obturador de 8000 s^{-1} . Para lo anterior se utilizó una cámara de alta velocidad modelo “Photrom Mini UX 50” con un lente Nikon de 60 mm. Dicha cámara se ubica con su eje focal perpendicular al fondo del canal, a 411 cm desde donde comienza el plano inclinado, como se muestra en la Figura 3.1. Cuatro focos led de corriente continua iluminan la zona en estudio.

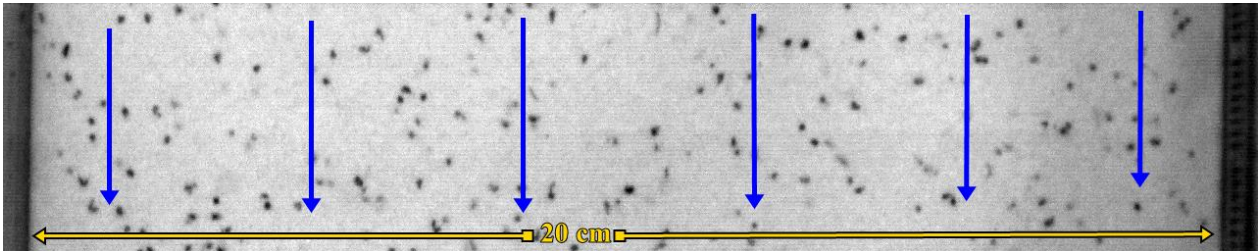


Figura 3.6: Foto extraída de un video de alta velocidad utilizado para determinar la velocidad superficial del flujo. Los trazadores son los puntos negros que se observan, las flechas azules indican la dirección del flujo, mientras que la barra amarilla denota el ancho del canal de 20 cm.

Observando detenidamente los videos de alta frecuencia se distinguen ligeros brillos que reflejan las partículas de vidrio. Estos destellos son de corta duración, pero suficientes como para seguirlos durante 3 o 4 cuadros, en los cuales se observa un movimiento solidario al de los trazadores. Esta evidencia, podría indicar que los trazadores representan de buena manera la velocidad y dirección de la fase sólida del flujo.

Previo al análisis con la técnica PTV, se utilizan tres técnicas de preprocesamiento:

- 1) Los videos se dividen temporalmente en 3 secciones, la primera corresponde al frente, la segunda al cuerpo y la tercera a la cola de la avalancha. Cada sección se analiza por separado con diferente frecuencia de los cuadros del video y diferentes parámetros de la interfaz PTVlab. El frente se analiza con alta frecuencia, el cuerpo con una frecuencia media y la cola con baja frecuencia. Esta subdivisión radica en que las velocidades del

frente son mayores que en la cola de la avalancha, y lo que se pretende es asegurar que el desplazamiento de los sea mucho mayor que el error en la detección del centroide de éstos (Feng et al., 2011; Gollin et al., 2017).

- 2) En cada cuadro se normaliza la intensidad de luz con la intensidad media de éste. De esta forma se pueden mitigar las fluctuaciones de luminosidad propias de los focos led que son captadas cuando se graba a altas frecuencias.
- 3) Se utiliza la técnica de preprocesamiento sustracción de fondo (Honkanen & Nobach, 2005) para mejorar la relación ruido señal. En esta técnica se sustrae a cada cuadro el fondo de grabación que corresponde al promedio de todos los cuadros que componen el video.

El procesamiento de las imágenes se realiza con la aplicación para “PTVlab” (Brevis et al., 2011) compatible con Matlab. En la detección de partículas se utiliza el método “sobel filter” ya que involucra un menor tiempo computacional. Para el seguimiento de las partículas se utiliza el método híbrido de correlación cruzada y relajación (“CCRM”) descrito por Brevis et al. (2011). Los parámetros utilizados para el método de detección y rastreo de cada experimento analizado y sus correspondientes subdivisiones (frente, cuerpo y cola) se encuentran en los anexos del presente informe.

La calibración de los datos de velocidad se realizó mediante distancias conocidas en las grabaciones. Con respecto al post procesamiento de los datos, se utilizó un filtro manual disponible en la aplicación “PTVlab”. Con este filtro se eliminan datos que escapan del comportamiento general, como por ejemplo vectores con alta velocidad transversal al movimiento del flujo.

Las señales de velocidad superficial, $U_s(t)$, mostradas en los resultados de esta investigación corresponden al promedio de la velocidad en el centro del canal de 10 cm de ancho, ignorando los datos de velocidad con proximidad menor a 5 cm a la pared de acrílico.

$$U_s(t) = \frac{1}{b/2} \int_{b/4}^{3b/4} u_s(x_b, t) dx_b \quad (3.7)$$

Donde b es el ancho del canal (20 cm) y x_b es la variable que recorre el ancho del canal.

Los errores de las señales de la velocidad superficial surgen a partir de la metodología PTV utilizada para estimarla. Feng et al. (2011) identifican dos fuentes de error en los resultados del PTV. 1) La primera fuente de error corresponde a la aceleración del flujo, entendiéndose como aceleración el cambio en la magnitud y/o dirección del vector velocidad en el tiempo. 2) La segunda fuente de error radica en la imprecisión al identificar el centro de gravedad de los trazadores en cada cuadro analizado. La primera fuente de error se disminuye con altas tasas de muestreo mientras que la segunda fuente aumenta a medida que la tasa aumenta.

En el presente estudio, la primera fuente de error no es importante y se podría decir que es casi nulo dado que el fenómeno que se pretende captar (la velocidad superficial del flujo) tiene una dirección preferente (la dirección del flujo) que no cambia en el tiempo y además es un fenómeno por naturaleza de baja frecuencia mucho menor que las tasas de muestreo utilizadas, por lo que la desaceleración del flujo es captada de buena forma. Diferente es el caso cuando se quiere medir por ejemplo la temperatura granular la cual, si es un fenómeno de alta frecuencia, y es necesaria una muy alta tasa de muestreo, pero éste no es el caso.

Sin embargo, la segunda fuente de error si debe ser considerada debido al ruido propio de la grabación, a la resolución con la que se realizó la grabación y que los trazadores no son esféricos.

Este error se puede estimar usando la fórmula de propagación de errores al cálculo de la velocidad (Feng et al. 2011):

$$\delta V = \frac{\sqrt{2}\delta x_G}{\Delta t} \quad (3.8)$$

Donde δx_G es el error en la estimación del centro de gravedad y Δt es el periodo de muestreo el cual corresponde al inverso de la frecuencia de muestreo fps.

3.2 Errores asociados a las mediciones.

Para este trabajo se consideran dos tipos error. El primero de estos errores se debe a errores experimentales, relacionados a la precisión de los métodos usados, los cuales quedan determinados por la fórmula de la propagación de errores. Sea c la variable a medir, la cual queda determinada por las variables x_1, x_2, \dots, x_n mediante una función $f(x_1, \dots, x_n)$. El error de dicha variable δc es igual a:

$$\delta c = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \cdot \delta x_i \right)^2} \quad (3.9)$$

Donde δx_i es el error asociado a la variable x_i . Finalmente, la medición variable c queda limitada a los límites superior $c + \delta c$ e inferior $c - \delta c$. Como una medida del error, también se consideró la variabilidad de los datos obtenidos, especialmente en los datos de presión de poros donde el ruido ambiente captado es mucho mayor que el error en su calibración. Dicha variabilidad se representó a través del estadístico de la desviación estándar o algún múltiplo de ella, dependiendo de la confianza de los resultados. La fórmula de la desviación estándar asociada a la variable c es:

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (c_i - \bar{c})^2} \quad (3.10)$$

Donde c_i es cada una de las N mediciones de la variable c y \bar{c} corresponde al promedio de estas mediciones. Los límites superiores e inferiores para la medición de la variable c dependerán de cuanta seguridad se quiera tener respecto a las mediciones. Estos límites están dados por:

$$c \in [(\bar{c} - \alpha \cdot \sigma_c), (\bar{c} + \alpha \cdot \sigma_c)] \quad (3.11)$$

Donde α es un número natural. Suponiendo que las mediciones de la variable c (c_i) siguen una distribución normal, si $\alpha = 1$ se tiene una seguridad del 68.2%, lo que quiere decir que una medición futura c_i tendrá una probabilidad del 68.2% de estar contenida entre los límites $\bar{c} - \sigma_c$ y $\bar{c} + \sigma_c$. Del mismo modo, si $\alpha = 2$ se tiene una seguridad del 95.4% y si $\alpha = 3$ una seguridad del 99.8%. Lo anterior es válido cuando la cantidad de datos de la muestra N es grande.

Los errores adoptados asociados a la medición de presión de poros, P , características iniciales de la pila (H_0 : Altura inicial, ρ_0 : densidad de la mezcla inicial, β_0 : el grado de fluidización inicial), las características del colapso de la pila (h_r : altura de la pila, V_e : volumen evacuado a través de la compuerta y q_e : gasto de salida) y la medición de altura del flujo en la posición $x = 411$ cm, h_{411} , se encuentran detallados en el anexo B. Para los errores en la velocidad superficial en $x = 411$ cm,

se utilizó la ecuación (3.8), con δx_G estimado como 125 μm . Los errores en la posición del frente, x_f no fueron considerados.

3.3 Metodología de ensayo.

Para la realización de cada experimento, se utilizan 23 kilogramos de material para formar la pila. La pila se fluidiza 10 minutos en el reservorio previo a cada experimento (con y sin fluidización inicial) para obtener un lecho lo más uniforme posible. Posteriormente, en el caso de los experimentos inicialmente no fluidizados, la pila se deja reposar 5 minutos para disipar el exceso de presión de poros antes de ser ensayado.

Antes del inicio del experimento, se mide la altura inicial de la pila en el reservorio, se registra la humedad relativa en el ambiente mediante un sensor ubicado cerca del montaje experimental, se prende el sistema de medición de presión de poros y se ubican las videocámaras en sus respectivas posiciones.

El inicio del experimento está marcado con la apertura repentina de la compuerta, proceso que tiene una duración menor a 0.1 s. Un interruptor ubicado en la compuerta manda una señal eléctrica para identificar el tiempo inicial del experimento en las señales de presión de poros y altura del flujo. Para experimentos con pilas inicialmente fluidizadas, dicho interruptor además corta el flujo de aire al momento de abrirse la compuerta.

Tal y como en los experimentos tipo “Dam-Break” (“Rompimiento de presa”), durante y luego de la apertura de la compuerta, las partículas se liberan y se deslizan a lo largo del canal inclinado generando un flujo granular, el cual puede o no detenerse dependiendo de las condiciones experimentales (Goujon et al., 2003b). Se debe mencionar que, en este estudio, ninguna de las avalanchas generadas se detuvo, debido a la gran inclinación del canal. Durante el flujo, se miden presiones de poros en el fondo del canal, se graba el flujo lateral y superficialmente a 411 cm desde el comienzo del plano inclinado, y la pila dentro del reservorio.

Finalmente, el flujo de partículas llega a un contenedor ubicado al final del canal. En el otro extremo, dentro del reservorio, queda una cuña con partículas inmóviles que no participan en la avalancha. Se registra la sección lateral, ángulo de inclinación y masa de la cuña restante. En la Figura 3.7, se muestra un esquema de la secuencia temporal que comprende el experimento.

Para evitar efectos cohesivos indeseados y obtener una buena repetibilidad de los experimentos, se siguió un riguroso control de la humedad de la mezcla de partículas y de la electrostática de las paredes de acrílico del canal. Este protocolo consideró: 1) secado de las partículas en horno, 2) fluidización de las partículas durante 1 hora para deshacer posibles aglomeraciones entre éstas y 3) limpieza de las paredes del canal con líquido antiestático antes de cada experimento.

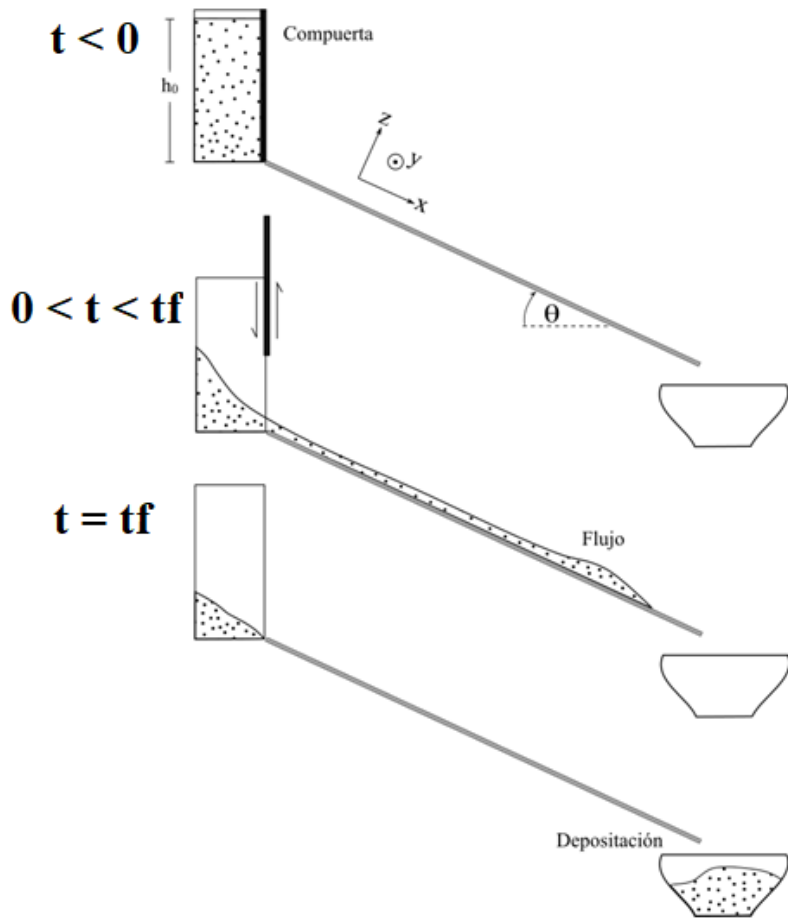


Figura 3.7: Secuencia temporal del desarrollo del experimento. El tiempo $t = 0$ es cuando la compuerta se abre y $t = t_f$ es el tiempo en el cual todo el flujo pasa por el canal y la cuña del reservorio se estabiliza.

3.4 Condiciones experimentales consideradas.

En el presente estudio se consideran diferentes configuraciones experimentales, con el fin de caracterizar los roles de cada una de las variantes en el desarrollo del flujo. Los experimentos se realizan en el canal mostrado en la Figura 3.1 con una pendiente de 28° . Las variaciones en las condiciones experimentales estudiadas son: 1) el grado de fluidización inicial de la pila (ecuación (2.75)): no fluidizado ($\beta_0 = 0$) y completamente fluidizado ($\beta_0 = 1$), 2) la rugosidad del fondo para experimentos inicialmente no fluidizados: fondo liso ($d_0 \approx 0$) y con rugosidad $\delta = 3$ mm y 3) el tamaño de granos que conforman el flujo: d_{50} igual a 80 (partículas AG) y 150 (partículas AD) μm . Tomando las combinaciones posibles resultan un total de 6 condiciones experimentales las que se muestran en la siguiente tabla:

Tabla 3.2: Condiciones experimentales ensayadas.

Condición experimental	Partículas	d_{50} [μm]	Grado de fluidización inicial β_0	Fondo
1	AG	75	0	Liso
2	AG	150	1	Liso
3	AD	75	0	Liso
4	AD	150	1	Liso
5	AG	75	0	Rugoso
6	AD	150	0	Rugoso

3.4.1 Tamaño de los granos que conforman el flujo.

Se consideran dos tipos de partículas para conformar el flujo, cada uno por separado. Las partículas más finas catalogadas como partículas AG y las partículas más gruesas como AD. Ambas son microesferas de vidrio (Ballotini, Potters Industries) con una densidad de $\rho_s = 2500 \text{ kg m}^{-3}$. Toledo (2017) realizó las granulometrías (ver Figura 3.8) para ambos tipos de partículas, El tamaño de las partículas AG varía en su mayoría entre 50 (d_{16}) y 100 (d_{84}) μm con un d_{50} igual 75 μm , mientras que las AD varían entre 100 (d_{16}) y 225 (d_{84}) μm con un d_{50} igual 150 μm .

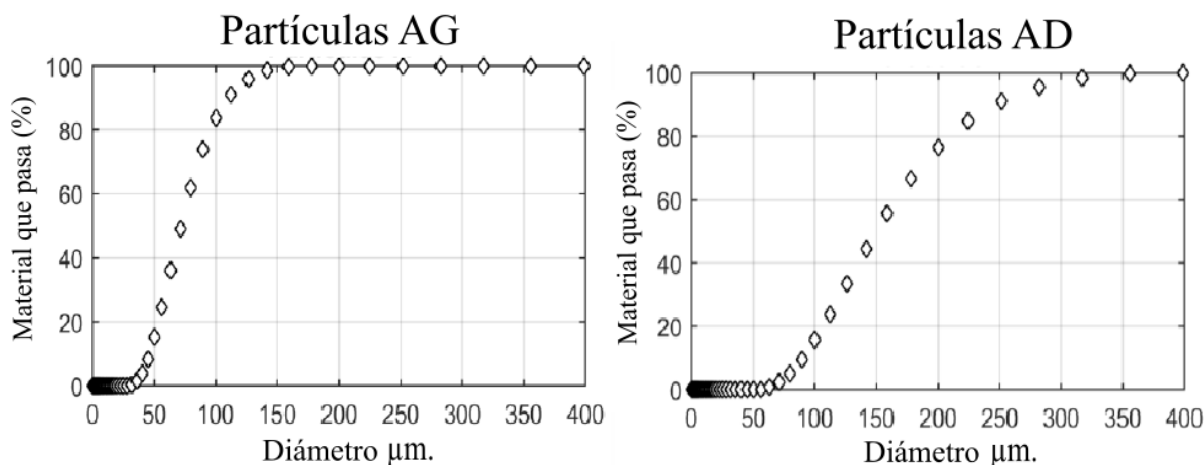


Figura 3.8: Granulometría de las partículas tipo AG y AD (Toledo, 2017).

La densidad del fluido que conforma la mezcla, en este caso es aire (flujo granular seco), tiene una densidad ρ_f cercana a 1 kg/m^3 , mucho menor que la de los sólidos, por lo que $\rho_s - \rho_f \approx \rho_s = 2500 \text{ kg m}^{-3}$. Además, considerando el tamaño de las partículas, se tiene que las partículas AG y AD poseen propiedades de fluidización de lechos tipo A y B respectivamente, según la clasificación propuesta por Geldart (1973). Las partículas tipo A se caracterizan principalmente por tener una amplia y notoria fase de expansión lineal del lecho donde pueden ser fluidizadas homogéneamente hasta la aparición de burbujas, mientras que, en las partículas tipo B, la fase de expansión es muy limitada y la aparición de burbujas escasa.

Se midió el ángulo de reposo de ambos tipos de partículas siguiendo la normativa ASTM c1444 usando el montaje mostrado en la Figura 3.9. Por otro lado, el ángulo de reposo del material con respecto al fondo de aluminio fue medido de forma similar a la metodología presentada por Iverson et al. (2004), en la cual se coloca una pequeña porción del material sobre una placa de aluminio

horizontal. Posteriormente esta placa comienza a inclinarse desde un extremo hasta alcanzar el ángulo en el cual el material desliza del fondo, condición representada en la imagen b.2) de la Figura 3.10. El error de los ángulos de reposo del material y del material con el aluminio corresponde a la desviación estándar de los resultados de las 3 veces que se repitió cada ensayo.

Tabla 3.3: ángulo de reposo del material y del conjunto material-aluminio.

Partículas	$\phi_{reposito}$	$\phi_{aluminio}$
AG	27.11 ± 0.43	36.40 ± 1.24
AD	27.70 ± 0.29	28.15 ± 0.22

De los valores de la Tabla 3.3 se observa que el ángulo de reposo de las partículas AG con el aluminio es mucho mayor que en el caso de las partículas AD y que la inclinación del canal (28°). Además, el ángulo de reposo de las partículas AG es menor que la pendiente del canal. Estas dos características hicieron que una delgada capa de espesor 1 a $2d_s$ quedara adherida al fondo del canal después de cada experimento con partículas AG en fondo liso. Por otro lado, en experimentos en fondo liso con partículas AD solo quedaron restos de partículas en las esquinas y alrededor de las placas porosas, pero no en la superficie de aluminio.

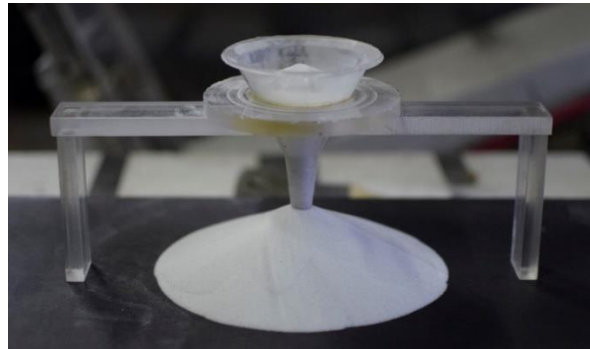


Figura 3.9: Montaje experimental utilizado para determinar el ángulo de reposo del material según la norma ASTM C14444.

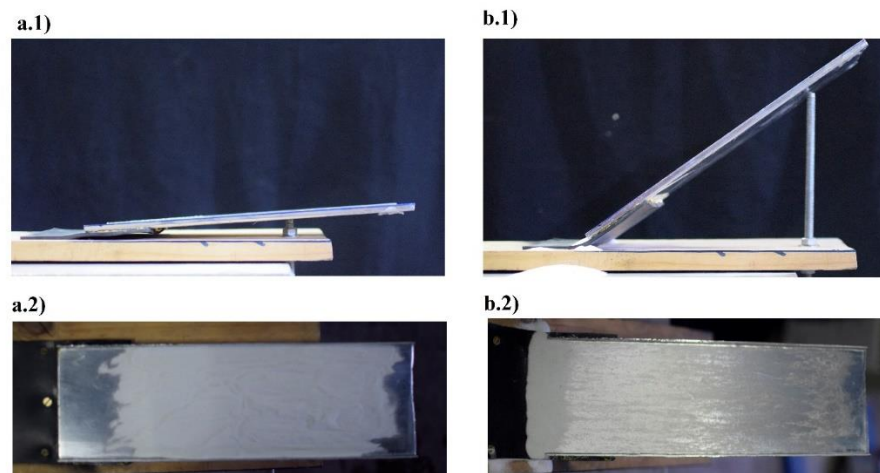


Figura 3.10: Metodología de ensayo para determinar el ángulo de reposo entre el material y el fondo de aluminio. a.1) rampa semi acostada con vista lateral. a.2) vista en planta de la imagen a.1). b.1) vista lateral de la rampa inclinada en el momento en que las partículas deslizan por el aluminio. b.2) vista en planta de la imagen b.1).

3.4.2 Fluidización y condiciones iniciales de la pila.

En este estudio se consideran dos grados de fluidización inicial de la pila en el reservorio:

- 1) Pila sin fluidización inicial: el lecho que compone la pila no presenta inyección de aire por el fondo del reservorio al momento de ser liberado al canal. Más aún, el lecho se deja reposar unos minutos luego de su homogenización (ver primer párrafo de la sección 3.3), con el fin de disipar casi por completo la sobre presión de poros respecto a la presión atmosférica.
- 2) Pila completamente fluidizado: la pila se fluidiza hasta el punto en el que se logran observar burbujas, por lo que se deduce que toda la pila está fluidizada con una velocidad de aire mayor a la velocidad burbujeante ($U_g/U_{mb} < 1$) en donde todo el peso de la columna se encuentra sostenido por la presión de poros ($P_0/P_L \approx 1$). La velocidad de inyección del gas, U_g no fue medida, pero si la presión de poros en la base de la pila. Dichas pilas son nombradas con un subíndice “F” en la Tabla 3.4.

Las características de la pila iniciales se muestran en la Tabla 3.4. En ella se muestra su altura inicial H_0 , la razón de aspecto r , la densidad de la mezcla inicial ρ_0 , el grado de expansión de la pila para experimentos inicialmente fluidizados $\Delta H_0/H_0$ y el grado de fluidización inicial P_0/P_L . Donde ΔH_0 se define como la expansión de la pila fluidizada sobre la velocidad mínima de fluidización (U_{mf}) (ver Figura 2.4), P_0 es la presión de poros en la base de la pila antes de que se abra la compuerta y P_L es la presión litostática de la pila.

La altura inicial H_0 corresponde al promedio en el ancho del reservorio (de 0 a x_0) de las alturas en el reservorio en el instante $t = 0$.

$$H_0 = \frac{1}{x_0} \int_0^{x_0} h_r(x, t = 0) dx \quad (3.12)$$

ρ_0 fue determinada dividiendo la masa inicial ($M = 23 \text{ kg}$) por el volumen inicial del reservorio \forall_0 :

$$\rho_0 = \frac{M}{\forall_0} \quad (3.13)$$

\forall_0 es igual a:

$$\forall_0 = H_0 \cdot x_0 \cdot b \quad (3.14)$$

Donde x_0 es el largo del reservorio igual a 19.91 cm y b el ancho del reservorio (y del canal) igual a 20.3 cm. La presión litostática P_L en el reservorio es igual a:

$$P_L = \rho_0 g H_0 = \frac{M}{b x_0} \quad (3.15)$$

Las ecuaciones de los errores de las variables antes mencionadas se encuentran en el anexo B.2.

Tabla 3.4: Características iniciales de las pilas ensayadas. El subíndice *F* indica que esta fluidizado inicialmente.

Lecho	H_0 [cm]	r	ρ_0 [kg/m ³]	$\delta\rho_0$ [kg/m ³]	$\Delta H_0/H_0$ [%]	$\beta_0 = P_0/P_L$	$\delta\beta_0$
AG	39.12	1.96	1455	5.5	0.00	0.005	0.004
AG _F	40.30	2.01	1412	6.8	3.02	0.976	0.034
AD	38.97	1.96	1460	5.6	0.00	0.002	0.008
AD _F	39.70	1.99	1433	5.8	1.93	0.938	0.017

3.4.3 Fondo del canal.

Se consideran dos tipos de fondos del canal 1) fondo liso de aluminio con una rugosidad muy pequeña no observable al ojo humano y 2) fondo rugoso con rugosidad δ igual a 3 mm.

El fondo rugoso está conformado por una capa de microesferas (perlas) de vidrio de diámetro 3 mm pegadas a la base de aluminio del canal de forma aleatoria dejando espacio suficiente entre ellas como para que partículas del flujo puedan percolar (ver Figura 3.12). A las placas porosas ubicadas sobre los transductores de presión también se les agrega una capa de microesferas como el esquema (a) de la Figura 3.11. Esta característica en la configuración experimental es importante dado que algunas investigaciones similares han usado la configuración experimental (b) de la Figura 3.11. Chedeville & Roche (2014) mostraron que las señales de presión varían de acuerdo con la configuración utilizada para la ubicación de la placa porosa.

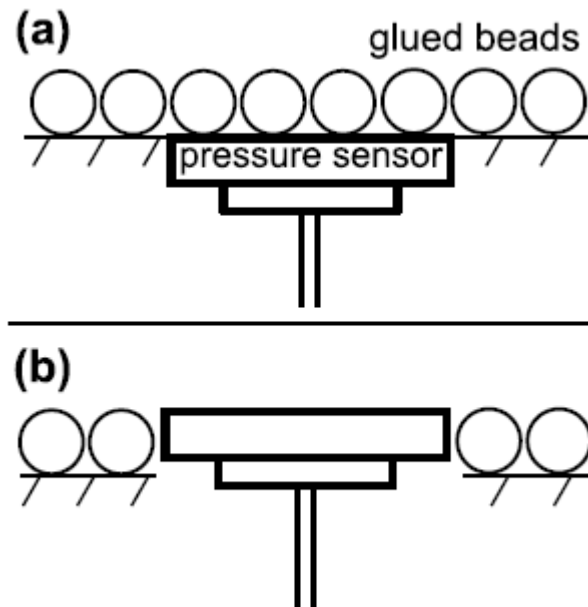


Figura 3.11: Configuraciones experimentales ensayadas por Chedeville & Roche (2014) para las placas porosas del sensor de presión. (a) Placa porosa al nivel de la placa del aluminio con perlas pegadas del mismo tamaño que las rugosidades del fondo. (b) Placa porosa ubicada al nivel de las rugosidades del fondo sin perlas pegadas.

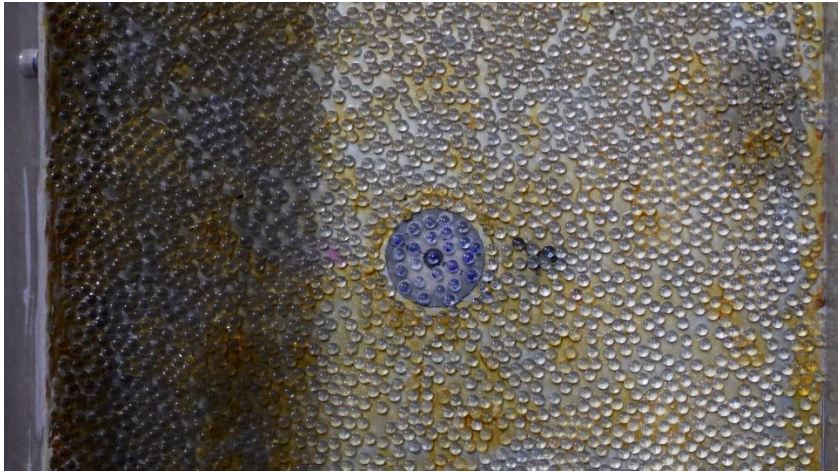


Figura 3.12: Fondo de aluminio con perlas de 3 mm pegadas con pegamento. El círculo blanco corresponde a una de las placas porosas ubicadas en el canal.

CAPÍTULO 4: RESULTADOS

4.1 Colapso (falla) de la pila inicial.

Las avalanchas son generadas por el colapso de una pila de partícula contenida en el reservorio, gatillado por la rápida apertura de la compuerta. Las características iniciales de las pilas ensayadas se muestran en la Tabla 3.4. La forma en que la pila falla al momento de la apertura de la compuerta es variable y depende del tipo de lecho ensayado (AG, AD, AG_F y AD_F). La condición del fondo liso o rugoso del canal no tiene incidencia en el colapso de la pila.

En la Figura 4.1 y Figura 4.2 se muestran los colapsos de las 4 pilas ensayadas. Cada fila corresponde a una secuencia temporal de imágenes del desplome de una determinada pila. El tiempo igual a 0 corresponde al instante en que la compuerta se mueve. La variable tiempo se adimensionalizó con la escala de caída libre $\sqrt{H_0/g}$ usada en experiencias “dam-break” anteriores (Chedeville & Roche, 2014; 2015; Lajeunesse et al., 2005; Lube et al., 2004; Roche et al., 2004):

$$t_R^* = \frac{t}{\sqrt{H_0/g}} \quad (4.1)$$

En la Figura 4.1 se muestran los colapsos de las pilas AG y AG_F en función del tiempo adimensional. Se observa que la pila AG demora mayor tiempo en estabilizarse luego de la falla. Con respecto al depósito final de la pila AG corresponde a una cuña triangular mientras que el depósito AG_F corresponde a una cuña trapezoidal en la cual se pueden observar dos pendientes. La primera con menor inclinación dentro del reservorio (antes de la compuerta) y la segunda con mayor inclinación luego de la compuerta. La forma del depósito de la pila AG_F puede deberse a que, en el tramo sin pendiente, luego de la compuerta, el fondo es impermeable sin posibilidad de fluidización.

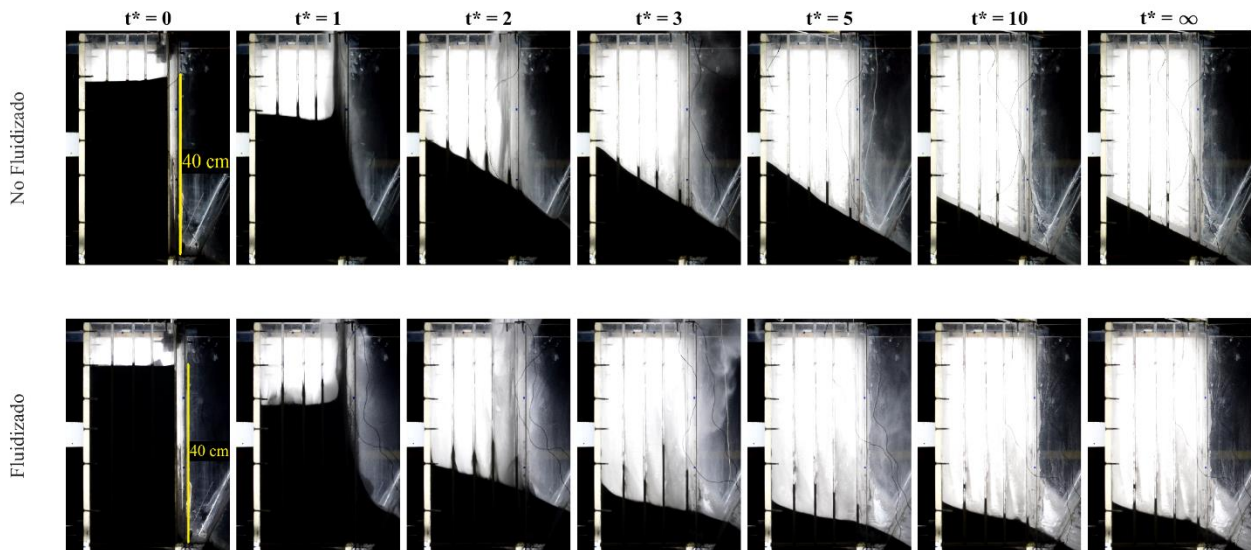


Figura 4.1: Falla del lecho AG (primera fila) y AG_F (segunda fila) en función del tiempo adimensional.

En la Figura 4.2 se muestran los colapsos de las pilas AD y AD_F. De ellos se puede evidenciar que ambos depósitos finales tienen características similares con la forma de una cuña triangular. Sin embargo, el tiempo en alcanzar la estabilidad del depósito es menor en el lecho inicialmente fluidizado.

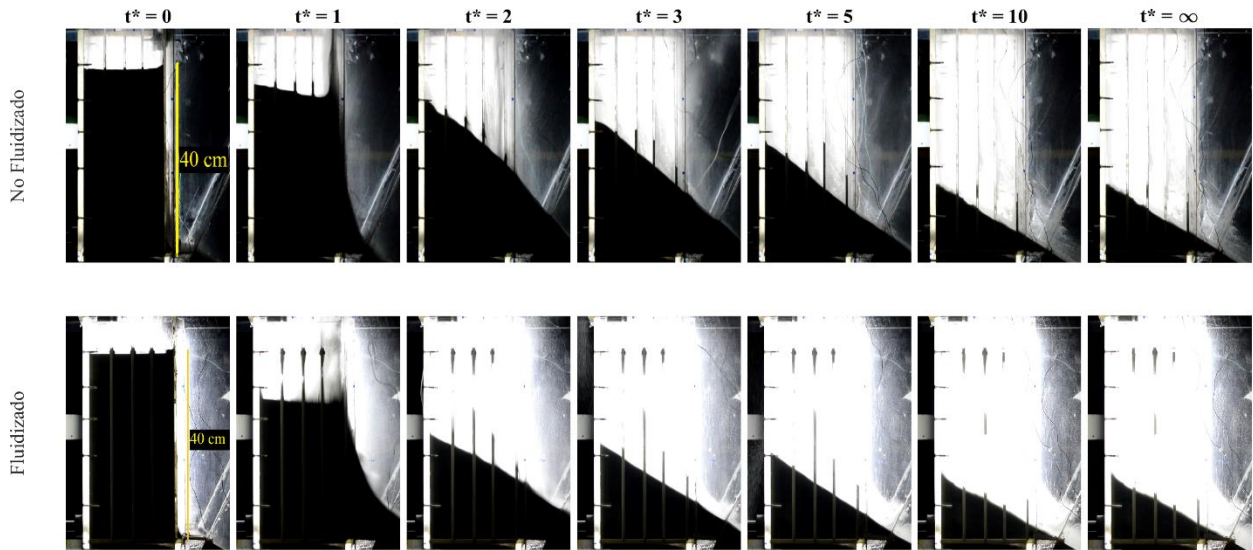


Figura 4.2: Falla del lecho AD (primera fila) y AD_F (segunda fila) en función del tiempo adimensional.

Se midieron y pesaron los diferentes depósitos. Las mediciones incluyen densidad de la mezcla y las pendientes del depósito en el reservorio antes de la compuerta, θ_1 , y en el espacio que existe entre la compuerta y el plano inclinado, θ_2 (ver Figura 3.2). Cabe mencionar que las mediciones se realizaron reiteradas veces y los valores que se muestran en la Tabla 4.1 corresponden a los promedios de las muestras. Los errores asociados corresponden a la desviación estándar de las cuñas medidas con iguales condiciones experimentales. Los valores obtenidos de la pendiente del pedazo de la cuña dentro del reservorio (θ_1) es en todos los casos menor que el ángulo de reposo medido del material.

Tabla 4.1: Características de los depósitos en el reservorio.

Tipo Lecho	Masa [kg]	ρ [kg/m ³]	θ_1 [°]	θ_2 [°]
AG	5.185	1467 ± 34 ($\rho_0 = 1455$)	25.2 ± 0.6	25.2 ± 0.6
AG_F	3.252	1476 ± 89 ($\rho_0 = 1412$)	8.1 ± 0.8	25.7 ± 1.2
AD	5.379	1471 ± 46 ($\rho_0 = 1460$)	26.2 ± 0.5	26.2 ± 0.5
AD_F	5.263	1441 ± 21 ($\rho_0 = 1433$)	25.3 ± 1.1	27.9 ± 0.9

A partir de los del volumen del depósito es posible estimar el volumen de material involucrado en cada avalancha, V_{av} , restando el volumen del depósito V_{dep} al volumen inicial, V_0 . En la Tabla 4.2 se muestran las estimaciones del volumen de la avalancha para cada configuración experimental:

Tabla 4.2: Estimación del volumen de la avalancha V_{av} .

Tipo lecho	V_0 [cm ³]	V_{dep} [cm ³]	V_{av} [cm ³]
AG	15811.1 ± 58.6	3535.4 ± 63.9	12275.7 ± 86.7
AG _F	16289.2 ± 78.0	2202.8 ± 111.2	14086.4 ± 135.8
AD	15750.2 ± 59.6	3658.1 ± 103.1	12092.1 ± 119.1
AD _F	16043.4 ± 64.3	3651.6 ± 46.8	12391.8 ± 79.6

Para caracterizar los colapsos de las pilas, se presentan en la Figura 4.3 la variación de la presión de poros en el fondo del reservorio durante el colapso de la columna. Esta variación de presión fue adimensionalizada por la presión litostática inicial de la pila.

$$\Delta P^* = \frac{\Delta P}{\rho_0 g H_0} \quad (4.2)$$

El tiempo $t = 0$ corresponde al tiempo en el cual la compuerta se abre. En las pilas inicialmente no fluidizadas, se observa una sobrepresión denominada autofluidización. En el caso de las partículas AG, dicha autofluidización alcanza valores máximos entre un 5% y 25% de la presión litostática inicial. En pilas AD, la autofluidización solamente alcanza entre un 2% y 5% aproximadamente. En algunos experimentos con pilas AD inicialmente no fluidizadas, luego de la fase de autofluidización se registraron variaciones de la presión negativas, con mínimos que llegan hasta un 5% de la presión litostática inicial. La presión de poros en pilas inicialmente no fluidizadas retorna a la presión atmosférica en $t_R^* \approx 4.0$ y 5.5 para pilas AD y AG respectivamente.

Por otro lado, la señal de presión de poros en las pilas inicialmente fluidizadas revela que la fluidización inicial completa ($\beta_0 = 1$) no se logra. En el caso de experimentos AG_F el lecho alcanza un grado de fluidización inicial de 97%, aproximadamente, mientras que el lecho AD_F alcanza un grado menor cercano al 90%. Estos grados de fluidización menores son comparables con los grados de fluidización observados por Breard et al. (2019a), cuando se ha sobrepasado el límite burbujeante de la fluidización, lo cual es una característica de las pilas inicialmente fluidizadas del presente estudio. El colapso de las pilas inicialmente fluidizadas presenta, inmediatamente después de la apertura, una caída abrupta en la presión de poros. Dicha caída, en experimentos con pilas AG_F denota una disminución de la sobrepresión a valores entre un 20% y 30%, mientras que en AD_F, ésta caída tiene un valor entre 30% y 58%. Posteriormente, la presión de poros aumenta de manera fluctuante con alzas y bajas de presión hasta alcanzar un máximo entre un 56% y 76% de la presión litostática inicial para pilas AG_F, y entre un 40% y 48% para pilas AD_F. Luego la presión de poros comienza a disiparse retornando a su valor atmosférico en $t_R^* \approx 4.5$ y 7.0 para las pilas AD_F y AG_F respectivamente.

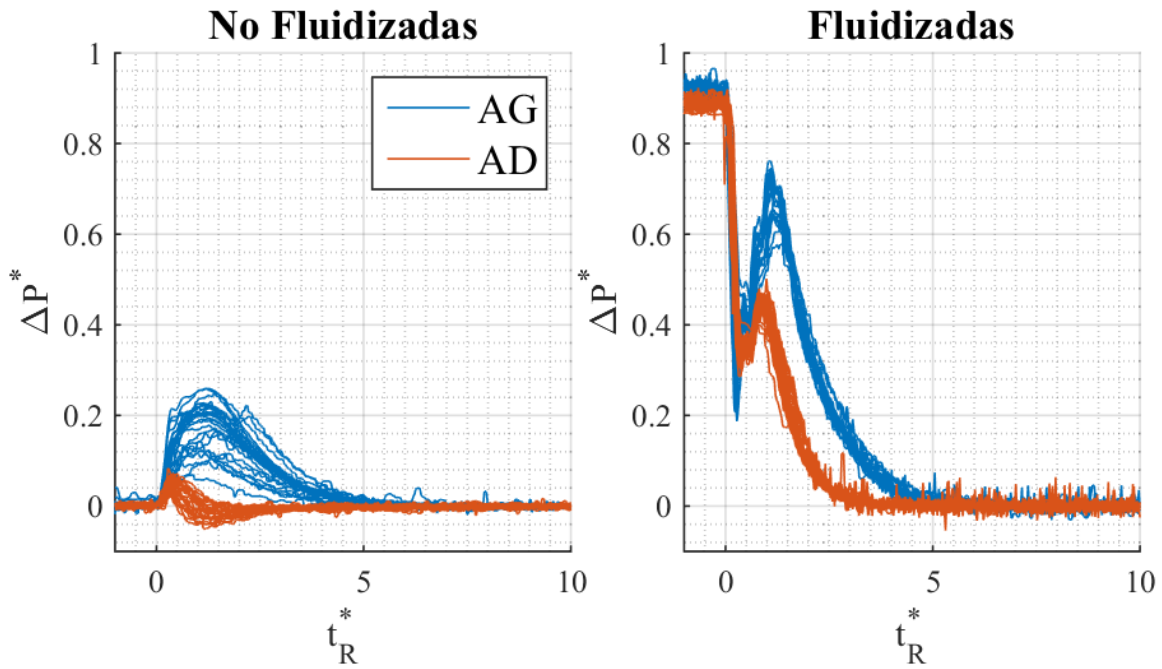


Figura 4.3: Presión de poros adimensional medida en el reservorio durante el colapso del lecho. A la izquierda lechos no fluidizados (AG y AD) y a la derecha lechos inicialmente fluidizados (AG_F y AD_F). Cada línea graficada es un experimento aparte, el color denota un mismo tipo de configuración.

Se observa una variabilidad importante entre las señales de presión de experimentos con condiciones experimentales iguales (tamaño de partícula, altura de la pila y grado de fluidización). Los experimentos con pilas AG son los que más presentan variabilidad. En el capítulo 5 se plantean algunas causas del origen de esta variabilidad observada, sin embargo, su origen no está claro. Lo que sí se sabe, es que esta variabilidad tiene efectos en el desarrollo del flujo, como se muestran en resultados posteriores, por lo que su caracterización es de importancia. La variabilidad se caracterizó con el parámetro ΔP_{+0}^* , que corresponde al valor máximo que alcanza la presión de poros en el reservorio. Para el caso de pilas inicialmente fluidizadas, el valor de ΔP_{+0}^* , es la máxima presión de poros que se genera luego de la primera caída de presión descrita en el párrafo anterior. En la Figura 4.4 se muestra el volumen (por unidad de ancho) acumulado evacuado por el reservorio V_e durante el experimento y el gasto volumétrico q_e calculado como la diferencia del volumen acumulado evacuado. Notar que $V_e(t = \infty) \neq V_{av}$ debido a la existencia del tramo sin pendiente (de longitud 7.5 cm) entre la compuerta del reservorio y el plano inclinado. En la columna izquierda se muestran los experimentos realizados con partículas AG (fluidizados y no fluidizados) y en la columna derecha se muestran los experimentos con partículas AD.

El volumen evacuado por unidad de ancho fue calculado a partir de los datos de altura del reservorio $h_r(x, t)$ de la siguiente forma:

$$V_e(t) = H_0 x_0 - \int_0^{x_0} h_r(x, t) dx \quad (4.3)$$

Por otro lado, el gasto volumétrico de salida por unidad de ancho se calculó como:

$$q_e(t) = \frac{\partial V_e}{\partial t} = \frac{\Delta V_e(t)}{\Delta t} = \frac{V_{e_{t+1}} - V_{e_t}}{\Delta t} \quad (4.4)$$

Donde $V_{e_{t+1}}$ y V_{e_t} es el volumen evacuado en los instantes $t + \Delta t$ y t respectivamente, siendo Δt el periodo de muestreo de los datos de V_e . El volumen evacuado V_e fue adimensionalizado por el volumen (por unidad de ancho) inicial en el reservorio $V_0 = x_0 \cdot H_0$, mientras que el caudal evacuado q_e fue adimensionalizado por el volumen inicial dividido por la escala de tiempo de caída libre $\sqrt{H_0/g}$:

$$V_e^* = \frac{V_e}{V_0} ; q_e^* = \frac{q_e}{V_0/\sqrt{H_0/g}} \quad (4.5)$$

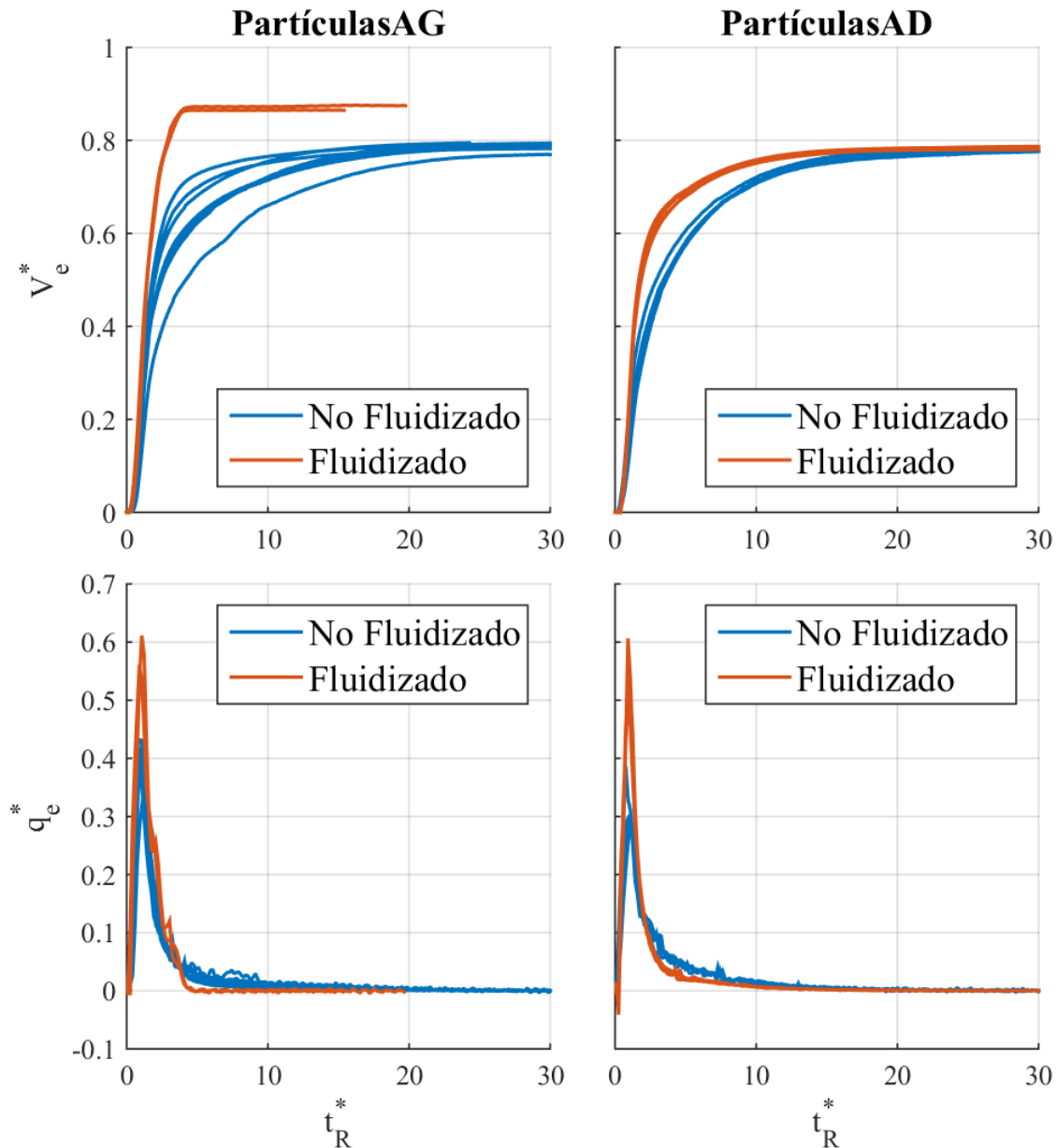


Figura 4.4: Gasto volumétrico adimensional versus el tiempo adimensional. En la columna izquierda lechos con partículas AG y en la derecha con partículas AD. En la primera fila se presentan los gastos acumulados y en la segunda el gasto volumétrico. Se muestran resultados de 6 mediciones de lechos AG, 2 de AG_F, 4 de AD y 3 de AD_F.

En Figura 4.4 se observa que las pilas inicialmente fluidizadas tienen un mayor caudal evacuado que su contraparte no fluidizada. Por otro lado, las pilas compuestas por un lecho de partículas AD presentan menores gastos que los lechos con partículas AG. Se observa que, en promedio el volumen evacuado se estabiliza en $t_R^* \approx 4$ para lechos AG_F, $t_R^* \approx 15$ para lechos AD_F, $t_R^* \approx 18$ para lechos AD y $t_R^* \approx 20$ para lechos AG. Otra característica relevante es que el flujo del material evacuado por el reservorio cesa después de que el frente del flujo alcanza el fin del canal (ver Figuras en la sección 4.3) excepto en los flujos de partículas AG_F en fondo liso. Lo anterior resulta un impedimento para poder determinar alguna longitud de la avalancha debido a que no es posible observarla completamente dentro de los 4.5 m que mide el canal.

Se observa variabilidad entre los experimentos con mismas condiciones experimentales. Dichas variaciones son mayores en los experimentos con lechos AG, al igual que en la señal de presión. La Figura 4.5 a) muestra que mientras mayor es la autofluidización, mayor es el volumen evacuado para un mismo tiempo. Faltan más experimentos para caracterizar esta tendencia.

En la Figura 4.5 b) se muestra el máximo del caudal evacuado versus el parámetro de máxima autofluidización durante el colapso, ΔP_{+0}^* , únicamente para experimentos en los cuales se registró el volumen evacuado y la presión en el fondo del reservorio al mismo tiempo. Los errores en el parámetro ΔP_{+0}^* representan el ruido ambiente propio de los sensores, mientras que los errores en el caudal evacuado fueron calculados como se muestra en el anexo B.3.2. Se puede observar que mientras mayor es ΔP_{+0}^* , mayor es el caudal evacuado. Sin embargo, hacen falta más puntos para poder caracterizar la tendencia. En el caso de los experimentos AG, se observa que el caudal máximo evacuado no varía mucho con ΔP_{+0}^* , sin embargo, como lo muestra la Figura 4.5 a), la diferencia en el volumen evacuado es en los instantes posteriores cuando se alcanza el máximo q_e^* .

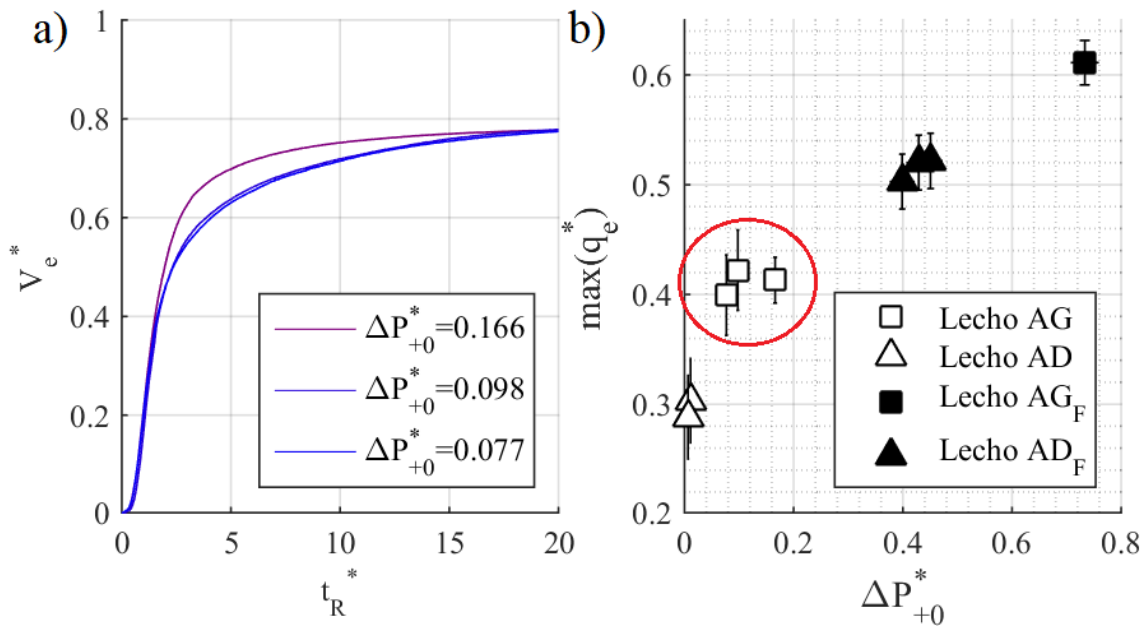


Figura 4.5: a) Volumen evacuado de 3 pilas AG con la máxima autofluidización. b) Máximo caudal evacuado versus la máxima autofluidización en el reservorio para experimentos en los cuales se midió la presión y el volumen evacuado simultáneamente. Dentro del círculo rojo se encuentran los experimentos graficados en a).

Para entender el comportamiento de la altura de la pila $H_r(t)$, caudal evacuado q_e , y la presión de poros ΔP , en la Figura 4.6 se muestran estas tres variables adimensionales. La altura de la pila corresponde a la altura calculada con la ecuación (4.6) y fue adimensionalizada por H_0 . Respecto a las pilas fluidizadas, se observa una correspondencia entre la señal de presión de poros y la del

gasto evacuado. En el caso de las pilas con partículas AG inicialmente fluidizadas y no fluidizadas, la disipación de la presión de poros ocurre aproximadamente al mismo tiempo que el gasto q_e se vuelve nulo. Por otro lado, en pilas con partículas AD, el reservorio continúa evacuando material incluso cuando la presión de poros ya retornó a su valor atmosférico.

$$H_r(t) = \frac{1}{x_0} \int_0^{x_0} h_r(x, t) dx \quad (4.6)$$

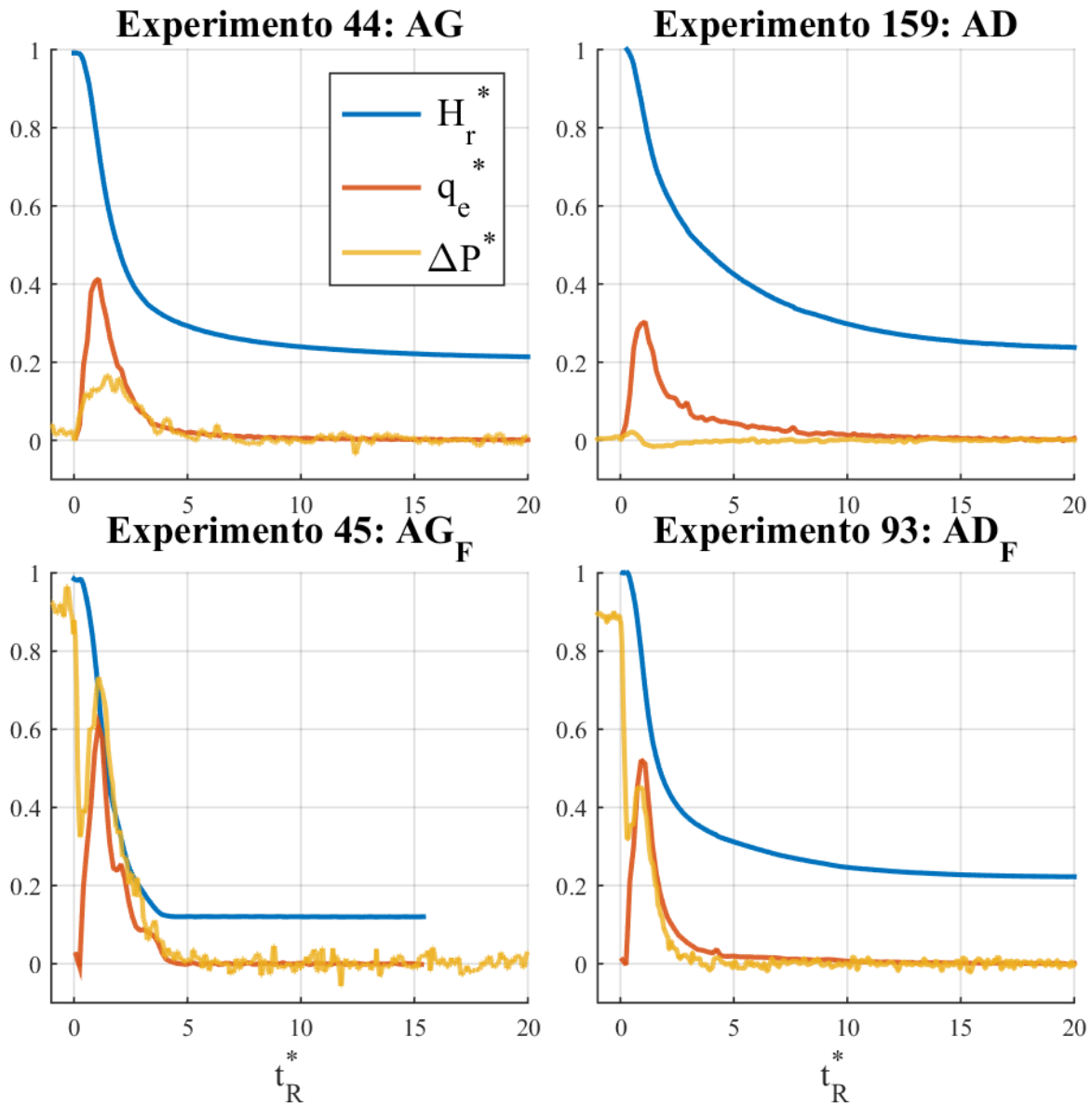


Figura 4.6: Variables medidas en el colapso del lecho inicial. Altura media h^* , gasto volumétrico evacuado q_A^* y la variación en la presión de poros ΔP^* .

De la Figura 4.6 en pilas inicialmente fluidizadas se observa que podría existir una relación entre la variación de presión de poros generada y el caudal de volumen evacuado durante el colapso. Notar que el caudal evacuado por unidad de ancho es la variación de la altura promedio de la pila en el tiempo multiplicada por el ancho del reservorio. Según Roche et al. (2010) esta variable tiene

relación con la presión de poros generada (ver ecuación (2.76)). En la Figura 4.7 se muestran los datos de la presión de poros y caudal evacuado mostrados en la Figura 4.6 graficados simultáneamente (tiempo a tiempo). Para el caso de los experimentos inicialmente fluidizados el inicio del colapso está dado por el marcador de color negro con mayor presión de poros. Posteriormente se observa la caída de presión características de las pilas inicialmente fluidizados y luego el aumento hasta ΔP_{+0}^* (marcado con un círculo de color rojo). Finalmente se observa el descenso de la presión de poros producto de la desfluidización de la presión para finalizar el colapso en punto (0,0). En el caso de los experimentos inicialmente no fluidizados, el inicio y fin del colapso de la columna es en el punto (0,0), los instantes iniciales del colapso están dados por la parte superior de la curva mientras que la desfluidización por la parte inferior.

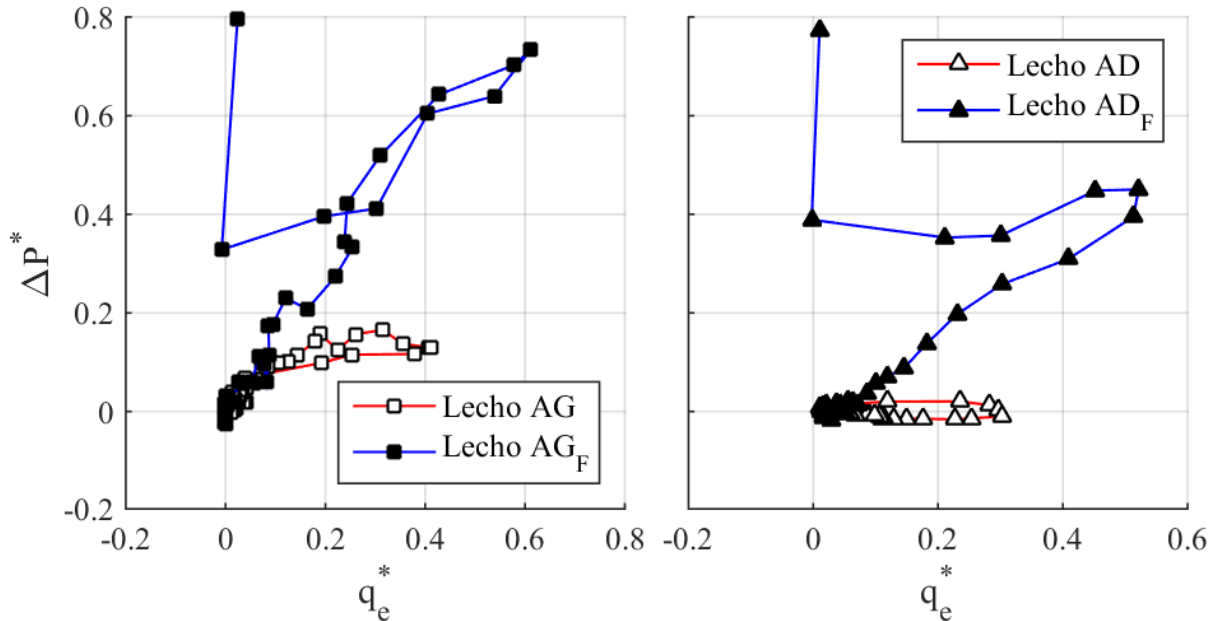


Figura 4.7: Graficas tiempo a tiempo de la presión de poros y el gasto volumétrico por unidad de ancho para los experimentos mostrados en la Figura 4.6. Los marcadores señalados en un círculo rojo en los lechos inicialmente fluidizados corresponden a los valores de ΔP_{+0}^* .

4.2 Presión de poros en el fondo.

Las variaciones en la señal de presión de poros (respecto de la presión atmosférica) medidas en el fondo del canal a diferentes distancias, x_s , medidas desde el inicio del plano inclinado, son presentadas en la Figura 4.8 y Figura 4.9. En estas figuras se presentan todas las mediciones válidas de presión de poros obtenidas en los experimentos realizados con una misma condición experimental. Cada columna representa una condición experimental ensayada con partículas AG (color azul) y AD (color rojo), mientras que cada fila contiene las mediciones en una determinada posición del canal. Cabe recordar que lo presentado corresponde a la variación de la presión de poros con respecto a la presión atmosférica. La presión de poros fue adimensionalizada con dos escalas. Para el caso de la señal de presión en el reservorio se utilizó la escala de presión de presión litostática inicial, $\rho_0 g H_0$.

$$\Delta P^* = \frac{\Delta P}{\rho_0 g H_0} \text{ en el reservorio} \quad (4.7)$$

Donde H_0 y ρ_0 es la altura y densidad inicial de la pila en el reservorio. Tomando en cuenta que la subpresión de poros escala con ρU_f^2 (Roche et al., 2013) y que la velocidad del frente U_f escala con $\sqrt{g\sqrt{V_{av}/b}}$ (Turnbull & McElwaine, 2010), donde V_{av} es el volumen de la avalancha (mostrado en la Tabla 4.2) y b el ancho del canal. Se tiene que una escala para la presión de poros en el fondo del canal podría ser $\rho_0 g \sqrt{V_{av}/b}$.

$$\Delta P^* = \frac{\Delta P}{\rho_0 g \sqrt{V_{av}/b}} \text{ en el canal} \quad (4.8)$$

La posición longitudinal del sensor, medida desde el inicio del plano inclinado, x_s , se adimensionalizó con el largo total horizontal antes del plano inclinado. Esto es la longitud del reservorio (19.93 cm) sumado a la distancia que existe entre la compuerta y el inicio del plano inclinado (7.5 cm). Una adimensionalización parecida fue utilizada por Lube et al. (2011), pero sin el tramo horizontal. Se tiene que:

$$x_s^* = \frac{x_s [cm]}{27.43 [cm]} \quad (4.9)$$

El tiempo, t , fue adimensionalizado con la escala de tiempo de caída libre a la posición del sensor, x_s :

$$t_p^* = \frac{t}{\sqrt{\frac{H_0 + x_s \sin(28^\circ)}{g}}} \quad (4.10)$$

Para estudiar el efecto de la fluidización inicial en la generación de presión de poros, en la Figura 4.8 se muestran las señales de presión obtenidas para 4 tipos de avalanchas en fondo liso. La columna izquierda corresponde a experimentos inicialmente no fluidizados y la columna derecha a experimentos inicialmente fluidizados. Se observa que los flujos compuestos por partículas AG ($d_{50} = 80 \mu m$) tienden a generar mayores variaciones en la presión de poros que los flujos compuestos por las partículas AD ($d_{50} = 150 \mu m$). En pilas inicialmente no fluidizadas, la subpresión (succión) comienza a observarse a partir de $x_s^* = 2.93$ (80.5 cm desde el comienzo del plano inclinado) para ambos tipos de lechos, sin embargo, sus contrapartes inicialmente fluidizadas, a esta distancia, continúan presentando sobrepresión. Otra característica importante es que, contraintuitivamente, las pilas inicialmente fluidizadas generan menores subpresiones que las inicialmente no fluidizadas.

Experimentalmente se evidenció que cuando el fondo del canal es liso, las variaciones de la presión captadas por un sensor aparecen cuando el frente toca la placa porosa del sensor, lo cual quiere decir que la posición del frente puede ser seguida identificando los tiempos donde comienza la variación de presión ($\Delta P \neq 0$). En la Figura 4.8, se observa que los tiempos de llegada del flujo con partículas AG son menores a los de las partículas AD y ya se puede anticipar que las avalanchas con partículas AG son más veloces que las conformadas con partículas AD.

Con el motivo de estudiar el efecto que tiene la rugosidad del fondo en la presión de poros, en la Figura 4.9 se muestran las variaciones de la presión para 4 avalanchas inicialmente no fluidizadas, en la columna izquierda se muestran experimentos en fondo liso (los mismos que se muestran en la columna izquierda de la Figura 4.8) y en la columna derecha se muestran experimentos con fondo rugoso ($\delta = 3 mm$).

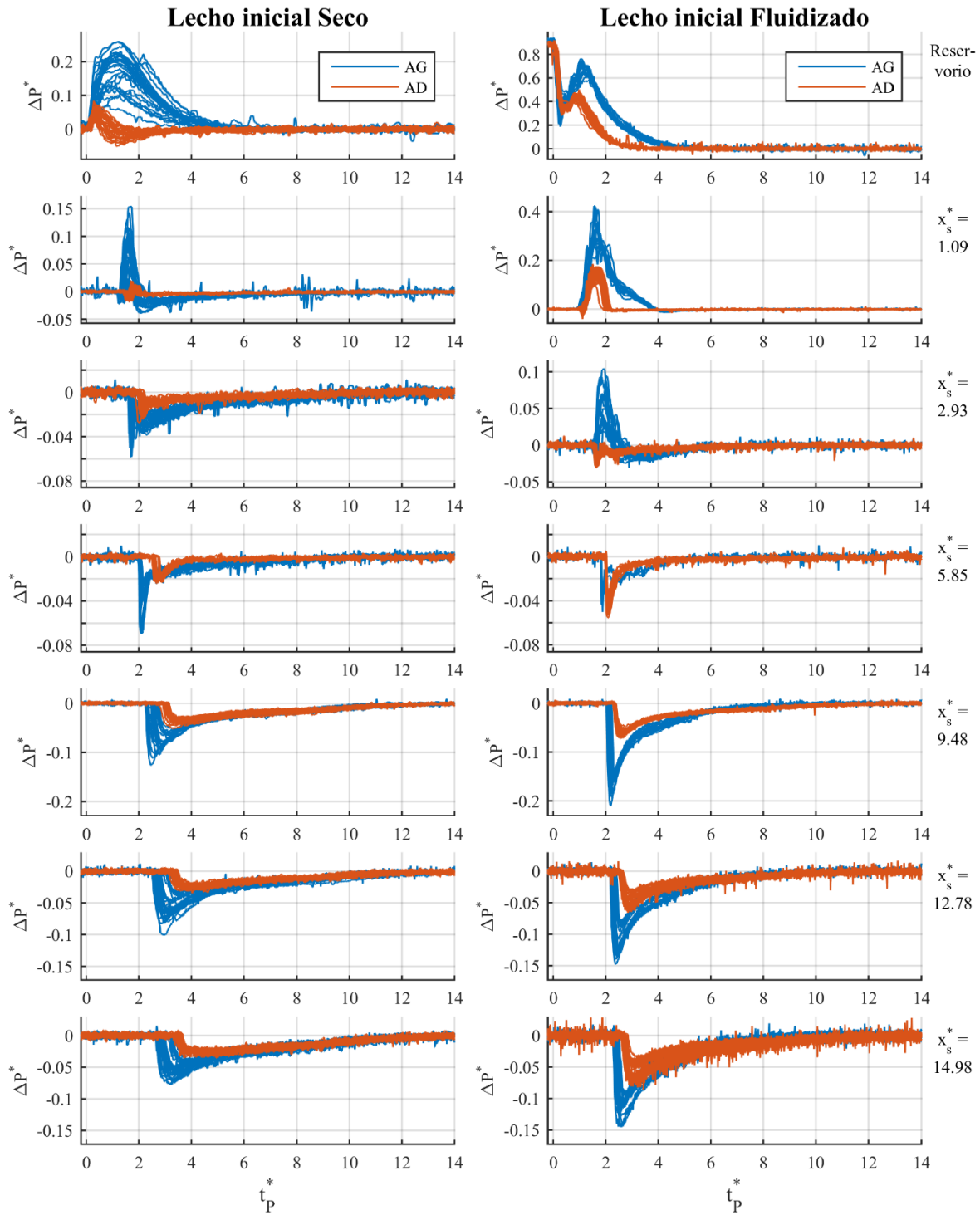


Figura 4.8: Variación de la presión de poros a lo largo de canal. Columna izquierda: experimentos no fluidizados en fondo liso. Columna derecha: experimentos inicialmente fluidizados en fondo liso. En azul: experimentos con partículas AG ($d_{50} = 80 \mu\text{m}$). En color rojo: experimentos con partículas AD ($d_{50} = 150 \mu\text{m}$). La primera fila corresponde a las mediciones al interior del reservorio. Se reportan 37 experimentos AG no fluidizados, 40 experimentos AD no fluidizados, 22 experimentos AG fluidizados y 38 experimentos AD fluidizados.

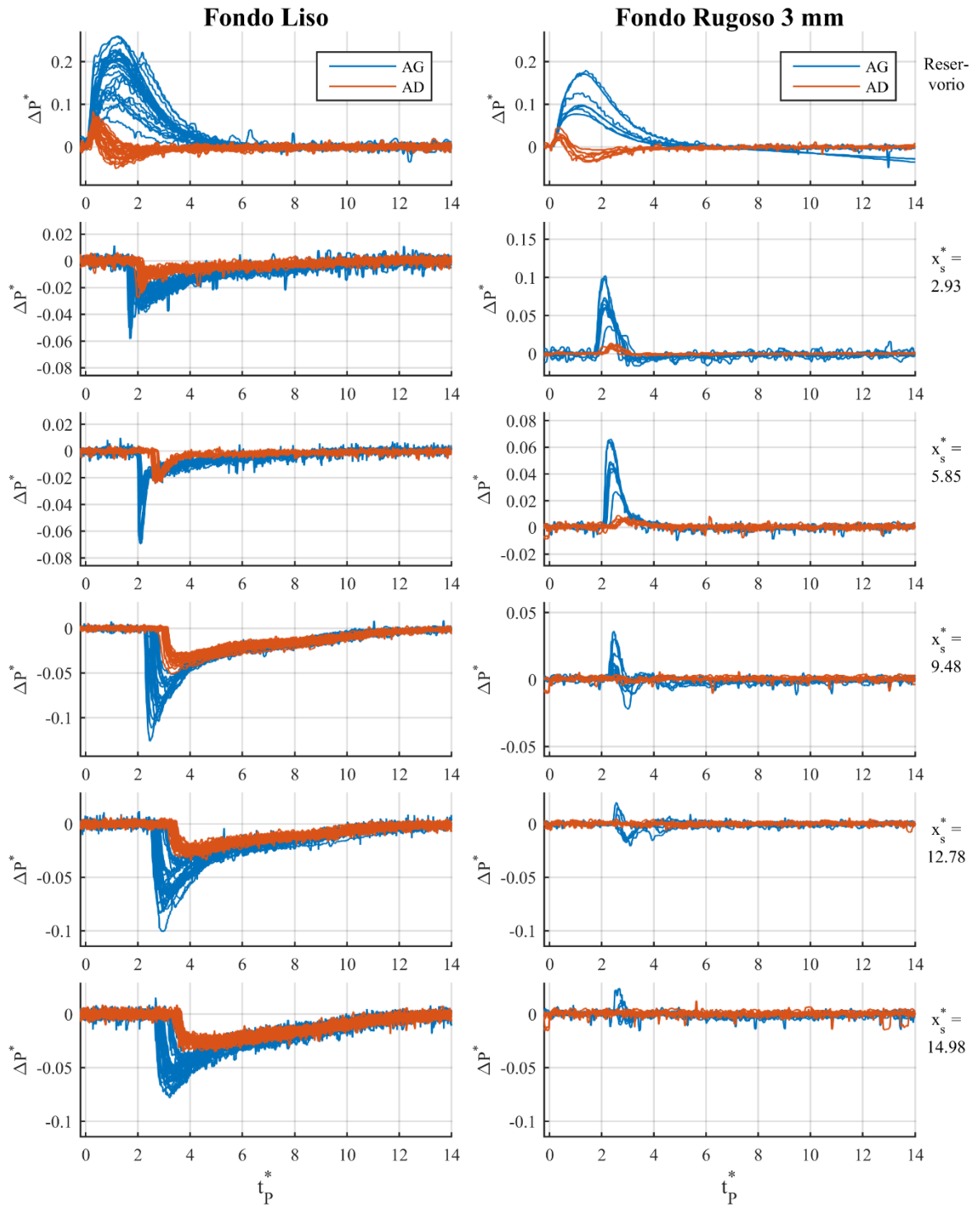


Figura 4.9: Variación de la presión de poros a lo largo de canal. Columna izquierda: experimentos no fluidizados en fondo liso. Columna derecha: experimentos no fluidizados en fondo rugoso ($d_f = 3\text{mm}$). En azul: experimentos con partículas AG ($d_{50} = 80\ \mu\text{m}$). En color rojo: experimentos con partículas AD ($d_{50} = 150\ \mu\text{m}$). Se reportan 37 experimentos AG en fondo liso, 40 experimentos AD en fondo liso, 8 experimentos AG en fondo rugoso y 9 experimentos AD en fondo rugoso.

En la Figura 4.9, se observa que el colapso de la pila es idéntico, lo cual es de esperar, debido a que la rugosidad del fondo se encuentra solo en la parte inclinada del canal. Con respecto al desarrollo del flujo en el canal, se observa que el fondo rugoso suprime la subpresión y favorece la fluidización de la columna. En efecto, en los experimentos en fondo rugoso se puede observar sobrepresión hasta $x_s^* = 9.48$ (260 cm desde el comienzo del plano inclinado), y en el caso de flujos con partículas AG puede ser observada incluso en $x_s^* = 14.98$ (411 cm desde el comienzo del plano inclinado) en algunos experimentos. En posiciones alejadas de la compuerta, los experimentos con fondo rugoso casi no presentan variaciones en la presión relativa, más aún, en el caso de los flujos con partículas AD. Se podría decir que la variación de presión de poros es casi nula comparable con el ruido propio del sensor de presión.

4.2.1 Variabilidad en la señal de presión de poros entre experimentos con iguales condiciones experimentales.

En las gráficas de las señales de presiones presentadas en las Figura 4.8 y Figura 4.9, se observa gran variabilidad entre experimentos con iguales condiciones experimentales. Dicha variabilidad tiene relación con la variabilidad en el colapso inicial de la columna como lo muestra la Figura 4.10. Se observa que esta variabilidad es mayormente notoria en pilas AG en donde se aprecia que a mayor autofluidización inicial (ΔP_{+0}^*), menor es la subpresión y el tiempo de llegada del frente.

Para el estudio de esta variabilidad se consideraron tres posiciones del canal alejadas de la compuerta: $x_s^* = 9.48, 12.78$ y 14.98 (260, 350.5 y 411 cm), en donde las señales de presión corresponden únicamente a subpresión. Además, se consideraron dos parámetros de la señal de presión: 1) el tiempo de llegada del frente a la posición del sensor y 2) la mínima subpresión registrada. Ambos parámetros se muestran en la Figura 4.11.

El tiempo de llegada del frente $t_{llegada}$, se determinó ajustando la función de dos tramos mostrada en la ecuación (4.11) a la señal de presión entre el tiempo 0 y el tiempo donde ocurre la mínima subpresión. El ajuste consta de dos rectas, el primer tramo una recta constante con valor aproximadamente 0 (dP) y la segunda con pendiente negativa ($m < 0$). La coordenada del punto en donde se interceptan ambas rectas corresponde al tiempo de llegada del frente. En cada ajuste, se determinó el valor de dP , m y $t_{llegada}$.

$$f(t) = \begin{cases} dP & \text{si } t < t_{llegada} \\ m(t - t_{llegada}) + dP & \text{si } t \geq t_{llegada} \end{cases} \quad (4.11)$$

El tiempo de llegada se evaluó expresándolo como una velocidad media temporal del frente. Dicha velocidad se define como:

$$U_{x_s} = \frac{x_s}{t_{llegada}} \quad (4.12)$$

Donde x_s es la posición del sensor. En el caso de los experimentos en fondo rugoso, es difícil determinar el tiempo de llegada del flujo al sensor por medio de la señal de presión de poros. En este caso el tiempo de llegada, $t_{llegada}$, fue determinado por los datos de la posición del frente en los experimentos que se haya medido. Dado que no se tienen muchos experimentos en fondo rugoso con posiciones del frente medidas, para el siguiente análisis no hay muchos datos en fondo rugoso comparado con la cantidad de datos en fondo liso.

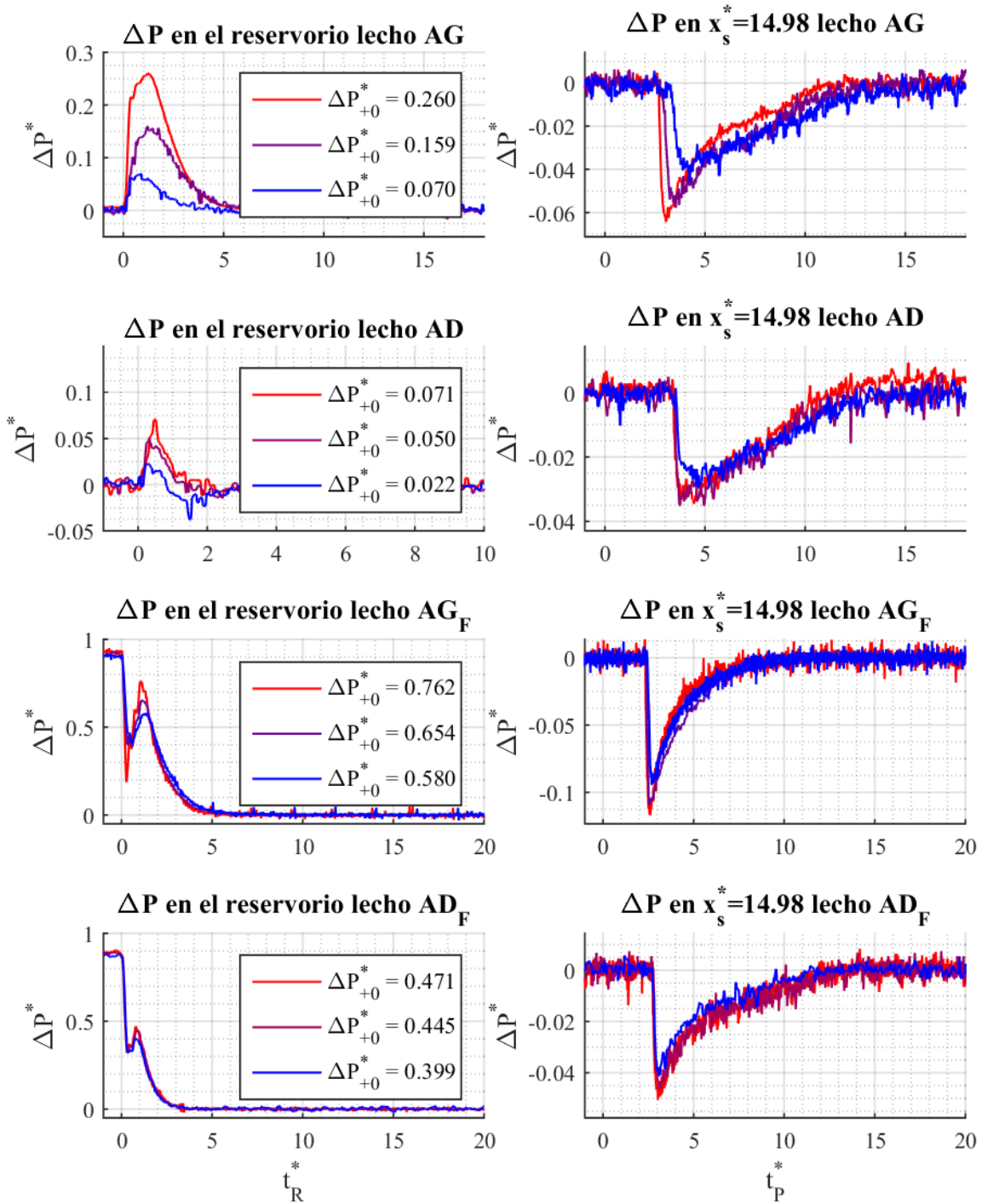


Figura 4.10: Variabilidad en la señal de presión adimensional en el reservorio (ecuación (4.7)) y a 411 cm de la compuerta (ecuación (4.8)). Experimentos con lecho AG son los que más variabilidad presentan. En la leyenda se muestra el valor de la máxima autofluidización en el reservorio ΔP_{+0}^* .

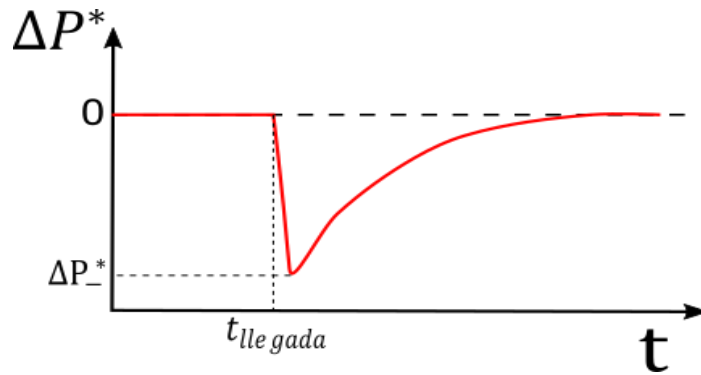


Figura 4.11: Esquemática de los parámetros evaluados en la variabilidad de la señal de presión en experimentos con fondo liso.

En la Figura 4.12 se muestra el módulo de la subpresión mínima versus la autofluidización máxima en el reservorio en las posiciones $x_s^* = 9.48, 12.78$ y 14.98 . El error de la presión corresponde a la desviación estándar del ruido ambiente del sensor captado antes del inicio del experimento. El error de U_{x_s} se obtuvo como se muestra en el anexo B.1.2. Se puede observar que, en las avalanchas con fondo liso, cuando mayor es la autofluidización, mayor es el módulo de la subpresión generada. Sin embargo, en el caso de los experimentos con partículas AD la tendencia no es clara y parece no existir dicha relación. Podría ser que existieran dos curvas para representar dicho fenómeno, una curva para experimentos inicialmente no fluidizados y otra para inicialmente fluidizados. Otra característica importante es que en $x_s^* 9.48$ (260 cm) el módulo de la subpresión alcanza valores más altos.

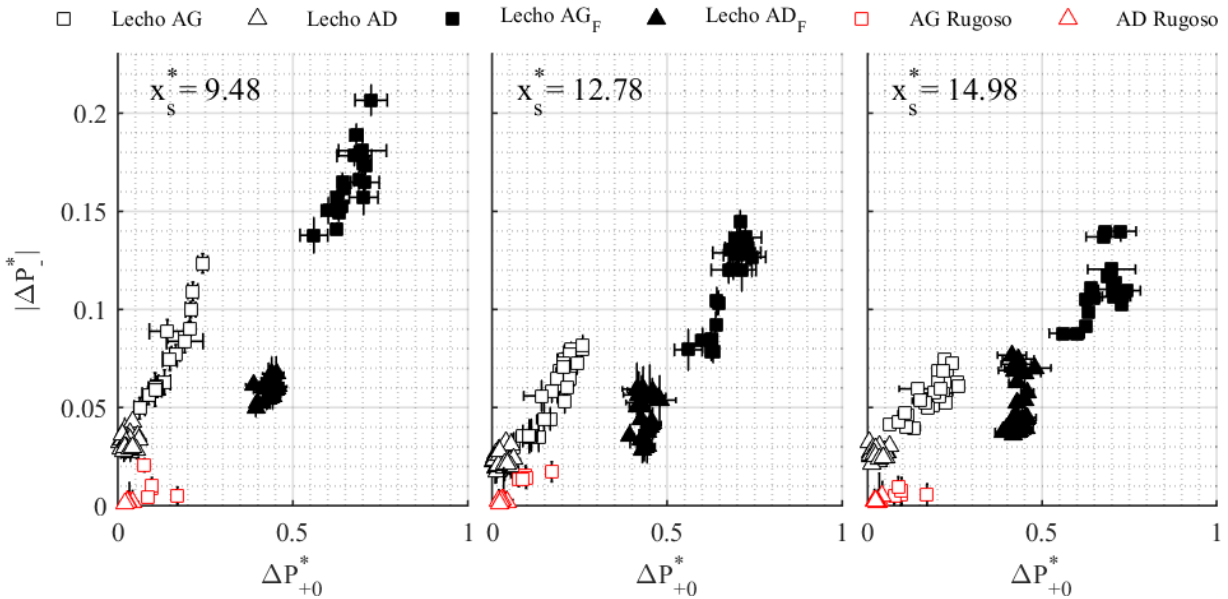


Figura 4.12: Módulo de la mínima subpresión versus la máxima autofluidización en el reservorio.

En la Figura 4.13 se muestra la velocidad media del frente al llegar al sensor versus la máxima autofluidización en el reservorio. De ella se puede observar que existe una clara dependencia entre estos parámetros. Cuanto mayor es la presión es ΔP_{+0}^* , mayor es la velocidad media del frente (y por ende menor es el tiempo de llegada del flujo). Pareciera ser que existe una relación lineal entre ambos parámetros con rectas diferentes nuevamente, para experimentos inicialmente fluidizados y no fluidizados. Se observa también que los experimentos en fondo rugoso de pilas AG tienen significativamente mayores velocidades medias que su contraparte en fondo liso. En el caso de los

flujos AD, no hay mucha diferencia en las velocidades medias entre el caso con fondo rugoso y liso.

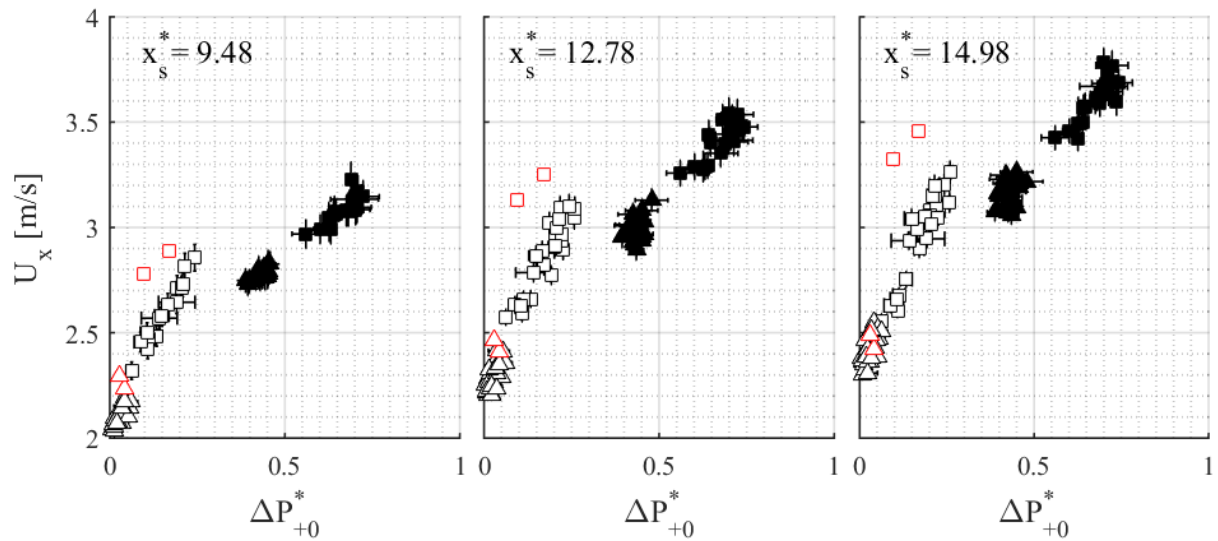


Figura 4.13: Velocidad media al sensor versus la presión de autofluidización. Los datos para avalanchas con fondo rugoso fueron determinados a partir de los datos de la posición del frente captados con cámara. La simbología es la misma que la que se muestra en la Figura 4.12.

Como se puede apreciar, en la Figura 4.13 se muestran resultados dimensionales para la velocidad media del frente al llegar al sensor. Los resultados claramente dependen de la posición del canal. En posiciones más cercanas a la compuerta se tienen velocidades medias más pequeñas debido al tiempo de acción de la gravedad sobre el flujo. Para eliminar tal efecto, se adimensionalizó la velocidad media con una escala de caída libre a la posición del sensor.

$$U_x^* = \frac{U_x}{\sqrt{2g(H_0 + x_s \sin 28^\circ)}} \quad (4.13)$$

En la Figura 4.14, a la izquierda se muestran los datos dimensionales de la velocidad media, mientras que a la derecha se muestran los mismos datos, pero adimensionales. Se puede evidenciar el colapso de las curvas inicialmente fluidizadas y no fluidizadas mostrando que, con la escala de la ecuación (4.13) los resultados se independizan de la posición en el canal, al menos para las posiciones analizadas.

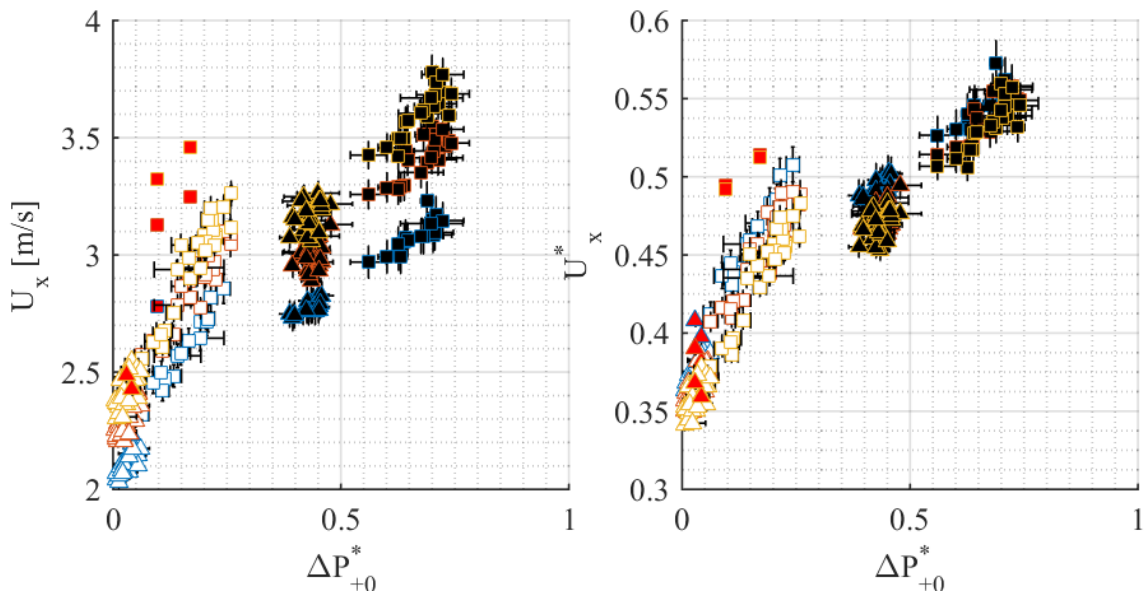


Figura 4.14: Mismos datos de la figura anterior. A la izquierda datos de velocidad media dimensionales y a la derecha los mismos datos, pero adimensionales. El color de los bordes de los marcadores denota la posición x_s^* donde fueron medidos los datos: Azul: 9.48 (260 cm), Rojo: 12.78 (350.5 cm) y Amarillo: 14.98 (411 cm). Marcadores con relleno negro: inicialmente fluidizados. Marcadores sin relleno: no fluidizados inicialmente. Marcadores relleno rojo: fondo rugoso.

En la Figura 4.15 se muestra la relación que existe entre la velocidad media al sensor y la subpresión máxima generada. Nuevamente se muestra el colapso de los datos. Se puede apreciar que a medida que aumenta la velocidad media al sensor, el módulo de la mínima subpresión también lo hace. Del gráfico se puede evidenciar nuevamente que el módulo de la mínima subpresión es mayor en la posición x_s^* 9.48 (260 cm), sin embargo, cuando se grafican los datos adimensionales (gráfico de la derecha) podría decirse que estos resultados caen sobre la misma tendencia.

Cabe mencionar que la escala de velocidad utilizada funciona en este caso. Sin embargo, si el canal fuese más largo y la velocidad del frente se hiciera constante, la escala no funcionaría ya que se está comparando un movimiento uniformemente acelerado con uno en donde la aceleración disminuye hasta hacerse nula y en algunos casos negativa.

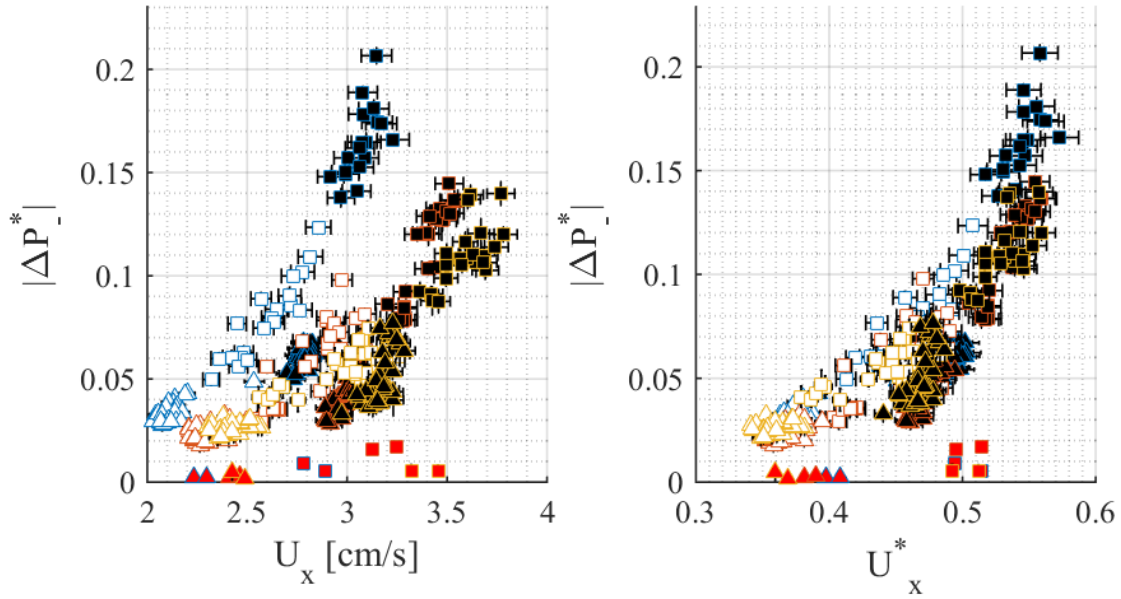


Figura 4.15: Módulo de la subpresión versus la velocidad media al sensor. A la izquierda datos de velocidad media dimensionales y a la derecha los mismos datos, pero adimensionales. El color de los bordes de los marcadores denota la posición x_s^* donde fueron medidos los datos: Azul: 9.48 (260 cm), Rojo: 12.78 (350.5 cm) y Amarillo: 14.98 (411 cm). Marcadores con relleno negro: inicialmente fluidizados. Marcadores sin relleno: no fluidizados inicialmente. Marcadores relleno rojo: fondo rugoso.

4.2.2 Comportamiento de la presión de poros a lo largo del canal.

En la Figura 4.16 se muestran los máximos y mínimos de las señales de presión para las 6 condiciones experimentales ensayadas. En la columna izquierda se muestran los máximos de la presión, mientras que en la columna derecha se muestran los mínimos de la presión. La distancia de la posición del sensor de presión, x_s (medida desde el comienzo del plano inclinado) fue adimensionalizada por una escala de longitud de difusión de la presión de poros del flujo, L_D :

$$x_D^* = \frac{x_s}{L_D} \quad (4.14)$$

L_D representa la escala de longitud a la cual la presión de poros se disipa y es considerada a partir del inicio del plano inclinado. Se define como:

$$L_D = \sqrt[3]{\frac{V_{av}^2}{b^2 D_0} U_f} \quad (4.15)$$

Donde V_{av} es el volumen de la avalancha (mostrado en la Tabla 4.2), b es el ancho del canal, D_0 es el coeficiente de difusión de la pila antes de su colapso y U_f es una escala de velocidad del flujo elegida como la máxima velocidad que alcanza el frente. Se muestran los valores obtenidos de L_D para cada configuración experimental:

Tabla 4.3: Estimación longitud de difusión de la presión de poros, L_D .

Lecho	Fondo	L_D [cm]
AG	Liso	57.8
AD	Liso	33.9
AG_F	Liso	66.6
AD_F	Liso	36.3
AG	Rugoso	50.5
AD	Rugoso	28.7

La presión máxima y mínima de poros, en el caso del reservorio fue adimensionalizada por la presión litostática inicial $\rho_0 g H_0$, mientras que en el canal fue adimensionalizada por $\rho_0 g L$ donde $L = \sqrt{V_{av}/b}$.

Se puede observar que existe una correspondencia en los valores mínimos y máximos de la presión con la presión de autofluidización en el reservorio. Mientras mayor es el máximo de la presión de autofluidización en el reservorio, mayores son los máximos de la presión y menores son los mínimos. Con respecto a los máximos de la presión de poros, se aprecia que ésta decae a medida que nos alejamos de la compuerta. En experimentos inicialmente no fluidizados con fondo liso éste máximo desaparece a partir de x_D^* igual a 1 en flujos con partículas AD y AG no fluidizados. En experimentos inicialmente fluidizados, pareciera ser que la sobrepresión desaparece en x_D^* igual a 2 en flujos con partículas AG y AD. En el caso de los flujos AG con fondo rugoso, en algunos experimentos la sobrepresión se observa en las posiciones más alejadas de la compuerta, sin embargo, el decaimiento de la máxima sobrepresión cesa en aproximadamente x_D^* igual a 6. Con respecto a las mínimas subpresiones se advierte que, en posiciones intermedias del canal, la subpresión es la mínima registrada para casi todos los casos de avalanchas, específicamente en el sensor de presión ubicado a $x_s^* = 9.48$ (2.6 m desde el comienzo del plano inclinado). Como ya se mencionó al comienzo de esta sección, los flujos compuestos de partículas AG generan mayor variación de presión que los compuestos por partículas AD.

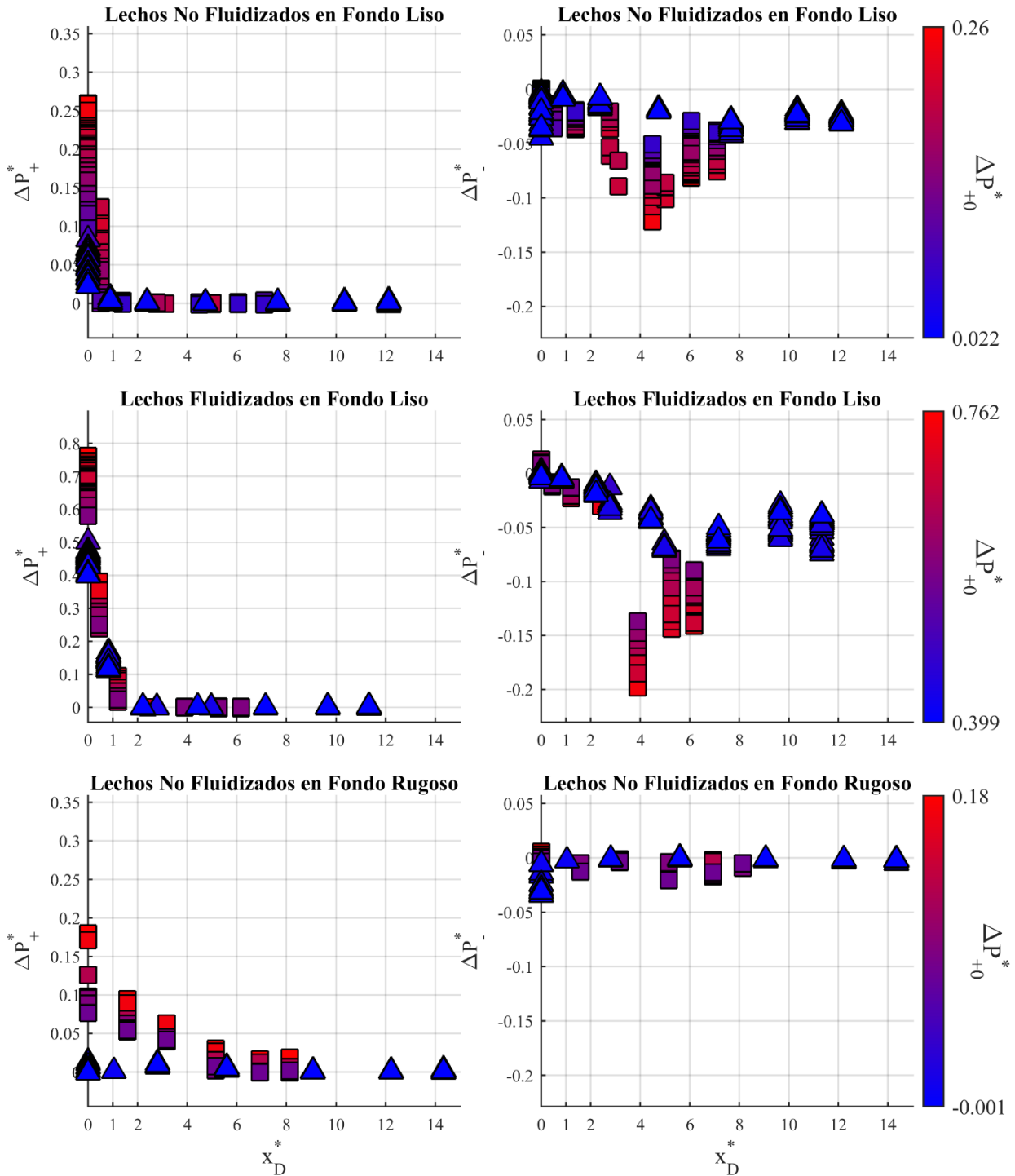


Figura 4.16: Variación de los máximos y mínimos de la presión en la posición longitudinal. Los marcadores cuadrados ■ corresponden a experimentos con partículas AG ($d_{50} = 80 \mu\text{m}$) y los marcadores triangulares ▲ corresponden a experimentos con partículas AD ($d_{50} = 150 \mu\text{m}$). Los colores representan el valor del parámetro de autofluidización inicial en el reservorio ΔP_{+0}^* en cada experimento. Los valores de ΔP_{+0}^* se muestran en la posición $x=0 \text{ cm}$ como referencia únicamente ya que en verdad la presión es medida dentro del reservorio. Notar que la escala de colores varía de acuerdo con el máximo y mínimo registrado de la auto fluidización del reservorio para los tipos de avalanchas.

Se puede observar también que el mínimo de la supresión pareciera estabilizarse en el último tramo del canal en flujos con fondo liso. Sin embargo, esto no se cumple para flujos AG con fondo rugoso. Lo anterior puede ser visualizado con mayor detalle en la Figura 4.17, donde se muestran los mínimos de la subpresión en x_s^* 14.98 (411 cm) y 12.78 (350.5 cm).

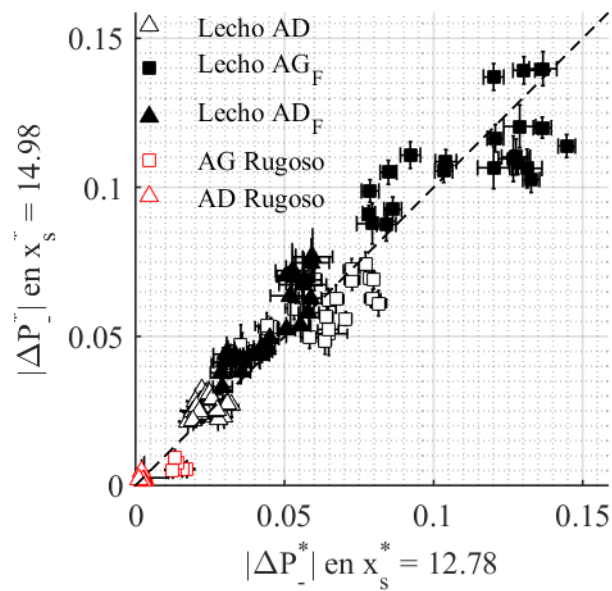


Figura 4.17: Mínimos de la presión de poros registrada a 350.5 (eje x) y 411 cm (eje y) de la compuerta. La línea punteada tiene pendiente 1.

En las señales de presión mostradas en la Figura 4.8, se puede observar que la duración de la señal de presión (desde que el frente llega hasta que la presión retorna a su valor atmosférico) no varía mucho entre experimentos con iguales condiciones experimentales. Se estimaron las duraciones de la variación de presión en las diferentes posiciones del canal para las 4 avalanchas en fondo liso utilizando el promedio en los experimentos de las señales de presión obtenidas. Considerando el ruido ambiente en la señal de presión y que en las etapas finales de la avalancha (cola) la presión de poros se aproxima casi asintóticamente a la presión atmosférica, las duraciones determinadas están sujetas a errores considerables. La Figura 4.18 muestra las duraciones adimensionalizadas por el tiempo de caída libre en el reservorio $\sqrt{H_0/g}$. Se puede observar un aumento en la duración de la señal de presión a medida que la avalancha se desarrolla, estabilizándose en las posiciones más alejadas de la compuerta. Se observan también, que las avalanchas inicialmente fluidizadas tienen menor duración que las no fluidizadas inicialmente y las avalanchas compuestas por partículas AG tienen menor duración que las compuestas por partículas AD.

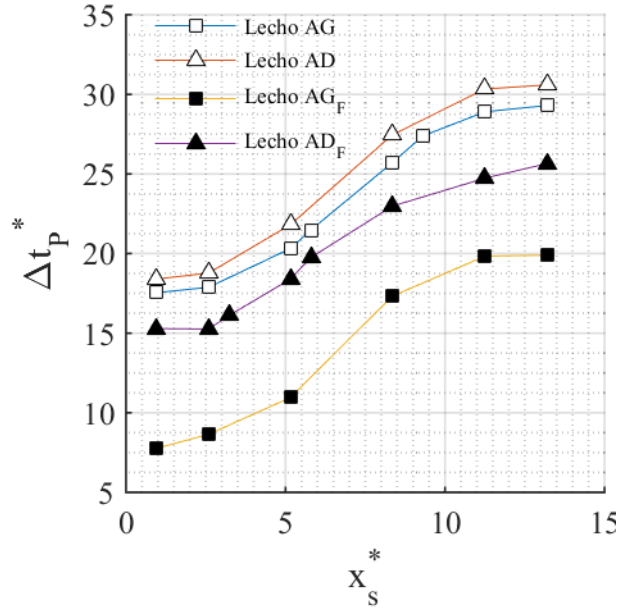


Figura 4.18: duración de la señal de presión en función de la distancia longitudinal para experimentos en fondo liso. La duración de la avalancha fue adimensionalizada con la escala $\sqrt{H_0/g}$.

4.3 Posición y velocidad del frente.

A continuación, se muestran las posiciones del frente de la avalancha, x_f , la cual se midió a partir del comienzo del plano inclinado. Las velocidades del frente se calcularon mediante el diferencial discreto de la posición del frente en el tiempo, resultando en velocidades muy fluctuantes debido a los errores al calcular la posición del frente. Para tener una mejor estimación de la velocidad se ajustaron curvas a la posición del frente para luego derivarlas explícitamente y obtener la velocidad del frente. La curva ajustada en este caso se divide en dos partes, la primera parte corresponde a una fase de aceleración mientras que la segunda corresponde a un movimiento rectilíneo uniforme:

$$x_f(t) = \begin{cases} \alpha(t - t_0)^\beta + V_0(t - t_0) + x_0 & \text{si } t < t_{a=0} \\ m \cdot t + n & \text{si } t \geq t_{a=0} \end{cases} \quad (4.16)$$

Para asegurar la continuidad de x_f y su derivada, \dot{x}_f , entre ambos tramos de la función, las constantes m y n se deben expresar en función de los parámetros de la curva de aceleración:

$$m = \alpha\beta(t_{a=0} - t_0)^{\beta-1} + V_0 \quad (4.17)$$

$$n = \alpha(t_{a=0} - t_0)^{\beta-1} \cdot (t_{a=0}(1 - \beta) - t_0) - V_0 t_0 + x_0 \quad (4.18)$$

Los parámetros que ajustar son $\alpha, \beta, t_0, V_0, t_0$ y $t_{a=0}$ lo cual se realizó con el método de los mínimos cuadrados, mientras que el parámetro x_0 sirve para ajustar los datos de experimentos fluidizados cuya posición del frente en función del tiempo tiene una forma poco convencional (casos AG_F y AD_F). Notar que el valor de m corresponde a la velocidad terminal del frente de la avalancha en caso de existir. Los resultados de todos los ajustes se pueden ver en el Anexo C del presente informe.

En las gráficas que se muestran a continuación, la posición del frente fue adimensionalizada con la longitud desde la parte posterior del reservorio hasta el comienzo del plano inclinado (27.43 cm).

$$x_f^* = \frac{x_f [cm]}{27.43 [cm]} \quad (4.19)$$

Notar que x_f^* es igual que la variable x_s^* . Las diferentes notaciones son solamente para saber si se está refiriendo a la posición del frente o a una posición del sensor de presión. El tiempo fue adimensionalizado con la escala de caída libre de la pila del reservorio (ecuación (4.1)). Los resultados de la velocidad del frente (U_f) fueron adimensionalizados con la máxima velocidad potencial de caída libre en el canal, esto equivale a:

$$U_f^* = \frac{U_f}{\sqrt{2g(H_0 + 4.5 \sin 28^\circ)}} \quad (4.20)$$

Donde el número 4.5 corresponde a la longitud total del canal expresado en metros.

4.3.1 Experimentos en fondo liso inicialmente no fluidizados (AG y AD).

El frente de la avalancha es ordenado, sin embargo, su posición no es homogénea en el ancho del canal como se observa en la Figura 4.19. Los datos de la posición del frente corresponden al seguimiento de la parte central del frente en donde se ubican los sensores de presión. Las flechas rojas en la Figura 4.19 indican la posición del frente. En algunos casos se puede ver que hay otras partes del frente en los costados del canal que superan la flecha roja, lo cual denota la heterogeneidad mencionada anteriormente.

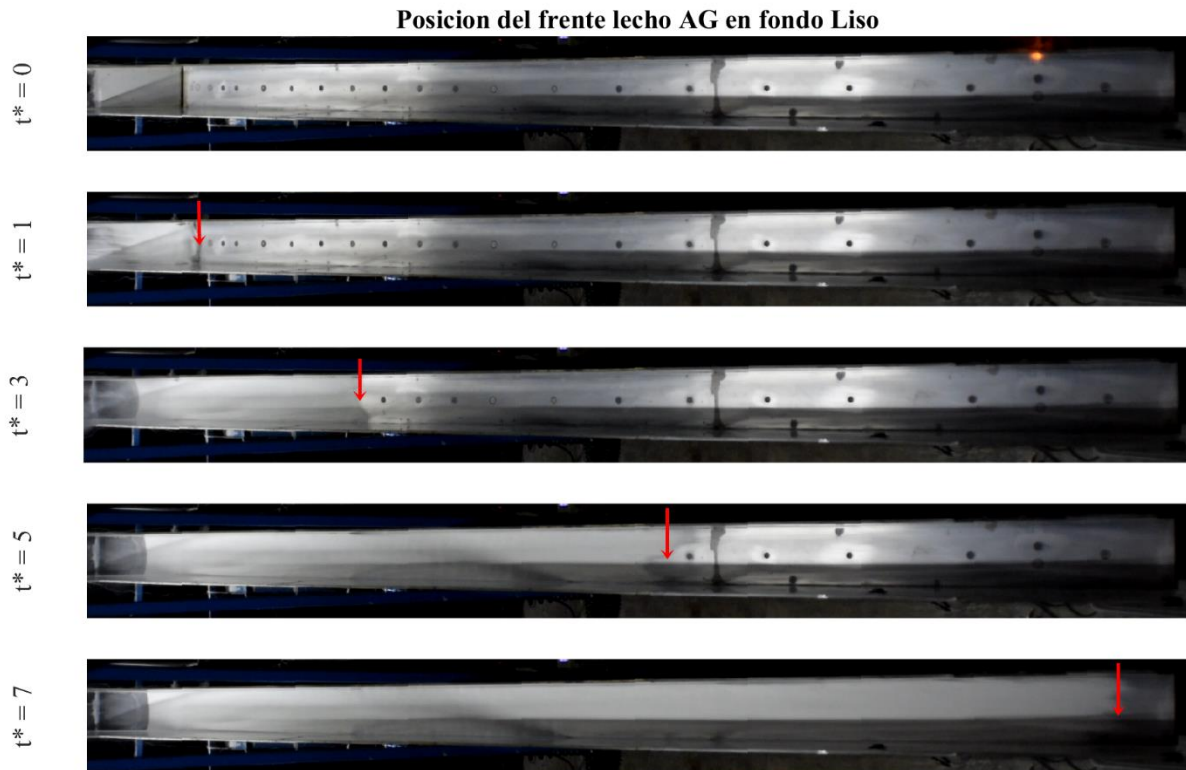


Figura 4.19: Secuencia de imágenes de la medición posición del frente para experimento lecho AG en fondo liso. Los puntos en el medio del canal corresponden a las placas porosas de los sensores de presión. Estos mismos puntos fueron usados para corregir la posición del frente por el efecto de paralaje. Las flechas rojas indican la posición del frente.

En la Figura 4.20 se muestran los datos obtenidos de la posición del frente para las avalanchas con partículas AG y AD inicialmente no fluidizadas en fondo liso. Se muestran 7 experimentos AG y 8 experimentos AD. La variabilidad entre los mismos experimentos podría deberse a las características del colapso de la pila en el reservorio. Es por esto, que cada experimento tiene un color asociado que indica la máxima autofluidización en el reservorio (ΔP_{+0}^*) obtenida en tal experimento. Se observa que al igual que en las mediciones de presión de poros, la variabilidad en los resultados del flujo con partículas AG es mayor que en las AD y, que mientras mayor es el parámetro de autofluidización inicial, el frente es más veloz. Los datos de la posición del frente no comienzan desde el origen del gráfico debido al tiempo que le toma recorrer al flujo el pequeño tramo sin pendiente que se ubica entre la compuerta y el plano inclinado. De la posición y velocidad del frente de las partículas AG se observan dos fases. La primera de aceleración y la segunda con velocidad constante, de igual forma esto se puede observar en los resultados con partículas AD. El cambio de fases ocurre en promedio en t_R^* igual a 4 y 7 en flujos AG y AD respectivamente. Las velocidades máximas alcanzadas del frente por los flujos AG van desde los 3 a 4.3 m/s, mientras que los con partículas AD van desde 2.7 a 3.6 m/s, según los ajustes. Se observa además que, el experimento con partículas AG con menor autofluidización inicial presenta una ligera desaceleración al final. La gran dispersión en las velocidades calculadas del frente puede deberse a heterogeneidades del frente y al método con el cual fueron estimadas y a la presencia de las placas porosas que podrían perturbar el delgado frente.

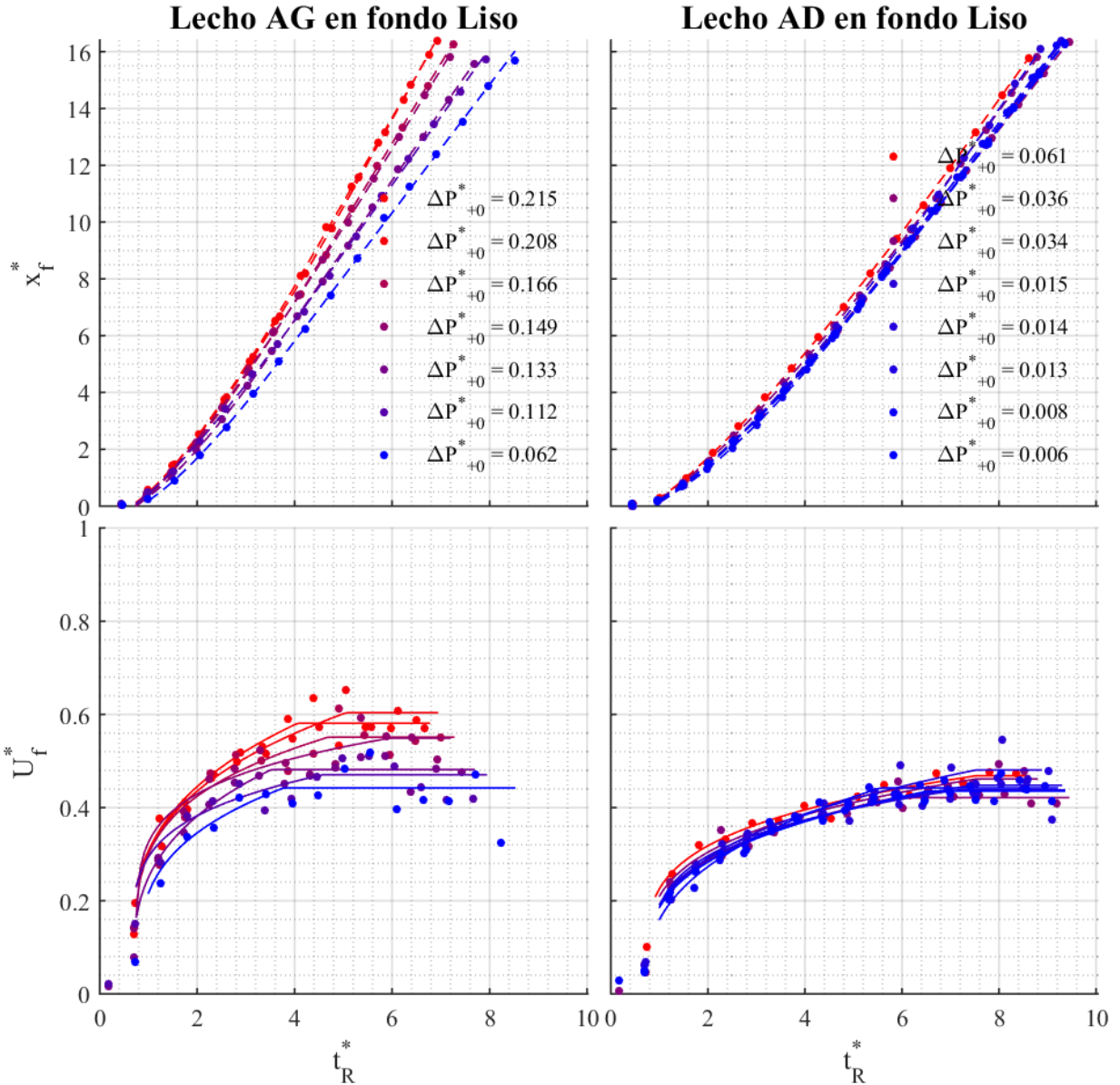


Figura 4.20: Posición y velocidad del frente para flujos con partículas AG ($d_{50} = 80 \mu\text{m}$) y AD ($d_{50} = 150 \mu\text{m}$) inicialmente no fluidizados en fondo liso. Los colores indican el valor de la máxima autofluidización en el reservorio ΔP_{+0}^* . Los puntos corresponden a datos obtenidos de la posición del frente mientras que la línea segmentada corresponde al ajuste mostrado en la ecuación (4.16). Las líneas continuas en los gráficos de la velocidad del frente corresponden a la derivada del ajuste de la posición del frente.

4.3.2 Experimentos en fondo liso inicialmente fluidizados (AG_F y AD_F).

El frente de la avalancha es desordenado, con muchas irregularidades. Los datos de la posición del frente corresponden a la posición central del frente donde se ubican los sensores de presión. Durante el desarrollo de la avalancha se puede observar dos frentes, el primer frente que se observa corresponde a una delgada capa que se desliza por el fondo. Su gran velocidad inicial se debe a su comportamiento como fluido que le brinda la fluidización inicial. Posteriormente el colapso de la pila libera gran cantidad de material generando un frente secundario que sobrepasa al primero en

el instante $t_R^* = 2.5$ aproximadamente. En la Figura 4.21 se pueden observar los dos frentes antes mencionados antes y después de que el segundo sobrepase al primero. En $t_R^* = 0.5$ se puede evidenciar una sombra debajo del frente lo que indica que el primer frente se despega del fondo del canal por algunos instantes, lo cual se debe al tramo horizontal entre la compuerta y la rampa.

Posición del frente lecho AG_F en fondo Liso



Figura 4.21: Secuencia de imágenes de la medición posición del frente para experimento inicialmente fluidizado con partículas AG en fondo liso. Los puntos en el medio del canal corresponden a las placas porosas de los sensores de presión. Estos mismos puntos fueron usados para corregir la posición del frente por el efecto de paralaje. Las flechas rojas indican la posición del primer frente liberado, las flechas azules indican la posición del segundo frente que arremete desde atrás y la flecha roja con borde azul denota la posición donde el segundo frente sobrepasa al primero.

En la Figura 4.22 se muestran los datos obtenidos de la posición del frente para las avalanchas con partículas AG y AD inicialmente fluidizadas en fondo liso. Se muestran 5 experimentos AG_F y 4 experimentos AD_F . Al igual que en el gráfico anterior, cada experimento tiene un color asociado que habla de la máxima autofluidización en el reservorio (ΔP_{+0}^*). No se observa gran variabilidad en la posición del frente en experimentos AG_F y AD_F . La posición del frente en los casos AG_F y AD_F presentan un cambio de pendiente (velocidad) abrupto en aproximadamente $t_R^* = 2.5$, que es cuando el segundo frente arremete desde atrás cubriendo al primero. Con respecto a la velocidad del primer frente, en el caso de las avalanchas AG_F , éste alcanza a frenarse ligeramente antes de que el segundo frente arremeta. Por otro lado, en avalanchas AD_F el primer frente adquiere una velocidad constante antes de la llegada del segundo frente. El ajuste de los datos de la posición del

frente se realizó a partir de $t_R^* = 2.5$, omitiendo la información del primer frente delgado. Los gráficos de la posición y ajuste de la velocidad del segundo frente muestran que el frente logra alcanzar una velocidad constante. Existe un experimento AG_F con ΔP_{+0}^* igual a 0.646 que pareciera acelerar, sin embargo, el ajuste no es capaz de reconocer esta posible aceleración. Las velocidades máximas alcanzadas por el frente en flujos AG_F van desde los 4.8 a 5.2 m/s, mientras que los AD_F van desde 3.8 a 4.2 m/s. Nuevamente a dispersión en la velocidad del frente puede deberse a heterogeneidades en la forma del frente y a la presencia de las placas porosas.

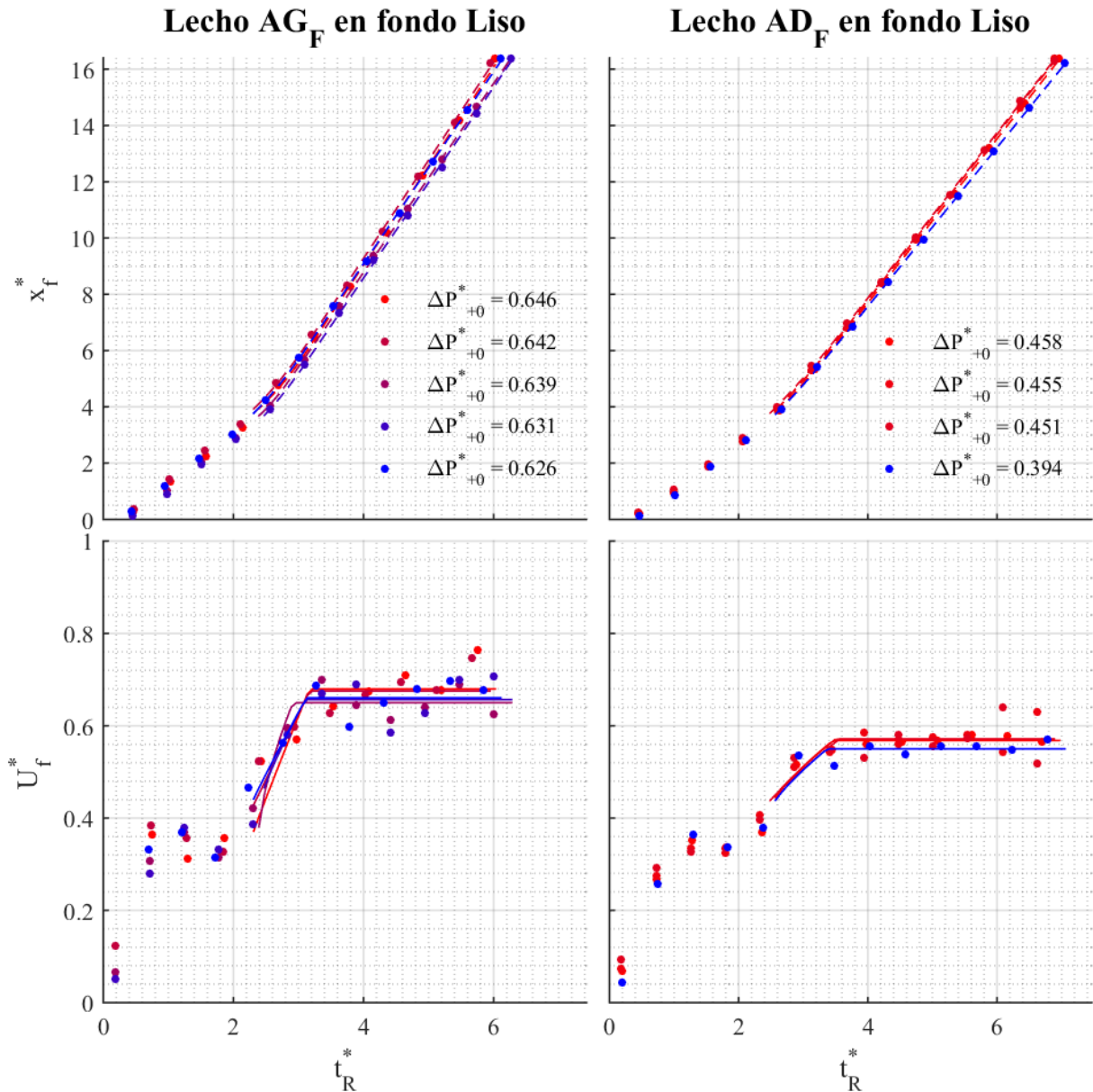


Figura 4.22: Posición y velocidad del frente para flujos con partículas AG ($d_{50} = 80 \mu\text{m}$) y AD ($d_{50} = 150 \mu\text{m}$) inicialmente fluidizados en fondo liso. Los colores indican el valor de la máxima autofluidización en el reservorio ΔP_{+0}^* . Los puntos corresponden a datos obtenidos de la posición del frente mientras que la línea segmentada corresponde al ajuste mostrado en la ecuación (4.16). Las líneas continuas en los gráficos de la velocidad del frente corresponden a la derivada del ajuste de la posición del frente.

En la Figura 4.23 se muestra la velocidad máxima alcanzada por los 4 diferentes flujos presentados en fondo liso, representada con el parámetro m (ver ecuación (4.17)) del tramo lineal del ajuste a la posición del frente. En ella se puede observar un comportamiento similar a lo mostrado en la Figura 4.13, mientras mayor es la máxima autofluidización, la velocidad final del flujo es mayor.

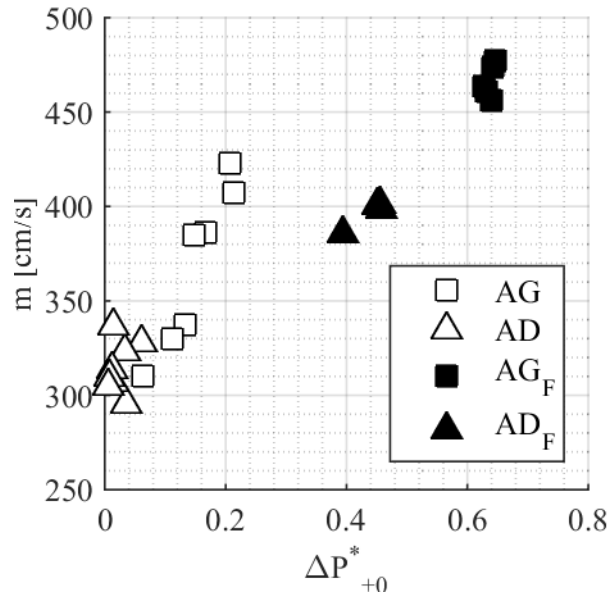


Figura 4.23: Velocidad final alcanzada por el frente de los flujos no fluidizados y fluidizados en condiciones de fondo liso en función del parámetro de máxima autofluidización.

4.3.3 Experimentos en fondo rugoso inicialmente no fluidizados.

Las avalanchas que se mueven por el fondo rugoso presentan un frente de baja concentración y con gran agitación. Dicho frente corresponde a una porción de la avalancha que se distancia del cuerpo principal. Así lo muestran los gráficos de la altura y videos del perfil de la avalancha en la parte final del canal (ver secuencia de imágenes en anexo E de los flujos en fondo rugoso) en los cuales se observa claramente primero el frente y el cuerpo que viene más atrás. En la Figura 4.24 se muestra la posición del frente de uno de los experimentos con partículas AD en fondo rugoso, las flechas rojas marcan la posición del frente de baja concentración y las flechas azules muestran aproximadamente la posición del frente del cuerpo principal de la avalancha. Notar que para los tiempos $t_R^* = 12$ y 13 el frente de baja densidad ya recorrió la longitud del canal.

La posición del frente del flujo se definió como la posición del frente de baja densidad dado que la detección de la parte delantera del cuerpo (que sería el frente del cuerpo) de la avalancha no es posible determinarlo con precisión con el método utilizado y sólo es observable en los videos laterales cuando recorre el último tramo del canal. La Figura 4.25 muestra el resultado de la posición y velocidad del frente de 2 experimentos con lecho AG y 3 con lecho AD. En el caso de los experimentos con lechos AG, se observa que el frente acelera durante todo su recorrido por el canal, mientras que en el caso AD, el frente muestra tres fases: la primera de aceleración hasta $t_R^* = 4.2$, luego una de velocidad constante en $t_R^* \in [4.2, 6.3]$ y finalmente una fase de desaceleración en lo que resta del tiempo.

Posición del frente lecho AD en fondo Rugoso

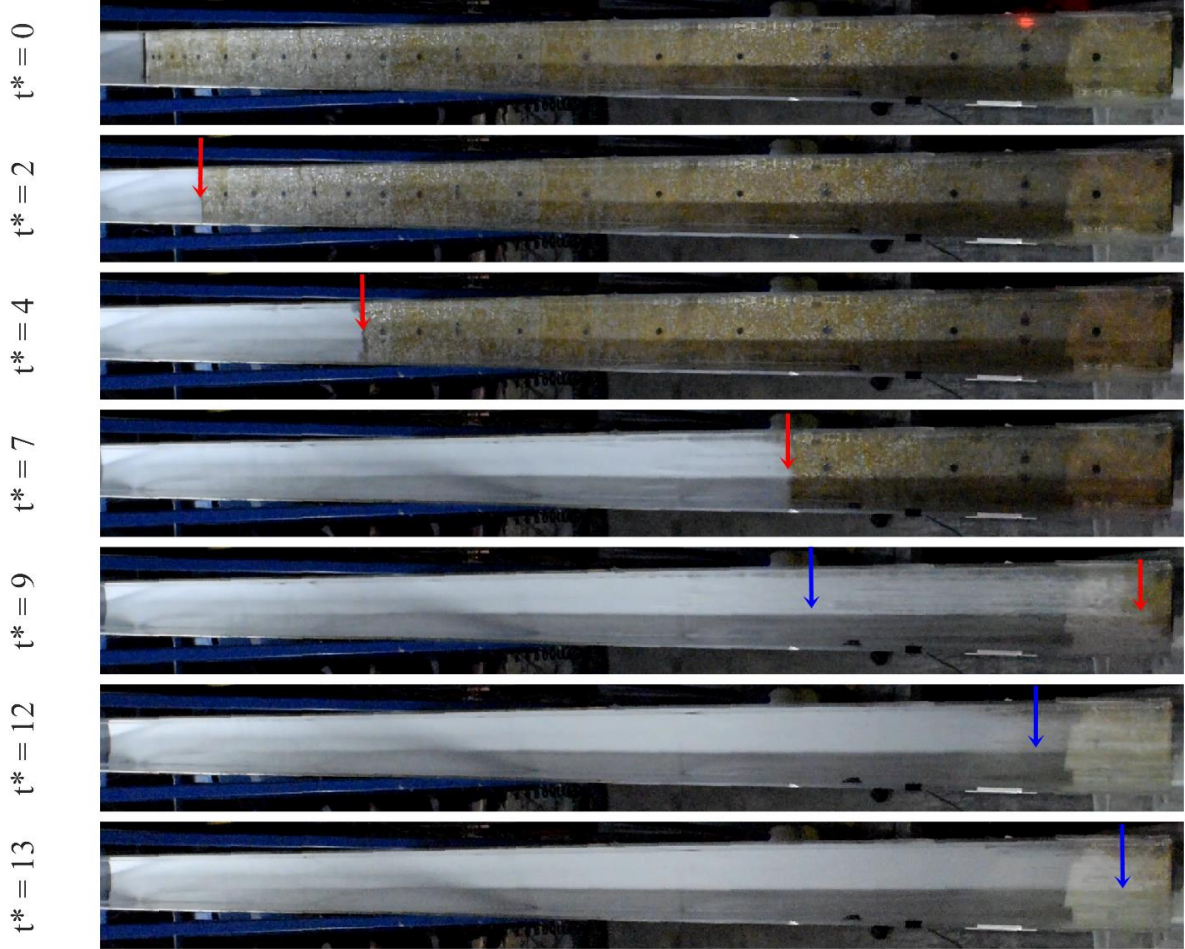


Figura 4.24: Secuencia de imágenes de la medición posición del frente para experimento inicialmente no fluidizado con partículas AD en fondo rugoso. Los puntos en el medio del canal corresponden a las placas porosas de los sensores de presión. Estos mismos puntos fueron usados para corregir la posición del frente por el efecto de paralaje. Las flechas rojas indican la posición del frente de baja densidad y las flechas azules denotan la posición del frente del cuerpo de la avalancha.

El ajuste mostrado en la ecuación (4.16) no sirve para los datos de la posición del frente de las avalanchas AD en fondo rugoso. Se adicionó otro tramo más a esta ecuación el cual representa una fase de desaceleración. La función de la posición del frente queda:

$$x_f(t) = \begin{cases} \alpha(t - t_0)^\beta + V_0(t - t_0) & \text{si } t < t_{a=0} \\ m \cdot t + n & \text{si } t_{a=0} \leq t \leq t_{a<0} \\ \alpha_2(t - t_{a<0})^{\beta_2} + m \cdot t + n & \text{si } t > t_{a<0} \end{cases} \quad (4.21)$$

Donde m y n están dados por las ecuaciones (4.17) y (4.18) respectivamente. Los parámetros ajustar son α , β , t_0 , V_0 , α_2 , β_2 , $t_{a=0}$ y $t_{a<0}$. Notar que la ecuación (4.21) cumple con la continuidad de su valor y su derivada en $t = t_{a=0}$ y $t = t_{a<0}$.

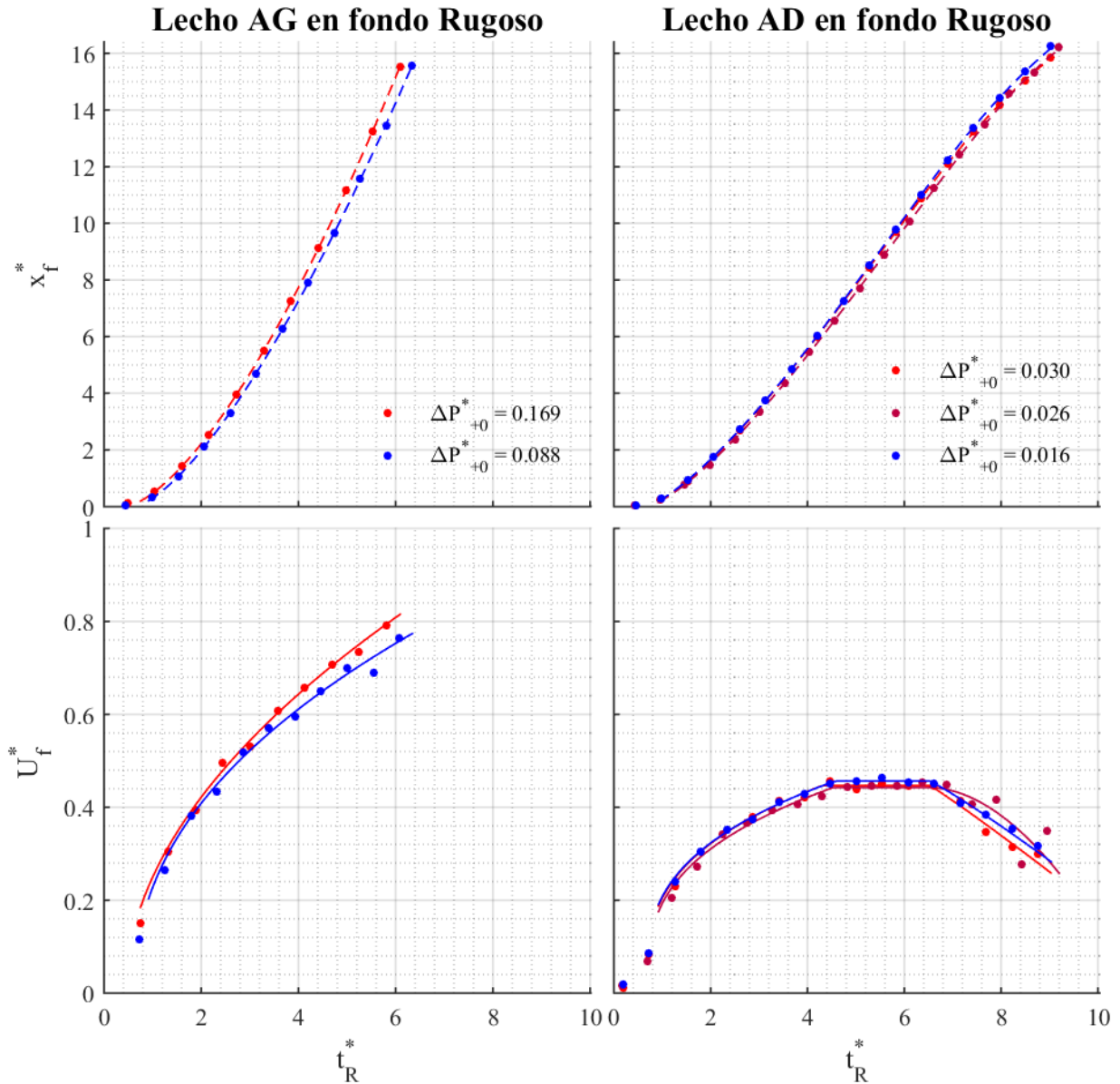


Figura 4.25: Posición y velocidad del frente para flujos con partículas AG ($d_{50} = 80 \mu\text{m}$) y AD ($d_{50} = 150 \mu\text{m}$) inicialmente no fluidizados en fondo rugoso. Los colores indican el valor de la máxima autofluidización en el reservorio ΔP_{+0}^* . Los puntos corresponden a datos obtenidos de la posición del frente mientras que la línea segmentada corresponde a, en el caso AG a la ecuación (4.16) y en el caso AD a la ecuación (4.21). Las líneas continuas en los gráficos de la velocidad del frente corresponden a la derivada del ajuste de la posición del frente.

Los gráficos de la velocidad del frente muestran en este caso un buen ajuste de las funciones mencionadas, lo cual puede deberse a la homogeneidad del frente a lo ancho del canal. Lechos AG adquieren velocidades máximas entre 5.4 y 5.8 m/s, siendo las avalanchas más veloces de todas las condiciones experimentales ensayadas. Por otro lado, las velocidades máximas observadas para flujos con partículas AD fluctúan entre 3 y 3.3 m/s. En los flujos con partículas AG se observa una dependencia de los resultados con la máxima autofluidización en el reservorio (ΔP_{+0}^*), no así en los flujos de partículas AD nuevamente.

En la Figura 4.26 se muestra el parámetro α obtenido de los ajustes realizados a la posición del frente versus la máxima autofluidización inicial de los flujos inicialmente no fluidizados. El parámetro α representa en el ajuste una especie de aceleración del flujo y movilidad. Se puede observar que mientras mayor es la autofluidización inicial, mayor es la movilidad del frente del flujo en su fase de aceleración. Por otro lado, se evidencia que el fondo rugoso le brinda aún más movilidad al frente el flujo, sin embargo, en este caso no es clara la dependencia con el parámetro de máxima autofluidización inicial debido a la falta de datos en esas condiciones experimentales.

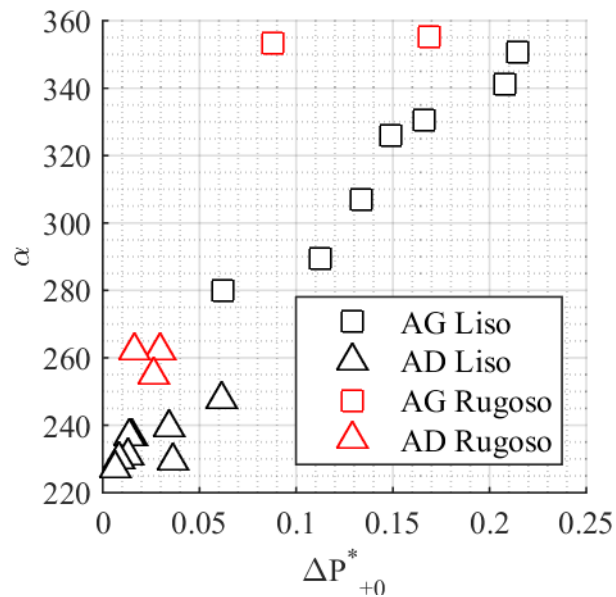


Figura 4.26: Parámetro α del ajuste de la posición del frente versus la máxima autofluidización inicial para flujos inicialmente no fluidizados en fondos liso y rugoso.

En la Figura 4.27 se muestra el valor absoluto de la subpresión mínima en la posición $x_s^* = 14.98$ versus la velocidad de la frente instantánea en la misma posición, la cual se obtuvo del ajuste de los datos de velocidad. Se observa que, en el caso de experimentos en fondo liso, mientras mayor es la velocidad del frente, menor es la subpresión mínima.

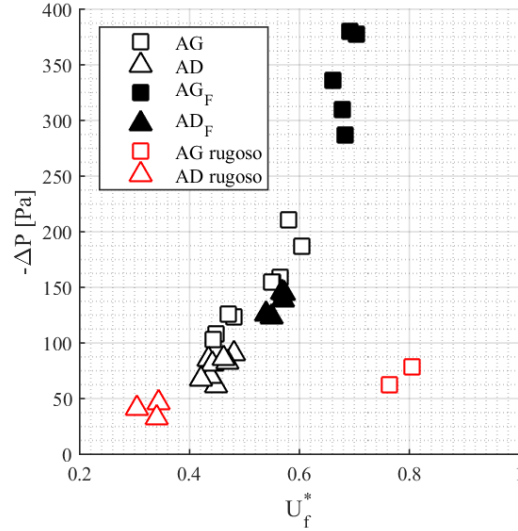


Figura 4.27: Subpresión mínima en $x_s^* = 14.98$ versus la velocidad del frente en esa misma posición calculada a partir del ajuste a los datos de la velocidad del frente.

4.4 Estimación de números adimensionales.

Para la estimación de los números adimensionales se usaron las variables: diámetro (d_{50}) y densidad (ρ_s) de los sólidos, la viscosidad del aire (μ_f), módulo de compresibilidad adiabático (β) y densidad (ρ_f) del aire, la densidad abultada del flujo (que se asume igual a la densidad inicial ρ_0), la concentración de sólidos (asumida como la inicial φ_{s0}), la velocidad máxima del frente (U_f) y la altura (H) de la avalancha definida como la altura máxima de la avalancha en el tramo final del canal representada por h_{411} .

Para calcular los números adimensionales N_R y N_P planteados por Iverson & Denlinger (2001), la escala de la velocidad de la avalancha, \sqrt{gL} , se reemplazó por la máxima velocidad observada del frente, U_f . Mientras que, la escala de tiempo de la avalancha, $\sqrt{L/g}$, se reemplazó por L_{canal}/U_f donde L_{canal} es el largo del canal igual a 4.5 m.

La permeabilidad del medio, k , se estimó con los datos de concentración de sólidos inicial dentro del reservorio. Para calcularla se utilizó la ecuación de Fair & Hatch (ecuación (2.45)) y los datos granulométricos d_{min} , d_{16} , d_{50} , d_{84} y d_{max} de las granulometrías de las muestras.

El coeficiente de difusión D se calculó con la ecuación (2.43) usando valores de la fracción volumétrica del aire y permeabilidad inicial en el reservorio. Siguiendo a Iverson et al. (2004), la tasa de deformación $\dot{\gamma}$ se estimó como una tasa de deformación media:

$$\dot{\gamma} \approx \frac{U_f}{H} \quad (4.22)$$

Los números adimensionales que dependen de la velocidad del frente (directa o indirectamente) se estimaron usando las velocidades menores y mayores encontradas en los experimentos (ver variabilidad de la velocidad del frente en los resultados de la sección 4.3), obteniéndose rangos de valores para estos números adimensionales.

En el caso de los experimentos en fondo rugoso, los valores de las variables que se muestran en la Tabla 4.4 corresponden a los del cuerpo principal, mientras que para el frente que se aleja del flujo principal se estimaron valores de forma aparte mostrados en la Tabla 4.5. La velocidad de la parte

frontal del cuerpo principal de estos flujos se asumió como la velocidad máxima en la señal de velocidad superficial en el tramo final del canal ya que únicamente se tiene la información de la posición del frente de la cabeza que se aleja. Los datos utilizados para la estimación de los números adimensionales se muestran en las tablas Tabla 4.4 y Tabla 4.5.

Tabla 4.4: Variables usadas para estimar números adimensionales.

Condición experimental	Lecho	Fondo	d_{50} [μm]	ρ_0 [kg/m^3]	φ_{s0}	k_0 [m^2]	D_0 [m^2/s]	U_f [m/s]	H [cm]
1	AG	Liso	80	1455	0.58	5.4×10^{-12}	0.07	[3.2 - 4.3]	1
2	AD	Liso	150	1460	0.58	2.2×10^{-11}	0.29	[2.7 - 3.6]	0.86
3	AG _F	Liso	80	1412	0.56	6.5×10^{-12}	0.08	[4.8 - 5.2]	1.6
4	AD _F	Liso	150	1434	0.57	2.4×10^{-11}	0.31	[3.8 - 4.2]	0.91
5	AG	Rugoso	80	1455	0.58	5.4×10^{-12}	0.07	2.5	0.81
6	AD	Rugoso	150	1460	0.58	2.2×10^{-11}	0.29	1.9	0.92

Tabla 4.5: Valores de altura y velocidad del frente (que se separa del cuerpo principal) de los flujos en fondo rugoso.

Condición experimental	Lecho	Fondo	U_f [m/s]	H [cm]
5 (frente)	AG	Rugoso	[5.4 - 5.8]	1.15
6 (frente)	AD	Rugoso	[3 - 3.3]	0.58

Se evaluaron primeramente los números adimensionales relacionados a la transición entre un régimen diluido y denso (o poco denso). Estos números son el número de masa, N_{mass} , mostrado en la ecuación (2.29), el número de Richardson, Ri , mostrado en la ecuación (2.30) y el número “dense-dilute”, DD , mostrado en la ecuación (2.33). Para el cálculo de este último es necesario obtener el número de Reynolds de la partícula Re_p , tomando como escala de velocidad la velocidad terminal de un grano, U_∞ . La velocidad terminal de un grano en un medio viscoso infinito es:

$$U_\infty = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{d_s}{C_D} g \left(\frac{\rho_s}{\rho_f} - 1 \right)} \quad (4.23)$$

Donde C_D es el coeficiente de arrastre el cual depende del número Re_p . Para calcular este coeficiente se utilizó la expresión planteada por Torobin & Gauvin (1959) para $1 < Re_p < 100$:

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.197 \times Re_p^{0.63} + 0.0026 \times Re_p^{1.38}) \quad (4.24)$$

Resolviendo las ecuaciones (4.23) y (4.24), considerando que $Re_p = \rho_f U_\infty d_s / \mu_f$ se encuentra en el rango antes mencionado, se obtiene U_∞ . Los resultados se muestran en la siguiente tabla:

Tabla 4.6: Velocidad terminal de las partículas AG y AD en aire.

Partículas	U_∞ [m/s]	$Re_{P_{U_\infty}}$
AG	0.38	2.1
AD	0.93	9.8

En la siguiente tabla se muestran los valores de los números adimensionales relacionados a la transición entre un régimen diluido y denso:

Tabla 4.7: Valores y rangos para números adimensionales relacionados a la transición entre un régimen diluido y denso.

Condición experimental	Lecho	Fondo	N_{mass}	Ri	$D_D (\times 10^{-3})$
1	AG	Liso	2837	[10.04 5.56]	[2.89 2.15]
2	AD	Liso	2864	[12.17 6.85]	[1.11 0.83]
3	AG _F	Liso	2646	[6.93 5.90]	[3.93 3.63]
4	AD _F	Liso	2741	[6.38 5.22]	[0.98 0.89]
5	AG	Rugoso	2838	[13.32 13.32]	[3.00 3.00]
6	AD	Rugoso	2864	[26.29 26.29]	[1.69 1.69]
5 (frente)	AG	Rugoso	2838	[4.05 3.51]	[1.97 1.83]
6 (frente)	AD	Rugoso	2864	[6.59 5.45]	[0.67 0.61]

Los valores de los números adimensionales de la tabla anterior sugieren que el régimen del flujo es denso (o poco denso), en ningún caso es diluido. Se calcularon los números de Bagnold modificado por Iverson (1997), $Ba_{Iverson}$, mostrado en la ecuación (2.37), el número de Savage presentado por Iverson & Denlinger (2001), $Sa_{I\&D}$, mostrado en la ecuación (2.39), el número de fricción mostrado, F , en la ecuación (2.40) y el número de Reynolds planteado por Iverson & Denlinger (2001), N_R , de la ecuación (2.41) los cuales se muestran en la

Tabla 4.8. Los valores estimados para el frente de los flujos en fondo rugoso se muestran en la misma tabla.

Tabla 4.8: Valores del número de Bagnold, Savage y Fricción para las diferentes avalanchas generadas.

Condición experimental	Lecho	Fondo	$Ba_{Iverson}$	$Sa_{I\&D}$	$F (\times 10^4)$	$N_R (\times 10^6)$
1	AG	Liso	[409 550]	[0.007 0.012]	[4.56 6.12]	[6.40 8.59]
2	AD	Liso	[1424 1899]	[0.026 0.047]	[4.06 5.42]	[5.46 6.24]
3	AG _F	Liso	[358 387]	[0.004 0.004]	[8.99 9.74]	[14.91 15.51]
4	AD _F	Liso	[1813 2004]	[0.044 0.054]	[3.73 4.12]	[7.03 7.38]
5	AG	Rugoso	395	0.008	5.14	4.05
6	AD	Rugoso	937	0.011	8.80	3.53
5 (frente)	AG	Rugoso	[600 645]	[0.013 0.014]	[4.47 4.80]	[12.41 13.33]

6 (frente) AD Rugoso [2367 2604] [0.109 0.131] [1.98 2.18] [3.48 3.83]

Se calculó el parámetro N_p (ecuación (2.42)). El número de Débora del sistema, De_t , fue calculado a partir de la ecuación (2.46) usando la velocidad del frente como escala de velocidad u_0 . Se calculó el número de Reynolds de la partícula de la ecuación (2.31) asumiendo que $u_f \delta \sim \dot{\gamma} d_s^2$. Se calculó los números de Darcy, Da y Da_f mostrados en las ecuaciones (2.48) y (2.49) respectivamente. Los valores se muestran en la siguiente tabla:

Tabla 4.9: Número de Débora, Reynolds de la partícula, de Darcy y de fluidización.

Condición experimental	Lecho	Fondo	N_p	De_t	Re_p	Da	Da_f
1	AG	Liso	850	[56.5 75.9]	[0.14 0.19]	[6.92 5.15]	[5.78 7.77]
2	AD	Liso	5526	[4.7 6.2]	[0.50 0.66]	[1.75 1.31]	[2.64 3.52]
3	AG _F	Liso	286	[188.5 204.2]	[0.14 0.15]	[6.35 5.87]	[4.67 5.05]
4	AD _F	Liso	4243	[6.7 7.4]	[0.66 0.73]	[1.20 1.08]	[3.19 3.53]
5	AG	Rugoso	1994	28.9	0.14	7.17	5.58
6	AD	Rugoso	8006	3.7	0.33	2.66	1.74
5 (cabeza)	AG	Rugoso		[126.0 135.3]	[0.21 0.23]	[4.72 4.39]	[8.48 9.11]
6 (cabeza)	AD	Rugoso		[2.3 2.5]	[0.83 0.91]	[1.05 0.96]	[4.38 4.82]

Se calcularon los números de Arquímedes, Ar para cada tipo de partícula AG y AD, obteniéndose los valores de 51 y 335 respectivamente. Por otro lado, el valor del número densimétrico es igual a 4.9×10^{-4} . En la tabla Tabla 4.10 se muestran los valores, junto con el valor de la combinación logarítmica es estos números usada por Meruane et al. (2010) para evaluar los efectos del fluido ambiente (ver Figura 2.14):

Tabla 4.10: Evaluación número de Arquímedes y Densimétrico. En la tercera columna se muestra el valor que determina el efecto del fluido ambiente según Meruane et al. (2010).

Partículas	Ar	D_p ($\times 10^{-4}$)	$Log_{10}(Ar/D_p^2 + 1)$
AG	51	4.9	8.3
AD	335	4.9	9.1

Se calculó el número de Froude, Fr , de la ecuación (2.53) y el número de Froude, Fr_A mostrado en la ecuación (2.56), donde la escala de longitud es la raíz cuadrada del área lateral de la avalancha (volumen de la avalancha dividido en el ancho del canal). Para el caso de las avalanchas en fondo rugoso no se tiene el dato del volumen de la avalancha exacto, debido al desconocimiento del volumen del primer frente y la depositación de partículas entre los poros de las rugosidades del fondo. Sin embargo, se consideró igual al volumen expulsado del reservorio. Los valores del número de Froude para la cabeza de la avalancha se muestran en la misma Tabla 4.11.

Tabla 4.11: Números de Froude estimados a partir de la altura máxima del flujo (Fr_{h_f}) y a partir de la raíz cuadrada del área lateral de la avalancha ($Fr_{\sqrt{A}}$).

Condición experimental	Lecho	Fondo	Fr_{h_f}	$Fr_{\sqrt{A}}$
1	AG	Liso	[10.22 13.73]	[2.06 2.77]
2	AD	Liso	[9.30 12.39]	[1.74 2.33]
3	AG _F	Liso	[12.12 13.13]	[2.9 3.23]
4	AD _F	Liso	[12.72 14.06]	[2.44 2.70]
5	AG	Rugoso	8.87	1.61
6	AD	Rugoso	6.32	1.23
5 (frente)	AG	Rugoso	[16.08 17.27]	
6 (frente)	AD	Rugoso	[12.63 13.89]	

4.6 Mediciones de la altura del flujo, velocidad superficial y presión de poros en la parte final del canal.

4.6.1 Espesor del flujo.

Se midió el espesor del flujo en la posición $x_s^* = 14.98$ (a 411 cm desde el comienzo del plano inclinado), denominada h_{411} . Los resultados para las 6 condiciones experimentales ensayadas se muestran en la Figura 4.28. Cada trazo corresponde a un experimento.

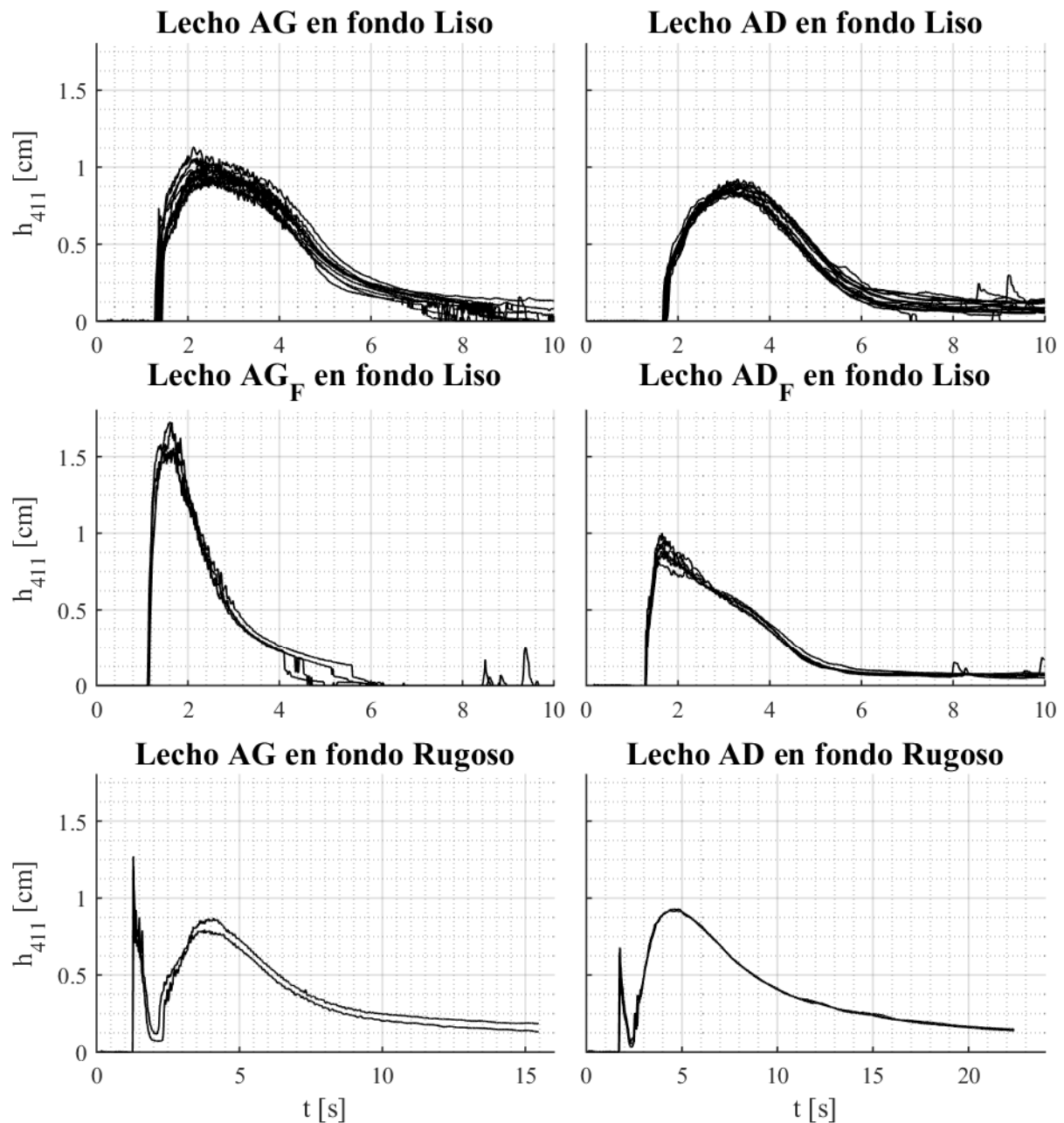


Figura 4.28: Mediciones del espesor del flujo en el tiempo en $x_s^* = 14.98$ para las 6 condiciones experimentales ensayadas. Cada línea corresponde a un experimento por separado. En fondo liso se realizaron: 12 experimentos con lecho AG, 14 AD, 4 AG_F y 6 AD_F. En fondo rugoso: 2 AG y 3 AD.

En la Figura 4.28 se puede apreciar que en experimentos con fondo liso y con una misma condición de fluidización inicial, los flujos con partículas AD tienen menor altura que los conformados por partículas AG. Por otro lado, comparando experimentos fluidizados inicialmente con no fluidizados, se observa que la fluidización inicial genera flujos con mayores alturas, de menor duración y señales con crestas pronunciadas. Respecto a las señales de los experimentos en fondo rugoso, se puede observar la división del flujo en dos partes. La primera parte corresponde al paso de un pequeño frente con gran movilidad y de corta duración cuya posición del frente fue señalado con una flecha roja en la secuencia de imágenes que se muestra en la Figura 4.24. Detrás de este pequeño frente, viene la segunda parte del flujo que corresponde al cuerpo principal de la avalancha, cuya parte frontal fue señalada con una flecha azul en la misma secuencia de imágenes. La división del flujo puede ser observada en la secuencia de imágenes para experimentos en rugosos mostradas en el anexo E. La altura del primer frente es mayor en los flujos compuestos por partículas más finas (AG), mientras que la altura máxima del cuerpo de la avalancha es mayor en los casos que el flujo está compuesto por partículas AD. De los gráficos de altura, se puede evidenciar además la duración de la avalancha. La condición de fluidización inicial produce avalanchas de menor duración lo cual concuerda con las duraciones observadas en las señales de presión. Por otro lado, la condición de rugosidad en el fondo del canal da como resultado avalanchas de mayor duración que su contraparte en fondo liso y finalmente, los flujos compuestos por partículas AD tienen mayor duración que los AG al igual que lo observado en las señales de presión.

En la Figura 4.28, en el caso de los experimentos en fondo liso los ruidos de las señales en la cola de la avalancha se deben a la incapacidad del método de medir alturas pequeñas y a granos que ocasionalmente quedaron pegados en las paredes de acrílico producto de efectos cohesivos indeseados. Respecto a la variabilidad entre experimentos con mismas condiciones experimentales no se encontró alguna dependencia clara con las otras variables medidas.

4.6.2 Velocidad superficial.

En la Figura 4.29 se muestran los resultados de la medición de la velocidad superficial del flujo (ecuación (3.7)) para un experimento de cada condición experimental. El tiempo $t = 0$ s corresponde a la llegada del frente a la posición $x_s^* = 14.98$. Las señales de velocidad mostradas para experimentos rugosos corresponden a la velocidad superficial del cuerpo principal de la avalancha ya que con el método implementado no fue posible determinar la velocidad superficial del primer frente. El tiempo $t = 0$ s en este caso denota la llegada del primer frente de alta velocidad mencionado en los resultados anteriores. Respecto a las señales mostradas, se observa que la velocidad en la parte frontal de la avalancha en todos los casos es mayor cuando el flujo se compone de partículas AG. También, las avalanchas inicialmente fluidizadas tienen un frente de mayor velocidad, sin embargo, las partículas que componen la cola de la avalancha tienen velocidades similares a las de los experimentos inicialmente no fluidizados. Por otro lado, la velocidad superficial en la cola de la avalancha en fondo liso es mayor en los flujos compuestos por partículas AD. Para los experimentos realizados en fondo liso, se observa que el flujo pareciera tener su máxima velocidad en el frente de la avalancha. Por otro lado, experimentos en fondo rugoso muestran aceleraciones positivas en su frente indicando que la velocidad máxima de la avalancha podría ubicarse detrás del frente. Las velocidades de los experimentos en fondo rugoso muestran significativamente velocidades menores que las avalanchas no fluidizadas en fondo liso y una mayor duración. Sorprendentemente, las velocidades en la cola de avalanchas en fondo rugoso son iguales para flujos compuestos por partículas AG y AD.

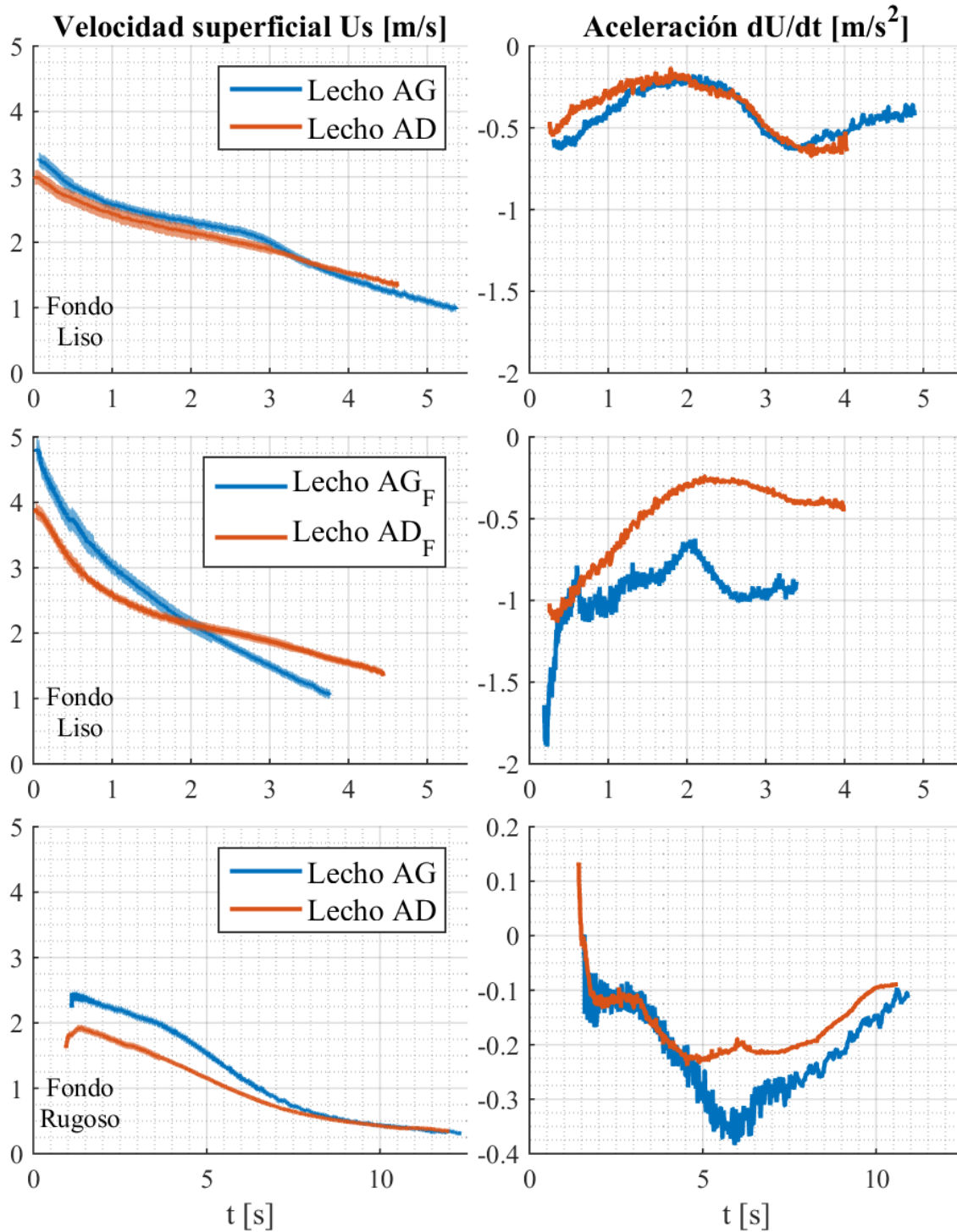


Figura 4.29: Velocidad superficial medida en $x_s^* = 14.98$ de las 6 diferentes avalanchas generadas. El área sombreada corresponde al error experimental considerando la ecuación (3.8) y las frecuencias de muestreo en la tabla en los anexos D.1. Al costado derecho se muestra la derivada en el tiempo calculada discretamente de las señales del costado izquierdo. El tiempo $t = 0$ corresponde a la llegada del frente al sensor de presión ubicado en $x_s^* = 14.98$. En el caso de los experimentos en fondo rugoso el tiempo $t = 0$ corresponde a la llegada del primer frente al sensor.

4.6.3 Altura, presión de poros, velocidad superficial y forma del frente.

En la posición $x_s^* = 14.98$ (a 411 cm desde el comienzo del plano inclinado) se realizaron mediciones a tres variables, el espesor del flujo $h_{x=411}(t)$, velocidad superficial de la avalancha $Us_{x=411}(t)$ y la variación de presión de poros (respecto a la atmosférica) en el fondo del canal $\Delta P_{x=411}(t)$. Cabe notar que la medición de la presión de poros y la velocidad superficial se realizaron simultáneamente, mientras que la medición de la altura de la avalancha se realizó en experimentos diferentes porque el método de medición de altura no es compatible con el de velocidad superficial debido a la gran luminosidad requerida para este último. Por lo tanto, en los siguientes gráficos la altura $h_{411}(t)$ que se muestra para cada condición experimental corresponde a un promedio de los experimentos que se muestran en la Figura 4.28. Al igual que en los datos de la Figura 4.29 el tiempo $t = 0$ s corresponde a la llegada del flujo al sensor de presión de poros ubicado en $x_s^* = 14.98$.

Los datos de presión fueron adimensionalizados por la escala de presión litostática $\rho_0 g H$ donde H es la altura máxima del flujo, la señal de altura fue adimensionalizada por H y la señal de velocidad superficial fue adimensionalizada por la velocidad máxima potencial de caída libre en la posición $x_s^* = 14.98$.

$$Us_{411}^* = \frac{Us_{411}}{\sqrt{2g(H_0 + 4.11[m] \sin(\theta))}} \quad (4.25)$$

De los resultados de la Figura 4.30 se observa que la máxima presión litostática $\rho_0 g H_{max}$ es del mismo orden que la mínima subpresión en los experimentos con fondo liso. Por otro lado, en la cola del flujo pareciera haber un comportamiento similar entre el decaimiento de la altura y el retorno de la subpresión a la presión atmosférica. Otra característica de todos los flujos es que la velocidad superficial máxima se observa en la parte ascendente de la señal de altura mostrando que la parte del flujo con la altura máxima tiene menores velocidades que el frente. Además, se puede observar en los flujos con fondo rugoso que el primer frente de alta velocidad presenta presiones en el fondo menores a la atmosférica (subpresión) en los casos con partículas AG y AD, menos notorio en el caso de las AD. Una vez que el primer frente pasa, la presión de poros en el fondo retorna a la atmosférica, posteriormente el paso del cuerpo principal del flujo induce nuevamente una subpresión en el fondo, en ningún momento se observa sobrepresión, sin embargo, como lo muestran los resultados de la Figura 4.9, algunos experimentos AG en fondo rugoso si presentan sobrepresión en la posición $x_s^* = 14.98$.

La Figura 4.31 muestra las tres variables, altura, velocidad superficial y presión de poros graficados simultáneamente (tiempo a tiempo). En los gráficos de la altura versus la velocidad superficial de la primera fila se puede observar que en la cola de los flujos en fondo liso (antes del peak de altura) la velocidad superficial pareciera relacionarse cuadráticamente con la altura del flujo, sin embargo, en flujos de partículas AD y fondo rugoso la relación pareciera ser lineal. En la segunda fila se muestra la presión de poros vs altura del flujo (segunda fila), y pareciera existir una relación lineal entre ambas variables. Mientras mayor es la altura, menor es la subpresión. En la tercera fila, se graficó el inverso aditivo de la presión de poros adimensionalizada por $\rho_0 g h_{411}$, en función de la velocidad superficial. De acuerdo con los datos, podría haber una relación cuadrática entre la velocidad y la presión adimensional luego de que el mínimo de presión se alcanza. Respecto a la dispersión observada en la cola del flujo (donde la velocidad superficial es baja), estas surgen por la baja altura del flujo amplificando la variabilidad del sensor de presión. Notar que los datos en flujos con fondo rugoso presentan gran dispersión en los gráficos de presión

de poros versus la velocidad superficial y altura del flujo debido a la escala aumentada del eje de las ordenadas.

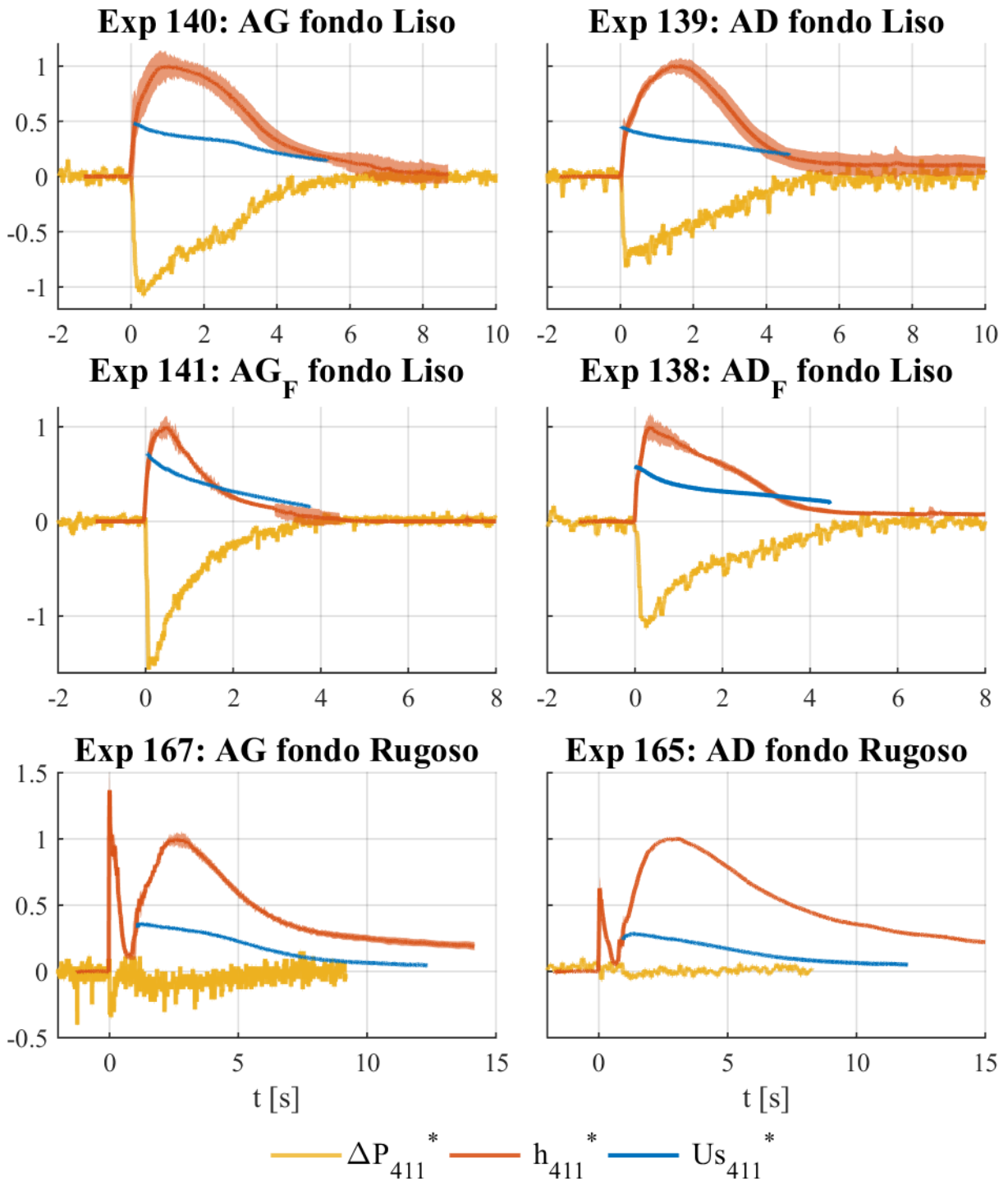


Figura 4.30: Señales adimensionales de altura, velocidad del frente y presión de poros en función del tiempo medidas en $x_s^* = 14.98$. La señal de altura corresponde a un promedio tiempo a tiempo de los experimentos que se muestran en la Figura 4.28. El tiempo $t = 0$ s corresponde a la llegada del flujo al sensor de presión ubicado en $x_s^* = 14.98$. El área sombreada corresponde al error adoptado.

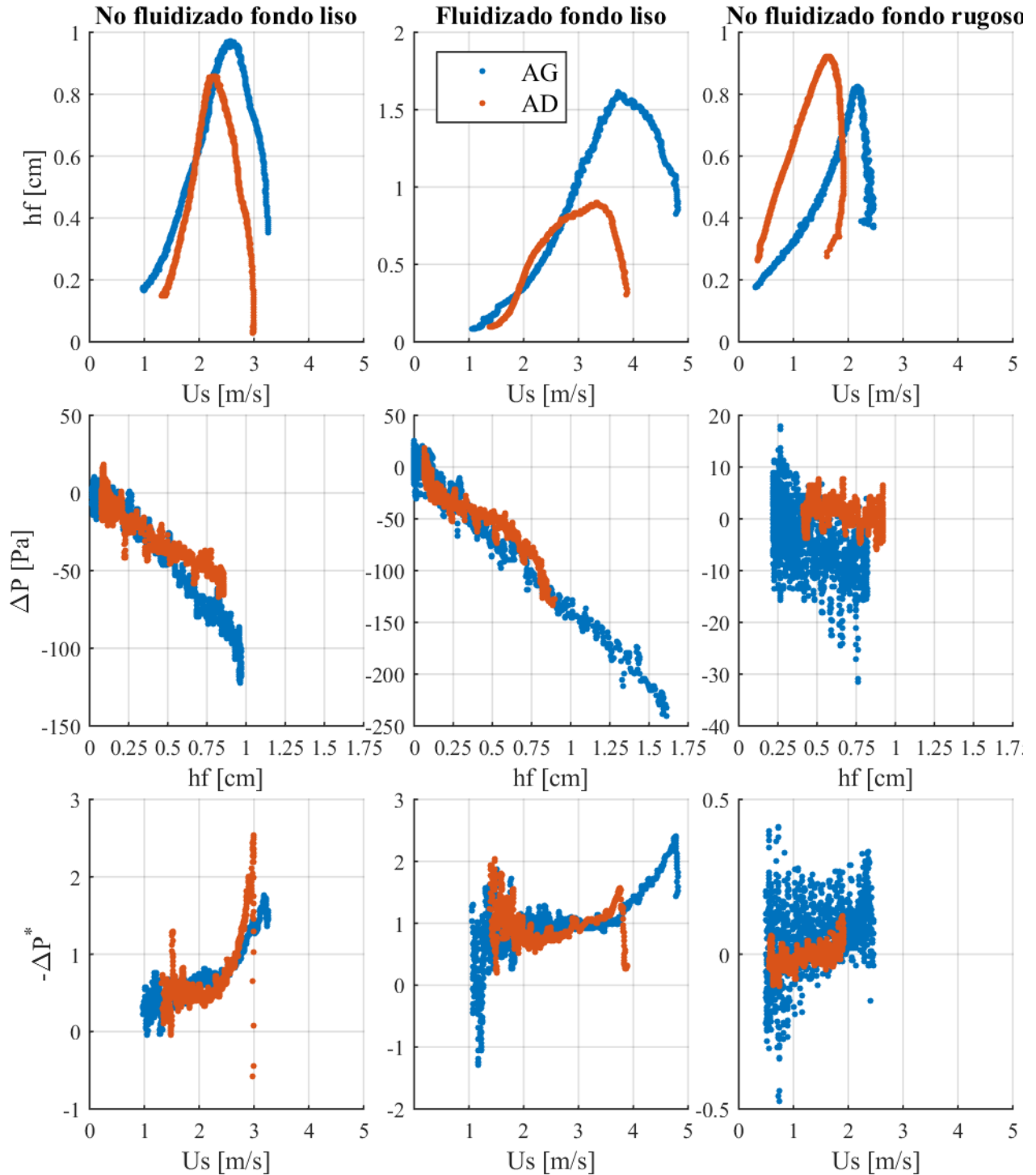


Figura 4.31: Series de datos de la velocidad superficial, altura del flujo y variación de presión de poros en el fondo graficadas tiempo a tiempo simultáneamente en $x_s^* = 14.98$. La primera columna corresponde a experimentos no fluidizados en fondo liso, la segunda a experimentos fluidizados en fondo liso y la tercer a no fluidizados en fondo rugoso. En la primera fila se muestran datos de altura del flujo vs velocidad superficial, en la segunda la presión de poros vs altura del flujo y en la tercera el inverso aditivo de la presión de poros adimensionalizada por $\rho_0 g h_{411}$ vs la velocidad superficial. Los colores azul y rojo corresponden a flujos con partículas AG y AD respectivamente.

Adicionalmente, en la Figura 4.32 se muestran las formas de las diferentes avalanchas generadas al momento de alcanzar $x_s^* = 14.98$. En el caso de los experimentos en fondo rugoso se muestra el primer frente de gran movilidad. Respecto los flujos con partículas AG, se observa que la fluidización inicial genera un frente de mayor espesor con pronunciada agitación y con un mayor ángulo frontal. Por otro lado, el frente en las condiciones con fondo rugoso posee un ángulo frontal aún más pronunciado. En cuanto a los flujos con partículas AD, no hay una notoria diferencia entre flujos inicialmente y no fluidizados. Por otro lado, en los flujos compuestos por partículas AD en fondo rugoso, se observa un frente poco definido posiblemente debido a un desenfoque de la cámara (esta es la mejor toma entre los videos grabados). Sin embargo, en las secuencias de imágenes anexadas (anexo E) se puede observar que éste frente es difuso, denotando una baja concentración de sólidos. Adicionalmente, se observa que el frente de los flujos AG son más robustos que los compuestos por partículas AD. Una característica importante observada en los frentes de los flujos en fondo rugosos es que éste se transporta por encima de las perlas sin penetrar inmediatamente entre sus intersticios, ya que la deposición de material ocurre mayoritariamente en la parte trasera del primer frente, como se puede evidenciar en las secuencias de imágenes del anexo E. Esta característica es más notoria en los flujos compuestos por partículas AG. Debido al desenfoque y a que el frente no es parejo a lo ancho del canal no fue posible determinar si existe un levantamiento del frente debido a la penetración de aire. El doble frente que se observa en el flujo AG en fondo rugoso puede corresponder al mismo primer frente, pero en una posición más central del canal, por lo que no tiene mayor relevancia. Se observa además que en el caso de los flujos AG, el fondo rugoso del canal genera mayores ángulos frontales que los experimentos en fondo liso.

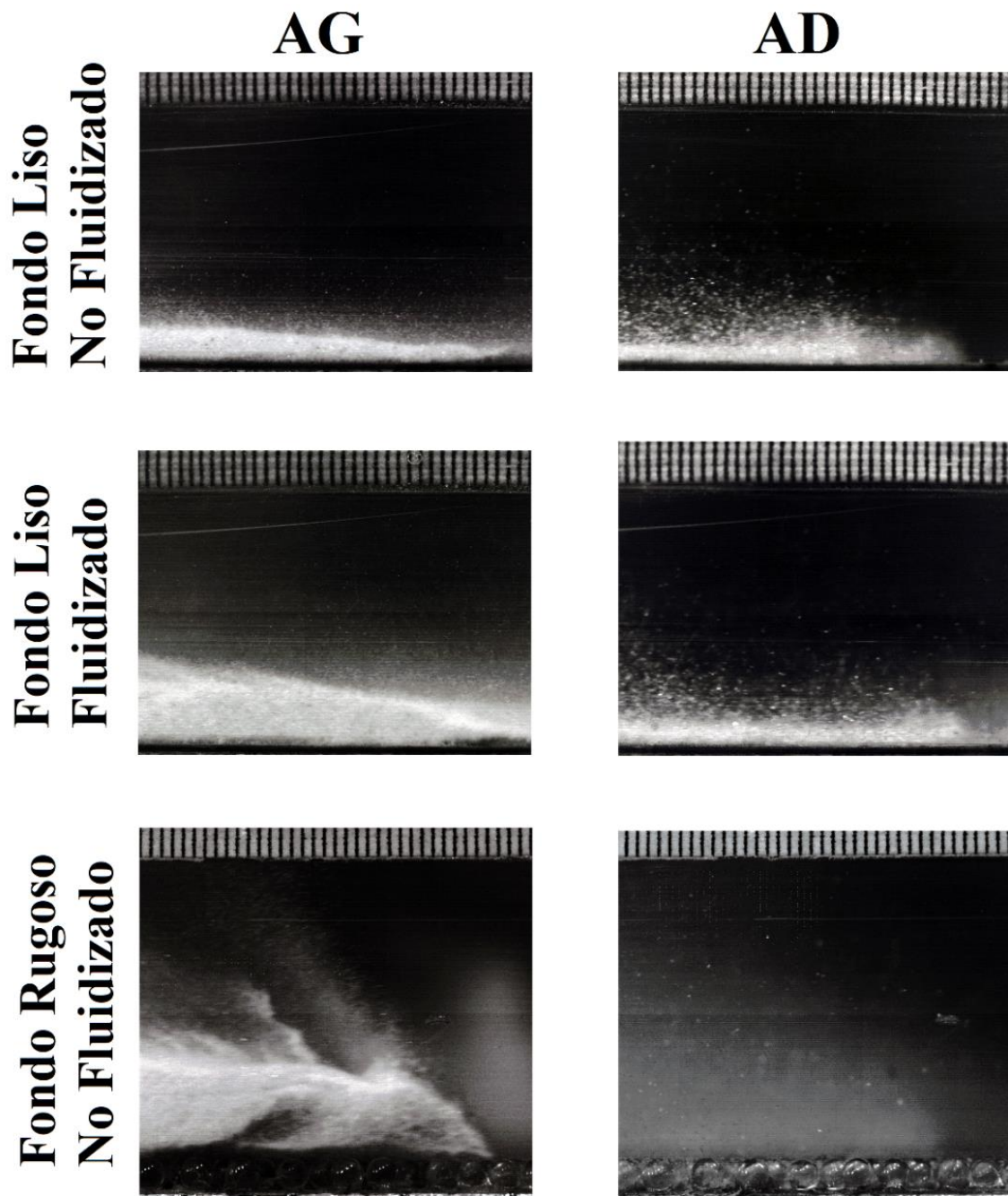


Figura 4.32: Frente de las avalanchas generadas en $x_s^* = 14.98$. En la primera columna se muestran flujos con partículas AG ($d_{50} \sim 80 \mu\text{m}$) mientras que en la segunda con AD ($d_{50} \sim 150 \mu\text{m}$). En la primera fila se muestran experimentos inicialmente no fluidizados en fondo liso, en la segunda fila experimentos inicialmente fluidizados en fondo liso y en la tercera fila experimentos inicialmente no fluidizados en fondo rugoso ($\delta \sim 3\text{mm}$), en este caso se muestra el primer frente (de mayor velocidad) de la avalancha.

CAPÍTULO 5: Discusión

5.1 Colapso de la pila inicial.

Se observaron diferencias en el colapso de pilas inicialmente fluidizadas y no fluidizadas, particularmente en la tasa de material que es liberada al canal. Pilas inicialmente fluidizadas liberan mayor cantidad de material por unidad de tiempo. Dicha diferencia puede deberse a que los lechos que componen las pilas inicialmente fluidizadas se encuentran en un estado “líquido” en ausencia de fricción Coulombica, debido a la supresión de los esfuerzos normales efectivos en la pila a causa de la presión de poros. Mientras mayor es la presión de poros de autofluidización, mayor es el caudal de material evacuado como lo muestran los datos graficados en la Figura 4.5 b). Las pilas compuestas por partículas AD tienen menor caudal evacuado posiblemente debido a la menor capacidad de autofluidización durante su colapso.

Otra diferencia entre el colapso de pilas inicialmente fluidizadas y no fluidizadas es la variación de presión de poros generada en el fondo de la pila durante su colapso (ver Figura 4.3). En el caso de experimentos inicialmente no fluidizados la señal de presión de poros se caracteriza por un aumento de ésta (cresta), denominado autofluidización inicial de la pila, seguido de una disminución (valle), que incluso llega a tener valores menores a la presión atmosférica. La autofluidización puede estar relacionada al movimiento diferencial del aire y la fase sólida al momento de colapsar, sumado a una contracción de los poros inicial. Sin embargo, como mencionan Roche et al. (2010), la contracción de los poros no es fácil de lograr cuando una pila inicialmente no fluidizada colapsa y, más bien, el flujo generado tiende a dilatar el espacio de poro. Siguiendo esta línea, el valle de subpresión que se observó mayoritariamente en pilas compuestas de partículas AD denota un proceso de dilatación del flujo (Reynolds, 1885). Comportamientos similares fueron observados en experimentos tipo “dam-break” con pilas compuestas por partículas AG con diferentes grados de compactación realizados por Villegas et al. (2017) y en experiencias sumergidas en fluidos de alta viscosidad realizadas por Rondon et al. (2011). En definitiva, se piensa que la señal de presión observada queda determinada por el mecanismo de autofluidización producto del movimiento diferencial descendente de la pila, restado con el proceso de dilatación de la pila para poder fluir.

Por otro lado, en experimentos inicialmente fluidizados la señal de presión de poros en el fondo del reservorio presenta una caída abrupta de presión luego de la apertura de la compuerta. Dicha caída de presión fue observada también en colapsos de columnas fluidizadas en fondo horizontal realizados por Roche et al. (2010), la cual se debe a una ligera dilatación de la pila en su parte inferior al momento de abrirse la compuerta causado por la rápida salida de material al encontrarse en estado “líquido”. Posteriormente se observó un peak de presión causado por el movimiento diferencial de los granos y el aire, sumado a la contracción de los poros ($\nabla \cdot u_s < 0$), no despreciable en este caso, debido al estado inicial expandido del lecho (Montserrat et al., 2012). De acuerdo con los gráficos de la Figura 4.6, se puede evidenciar que en los colapsos de pilas inicialmente fluidizadas el peak de presión de poros se relaciona con el peak del caudal de material evacuado (q_e^*), que también representa la velocidad a la cual desciende la superficie de la pila. Para evidenciar esta relación, se graficó tiempo a tiempo la presión de poros y el caudal evacuado (ver Figura 4.6). Los resultados muestran que al menos hay una proporcionalidad entre ambas variables antes y después del peak de presión. Sin embargo, no es posible precisar si esta proporcionalidad cumple con la sobrepresión dinámica que plantea Roche et al. (2010) (mostrada en la ecuación (2.76)). Por otro parte, en flujos inicialmente no fluidizados, no se observa una clara relación lo cual puede deberse a los efectos dilatantes que disminuyen la presión de poros.

A pesar del protocolo de experimentación aplicado, los resultados de la presión de poros en el fondo del reservorio y el caudal evacuado muestran variabilidad entre experimentos con iguales condiciones experimentales, no obstante, mantienen su tendencia y características. No se tiene una explicación exacta de la fuente de esta variabilidad, pero sin duda surgen a partir de variables que no son controladas por el protocolo realizado. A continuación, se plantean algunas de las posibles causas en la variabilidad de los datos: 1) La humedad relativa puede afectar la presión de poros debido a que, cuando la humedad es muy baja o muy alta, representa condiciones ideales para la aparición de “clusters” (aglutinamiento de partículas por efectos electrostáticos propiciados por la baja humedad o bien por la cohesión brindada por humedades muy altas), formándose canales preferentes para el paso del aire disminuyendo la capacidad de la generación de presión de poros del lecho, y 2) la configuración inicial de la matriz granular puede influir en el colapso de la columna tal y como lo mostrado por Villegas et al. (2017), en donde ligeros grados de compactación inicial en la columna propiciaban el proceso de dilatación durante el colapso de ésta. Por otro lado, los efectos dilatantes pueden verse mermados cuando la pila se encuentra inicialmente suelta (matriz de granos desencajada), por lo que esta causa solamente rige para experimentos inicialmente no fluidizados, la cual podría haber sido evitada, desfluidizando mecánica y sistemáticamente (y no a través de una válvula manual como lo realizado) la columna antes de ser ensayada, de modo de tener aproximadamente las mismas condiciones iniciales en cada experimento. Utilizando los resultados de Villegas et al. (2017) y las variaciones de la máxima presión de autofluidización de colapsos de pilas AG no fluidizadas obtenidas en este trabajo, se predicen variaciones de la altura inicial de la pila (y densidad) de un 4% (1.6 cm). Este valor es significativamente elevado y hubiese sido detectado por los métodos de medición de la altura de la pila. Por lo tanto, las variaciones de la máxima presión de autofluidización no pueden ser sólo atribuibles a la segunda causa mencionada.

La variabilidad en la generación de presión de poros trae como consecuencia una variación en el colapso de la pila. En particular, cuando el comportamiento de la pila es contractante (presiones de poro por sobre la atmosférica), la falla de ésta será rápida liberando gran cantidad de material por unidad de tiempo. Por otro lado, cuando el comportamiento es dilatante (presiones bajo la atmosférica), el colapso de la falla tendrá un retraso por el aumento de la fricción Coulombica y esfuerzos de tipo Darcianos, producto del gradiente de presión saliente de la pila (Fern & Soga, 2016; Kumar et al., 2017; Mutabaruka et al., 2014; Wang et al., 2017; Yang et al., 2018). La Figura 4.5 a) muestra que mientras mayor es ΔP_{+0}^* , mayor es el volumen evacuado para un tiempo dado, sin embargo, hace falta más mediciones para caracterizar bien la tendencia. La diferencia en el colapso de la pila afecta los resultados de velocidad del frente y presión de poros a lo largo del canal, como ya se vio en la sección de Resultados.

Respecto a la pendiente del depósito final en el reservorio (ver Tabla 4.1), se observa que en flujos inicialmente no fluidizados ésta es menor que el ángulo de reposo del material ($\sim 27-28^\circ$), lo cual refleja un grado de disminución de los esfuerzos Coulombicos durante el colapso debido a la sobrepresión de poros. Este efecto se nota mayormente en los depósitos del colapso de las pilas formadas por lechos AG_F . Cabe notar que las diferencias entre los depósitos de lechos AD y AD_F son despreciables por lo que, en este caso, la fluidización inicial no tendría incidencia en la forma del depósito final. Sin embargo, si existen diferencias notorias en el material evacuado por unidad de tiempo durante el colapso de la pila. Otro aspecto importante a mencionar es que, de acuerdo con los resultados de Crosta et al. (2015) y Lube et al. (2011), las características de los depósitos no estarían influenciadas por la razón de aspecto inicial de la pila, debido a la gran inclinación del canal.

5.2 Presión de poros en el fondo del canal.

La variación de presión de poros en el fondo del canal es menor en los flujos compuestos por partículas AD, en cualquiera de las condiciones experimentales ensayadas y cualquier posición en el canal (incluyendo el reservorio), como lo muestran la Figura 4.8 y la Figura 4.9. Este comportamiento puede deberse a que las partículas AD tienen una mayor permeabilidad ($\propto d_s^2$) y menor velocidad del frente que las partículas AG. El número de Débora del sistema, De_l (Goren et al., 2010), contrapesa la generación de presión de poros debido a la deformación de la matriz granular y la difusión de ésta. Sin tomar en cuenta el hecho de las diferencias en la velocidad del frente, los números de Débora estimados en la Tabla 4.9 (mayores para el caso de flujos con partículas AG) indican que los flujos con partículas AG generarán mayores variaciones de presión de poros que los flujos con partículas AD.

De los resultados que se muestran en la Figura 4.16, se puede observar que el peak de presión de poros decrece a medida que el flujo se aleja desde la compuerta. Este comportamiento puede ser explicado como un proceso de advección y difusión de la presión de poros generada durante el colapso de la pila (Roche, 2012; Roche et al., 2010). En particular, se ve que, para flujos inicialmente no fluidizados en fondo liso, la sobrepresión desaparece luego de $x_D^* = 1$, mientras que en fluidizados luego de $x_D^* = 2$. Esta diferencia puede deberse a la mayor presión de autofluidización generada por los flujos inicialmente fluidizados. En la Tabla 4.9 se muestran altos valores ($\gg 1$) del número de presión de poros N_p (Iverson & Denlinger, 2001), lo cual indicaría que la presión de poros generada en el reservorio no permanecería en el flujo durante su trayectoria, como lo muestran los resultados. Los altos valores de N_p se deben a los pequeños espesores del flujo (flujos a escala experimental). Los flujos compuestos por partículas AG presentan sobrepresión en posiciones x_s^* más alejadas de la compuerta que los flujos compuestos por partículas AD. Esta característica la recoge los valores del parámetro N_p presentados, los cuales son menores para flujos compuestos por partículas AG, indicando la mayor persistencia de la sobrepresión de poros.

Por otra parte, la evolución de la presión de poros a lo largo del canal en flujos con fondo liso muestra valores negativos en posiciones alejadas de la compuerta, incluso para experimentos inicialmente fluidizados, evidenciando que ésta no solo responde a un proceso de difusión y advección de la presión generada en el reservorio, como lo han modelado algunos autores (Gueugneau et al., 2017; Iverson & Denlinger, 2001). Estos resultados indican que existen otros efectos dilatantes y dinámicos que producen presiones bajo la atmosférica.

Contra intuitivamente, los flujos inicialmente fluidizados presentan menores subpresiones que los flujos inicialmente no fluidizados en posiciones lejanas a la compuerta. Esta característica podría ser explicada por la dilatación sufrida y/o por la mayor velocidad que tienen estos flujos generando una subpresión dinámica mayor que en los flujos no fluidizados y/o en el caso de flujos con partículas AG, por el mayor espesor que presenta el frente del flujo (ver Figura 4.32). Otras experiencias muestran una relación directa entre la velocidad del flujo y la mínima subpresión generada en la cabeza de éste (McElwaine & Nishimura, 2001; Roche, 2012; Turnbull & McElwaine, 2010). El origen de esta subpresión dinámica fue investigada, encontrándose distintos autores que han estudiado el caso (ver última parte de las secciones 2.4.3 y 2.6.4) con diversas explicaciones y opiniones al respecto, todas coinciden en que la velocidad del flujo tiende a generar menores subpresiones y así también los muestran los resultados de la Figura 4.27.

Por un lado Breard et al. (2019b) dice que la subpresión es originada por una presión dinámica, la cual depende del cuadrado de la velocidad de deslizamiento entre los granos y el fondo, y que ésta sólo existiría en una delgada capa cercana al fondo. Por otra parte, análisis más detallados de algunos autores explican que esta subpresión surge a partir de velocidades internas del aire

contenido dentro del flujo, que serían comparables con la velocidad del frente (Turnbull & McElwaine, 2010). Los resultados de los mínimos de la presión de poros a lo largo del canal en la Figura 4.16, muestran que la presión de poros es mínima en la posición $x_s^* = 9.48$ (a 260 cm desde el inicio del plano inclinado) para casi todos los tipos de flujos. Si tomamos la hipótesis usada por Breard et al. (2019b), este comportamiento mostraría que el flujo en esta posición sufre una dilatación importante, sumado a un mayor espesor del flujo, ya que la velocidad de deslizamiento es menor que en las posiciones más alejadas del canal. Por otro lado, si tomamos otros enfoques, las diferencias en la forma del frente, altura del flujo y porosidad del frente podrían también estar condicionando el comportamiento de la presión de poros a lo largo del canal (Turnbull & McElwaine, 2010). Esto último remarca la necesidad del estudio en detalle en esta posición como lo realizado en este estudio en la posición $x_s^* = 14.98$ (411 cm desde el inicio del plano inclinado). Es preciso mencionar que en los resultados de Chédeville & Roche (2015), en experimentos inicialmente no fluidizados, en fondo liso y pendiente de 30° aparece un comportamiento similar al mencionado en este párrafo no discutido por los autores (Ver Figura 2.22 recuadro inferior derecho).

Por otro lado, los experimentos realizados en fondo rugoso muestran que esta condición atenúa las variaciones de presión de poros bajo la presión atmosférica (subpresión) y aumenta las variaciones sobre la presión atmosférica (sobrepresión). Los flujos AG en estas condiciones presentaron sobrepresión hasta casi $x_D^* = 5$ como lo muestra la Figura 4.16. Tal efecto podría deberse al mecanismo de autofluidización de flujos de partículas finas cuando fluyen por un fondo rugoso explicado por Chedeville & Roche (2014), en donde partículas del flujo percolan entremedio de las rugosidades del fondo desplazando el aire contenido en los intersticios y, de este modo, fluidizando la porción delantera del flujo (como se muestra en la Figura 2.25). Debido a la alta permeabilidad de los flujos con partículas AD, la generación de presión de poros es casi nula en estos casos. Las pequeñas subpresiones observadas en los experimentos con fondo rugoso contrastan con algunos resultados obtenidos por Chédeville & Roche (2015), posiblemente porque ellos usaron para sus sensores de presión la configuración experimental (b) que se muestra en la Figura 3.11. De acuerdo con Chedeville & Roche (2014), la configuración experimental (a) induce a registrar subpresiones de menor amplitud que la configuración (b).

Se observó gran variabilidad en los resultados de presión de poros entre experimentos con iguales condiciones experimentales, en especial en experimentos con partículas AG inicialmente no fluidizados. Dicha variabilidad se abordó tomando en cuenta el tiempo de llegada del flujo al sensor $t_{llegada}$ (representado por la velocidad media temporal hasta la posición del sensor U_{x_s}) y el valor mínimo de la presión de poros ΔP_-^* que se muestran en el esquema de la Figura 4.11. Como se menciona en la sección anterior, no fue posible controlar la presión de poros durante el colapso y lo que se argumenta es que las variabilidades de U_{x_s} y ΔP_-^* son originadas a partir de la variabilidad de la presión de poros en la falla de la pila, como lo muestra la Figura 4.10. La variabilidad de la falla de la pila se representó con la máxima autofluidización durante el colapso de esta (ΔP_{+0}^*). La Figura 4.13 muestra que la autofluidización durante el colapso de la pila determinan la velocidad media a la posición del sensor, U_{x_s} . Mientras mayor es la autofluidización, el flujo adquiere mayor movilidad. En experimentos con fondo liso, pareciera ser que la velocidad media sigue una relación lineal con la máxima autofluidización inicial, existiendo dos rectas (en una posición determinada), una para experimentos inicialmente no fluidizados y otra para fluidizados, denotando que existe otro efecto proporcionado por la fluidización inicial aparte de la máxima autofluidización. La mayor movilidad producto de la autofluidización es coherente con las observaciones en terreno de flujos con diferentes condiciones de porosidad inicial (Gabet & Mudd, 2006; Henderson, 2016) y con el mecanismo de retroalimentación de la presión de poros

planteado por Iverson (2000). Por otro lado, experiencias en laboratorio (Kumar et al., 2017) y numéricas (Yang et al., 2018) muestran el mismo comportamiento, mientras mayor es la presión al colapsar la pila, mayor es la movilidad que tendrá el flujo cuando los efectos del fluido intersticial son importantes. Además, en flujos compuestos por partículas AG se encontró una clara relación en que la máxima autofluidización también determina la mínima subpresión observada en una posición determinada. Por otro lado, en el caso de flujos de partículas AD la relación no es clara entre las variables mencionadas. En particular, se observó que mientras mayor es la autofluidización en el reservorio, la presión mínima se hace aún menor, saliendo de la intuición (ver Figura 4.12 y gráficas de la columna derecha en la Figura 4.16). Este resultado puede ser explicado considerando la relación que existe entre la velocidad media U_{x_s} y la mínima subpresión ΔP_- mostrado en el gráfico de la Figura 4.15. Los resultados podrían estar reflejando en cierto modo la relación entre la velocidad del frente y la mínima subpresión generada (Roche, 2012; Turnbull & McElwaine, 2010). Si bien, U_{x_s} no es la velocidad instantánea del frente si tiene directa relación con ésta.

Dicho lo anterior, la variabilidad en los datos de la presión de poros y el tiempo de llegada al sensor se deben a las variaciones en el colapso de la pila, lo cual determina la movilidad del flujo y esta última la generación de subpresión de poros. Además, como se muestra en la Figura 4.16, la autofluidización inicial también determina la máxima sobrepresión de poros en una posición determinada. Experimentos con mayores presiones de autofluidización inicial mostraron mayores sobrepresiones a lo largo del canal explicándose este fenómeno simplemente por la advección de la presión de autofluidización en el reservorio.

Otra característica importante para mencionar es que en posiciones alejadas de la compuerta se puede evidenciar que el mínimo de la presión registrada se estabiliza en casi todas las condiciones experimentales excepto en los flujos AG en fondo rugoso (ver Figura 4.17).

De acuerdo con la Figura 4.18, se observa que los flujos inicialmente fluidizados tienen una menor duración de la presión de poros que su contraparte, posiblemente debido al gran caudal de material evacuado del reservorio durante el colapso de la pila. Los resultados además muestran que la duración de la señal de presión de poros (en experimentos en fondo liso), en las diferentes posiciones medidas se incrementa a medida que el flujo se aleja de la compuerta, lo cual denota la dilatación que sufre éste. La mayor dilatación del flujo (en las 4 condiciones experimentales mostradas) ocurre en posiciones $x_s^* \in [5.5, 11]$, justamente en donde la subpresión es mínima indicando que ésta podría ser una de las causas por las cuales se observa un mínimo de subpresión en la posición $x_s^* = 9.48$. Por otro lado, se puede observar que la duración de la señal de presión de poros tiende a estabilizarse en las posiciones más alejadas de la compuerta, mostrando una disminución en la elongación del flujo. Además, el mínimo de la presión de poros tiende a estabilizarse también en las posiciones alejadas de la compuerta como lo muestra la Figura 4.17.

5.3 Posición y velocidad del frente.

Los datos de la posición del frente muestran que los flujos compuestos por partículas AG son más veloces que su contraparte con partículas AD. El mismo comportamiento fue observado por Roche et al. (2004) en experimentos “dam-break” con fondo horizontal. Esta característica puede estar ligada al hecho de la capacidad superior que tienen los lechos AG de autofluidizarse en el momento del colapso. En experimentos inicialmente no fluidizados se identificaron dos fases del movimiento del frente, una primera fase de aceleración y otra de velocidad constante. De acuerdo con las observaciones realizadas y resultados de los ajustes de la función posición del frente, se encontró que la fase de aceleración tiene mayor durabilidad adimensional en los experimentos con

partículas AD, aproximadamente $\Delta t_R^* = 7$, mientras que, en experimentos con AG tan solo $\Delta t_R^* = 4.5$. Considerando que el fluido intersticial es aire con una baja densidad comparada a la densidad de los sólidos, la estabilización de la velocidad del frente podría representar un equilibrio entre los gradientes de presión de los sólidos que mueven al flujo con los esfuerzos de fricción (Meruane et al., 2010), en donde los efectos de la fuerza de arrastre del fluido ambiente no tendría mucha inferencia. En ese sentido se puede inferir que las diferencias en la estabilización del frente pueden deberse principalmente a diferencias en los ángulos de fricción basal, representados por el ángulo de reposo entre el material y el fondo de aluminio que se muestran en la Tabla 3.3, sin perjuicio de que el ambiente y porosidad del flujo juegue algún rol. De acuerdo con los resultados de Meruane et al. (2010), los efectos del fluido ambiente quedan determinados por el logaritmo de la combinación de los números Ar (Arquímedes) y D_ρ (densimétrico), mostrada en la Tabla 4.10. Mientras mayor es el valor de la combinación, los efectos del fluido ambiente serán menores. De los valores obtenidos se puede evidenciar que los flujos de partículas AD estarían menos propensos a los efectos del fluido ambiente que los compuestos de partículas AG, lo cual también podría ayudar a explicar las diferencias en la estabilización de la velocidad del frente de los flujos compuestos por diferentes partículas.

Por otro lado, los experimentos inicialmente fluidizados en fondo liso muestran comportamientos de la posición del frente poco frecuentados en la literatura, debido a un doble colapso de la pila que gatilla dos frentes los cuales se mencionan en la sección 4.3.2. Este doble colapso consta inicialmente de un primer flujo que surge desde la base del reservorio debido a su estado “líquido” inicial, el cual tiene una gran aceleración, probablemente debido a los elevados gradientes de presión de poros entre el reservorio el ambiente al momento del colapso y al despegue del fondo en la parte inicial del plano inclinado. Luego, este frente se frena, probablemente debido a su delgadez y el contacto con el fondo del canal. Posteriormente, se piensa que debido a la sobrepresión de autofluidización generada, un segundo frente surge desde más arriba y con mayor velocidad alcanzando y posteriormente sobrepasando al primero en un tiempo aproximado $t_R^* \sim 2$ para flujos con partículas AG y AD. Además, se observa que el frente de los flujos con partículas AG aceleran y que el frente alcanza una mayor velocidad terminal que los flujos compuestos por partículas AD al igual que en flujos inicialmente no fluidizados.

Los flujos inicialmente fluidizados tienen una mayor velocidad terminal que los flujos inicialmente no fluidizados. Si se toma en consideración el escalamiento de la velocidad del frente con el volumen de la avalancha (McElwaine & Nishimura, 2001; Turnbull & McElwaine, 2010) se podría decir que probablemente los flujos inicialmente fluidizados son más veloces, debido a la mayor cantidad de material involucrado en la avalancha. Sin embargo, los números de Froude estimados con la escala de longitud \sqrt{A} (ver Tabla 4.11) muestran valores considerablemente mayores para los flujos inicialmente fluidizados de lo cual se deduce que, además de que sean avalanchas con mayor volumen, otro efecto existe debido a la fluidización inicial, como por ejemplo, el flujo de aire saliente de la pila (debido al gradiente de presión) y la disminución de los esfuerzos friccionales.

En cuanto a los flujos en fondo rugoso inicialmente no fluidizados, tanto en experimentos con partículas AG como con AD, se observó que una primera porción delantera del flujo se separa del flujo principal, como se muestra en la Figura 4.24. Esta porción del flujo posee una gran velocidad y grado de agitación de las partículas y de acuerdo con observaciones de videos de alta velocidad en la posición $x_s^* = 14.98$ (a 411 cm desde el inicio del plano inclinado) pareciera ser que su volumen decae producto de la deposición de partículas por su parte trasera (ver secuencia de imágenes del anexo E). El cuerpo principal del flujo tiene menores velocidades y pareciera ser más ordenado que la cabeza, lo cual podría deberse a que la cabeza se encarga de rellenar los espacios

vacíos en el fondo, reduciendo las colisiones con las perlas adosadas al fondo y la percolación de partículas desfavoreciendo el mecanismo de autofluidización planteado por Chédeville & Roche (2014). Se cree que el frente de gran velocidad observado tiene el mismo origen que la delgada capa en el frente del flujo observada por Chédeville & Roche (2014) (ver Figura 2.23). Sin embargo, en este caso, como el flujo recorre grandes distancias, éste se adelgaza en su parte posterior producto de la depositación de partículas separándose del cuerpo principal. Los resultados muestran que en el caso de experimentos con partículas AG el frente siempre acelera, mientras que en los experimentos con partículas AD éste frente acelera y posteriormente desacelera. De acuerdo con Chedeville & Roche (2015), la tasa de sedimentación de las partículas del flujo entre los intersticios de las perlas adosadas al fondo es menor cuando el flujo tiene mayor movilidad. Siguiendo esta línea, la desaceleración del frente compuesto por partículas AD podría estar relacionada a la menor movilidad que tienen estos flujos (con respecto a los compuestos por partículas AG), lo cual se traduce en una mayor tasa de sedimentación del material, y eventualmente la reducción de su tamaño al punto de no poder sostener el movimiento. Contrariamente, los flujos compuestos por partículas AG no desacelerarían debido a que no pierden mucha masa dada su gran movilidad, transportándose gran parte de la cabeza por sobre las perlas del fondo (como se muestra en la secuencia de imágenes del aneo E). Sin embargo, si el canal fuese más largo eventualmente debiesen desacelerar debido a la percolación del material en el fondo.

Los frentes de los flujos en experimentos rugosos tienen velocidades máximas mucho mayores que su contraparte en fondo liso. Además, como lo muestra la Figura 4.26 estos frentes tienen aceleraciones comparativamente mayores. Tal comportamiento podría explicarse por al menos 3 razones: 1) La generación de temperatura granular producto de la conversión de energía traslacional en energía de fluctuación vertical, debido a las perlas adosadas al fondo (Iverson, 1997), y por consiguiente la reducción de la fricción Coulombica encargada de contrarrestar los gradientes de presión de los sólidos. 2) Por otro lado, la autofluidización inducida por la percolación de partículas entre los poros del fondo podría también estar actuando, reduciendo los esfuerzos friccionales del frente. 3) Además, la evidencia de que la parte delantera del frente de alta velocidad no tiene percolación entre las rugosidades del fondo, hace que este se deslice por encima de las rugosidades, disminuyendo el área de contacto entre el flujo y el fondo (Chedeville & Roche, 2014).

De los resultados experimentales de la posición del frente, se observa gran variabilidad entre experimentos con iguales condiciones experimentales. Al igual que en los datos de presión de poros, los flujos inicialmente no fluidizados compuestos por partículas AG son los que presentan más marcada esta variabilidad. Se puede evidenciar que mientras mayor es la sobrepresión de autofluidización, el movimiento del frente se ve favorecido. Este resultado tiene los mismos orígenes que el que explica la variabilidad en la velocidad media U_{xs} , determinada a partir de los tiempos de llegada con la señal de presión. Del mismo modo se puede evidenciar que en el caso de flujos con partículas AD, la variabilidad no sigue un patrón marcado como en los flujos AG, lo cual puede deberse a la menor capacidad de autofluidización de estos lechos, o bien a la poca resolución de los resultados experimentales como para poder diferenciar la baja variabilidad. En el gráfico de la Figura 4.23 se puede evidenciar como la autofluidización inicial favorece la velocidad terminal de los flujos. Asimismo, la Figura 4.26 muestra que el parámetro α (del ajuste) asociado a la aceleración del frente aumenta a medida que la autofluidización es mayor. Comportamientos similares en la fase de aceleración del frente de los flujos AG inicialmente no fluidizados fueron encontrados en colapsos sumergidos de pilas sueltas y densas por Kumar et al (2017) (ver Figura 2.30).

Finalmente, en la Figura 4.27 se observa que la subpresión esta relacionada a la velocidad del frente. Mientras mayor es la velocidad del frente, la subpresión es menor. Resultados en investigaciones anteriores muestran que la subpresión escala con la velocidad del frente al cuadrado (Roche, 2012; Roche et al., 2013). Los datos observados en fondo liso podrían indicar una relación cuadrática, sin embargo, al tratarse de flujos con diferentes tamaños de partículas (y diferentes permeabilidades), teóricamente, ajustar una curva a todos los datos no es correcto. No obstante, este resultado refuerza la idea de que la velocidad del frente tiene una notoria influencia sobre la subpresión de poros. Roche (2012) reporta diferentes ajustes para casos fluidizados y no fluidizados, pero en los datos presentados pareciera que los datos fluidizados y no fluidizados caen sobre una misma tendencia, no existiendo efecto de esta condición inicial. Dicho esto, Para poder completar este gráfico se propone realizar experimentos a diferentes grados de fluidización inicial para así variar la velocidad del frente y poder completar el set de datos con partículas de un solo tamaño.

5.4 Números adimensionales evaluados.

La evaluación de números adimensionales son estimaciones gruesas, éstos podrían dar algunas luces de los procesos que dominan en los flujos. En primer lugar, en la

Tabla 4.6, se muestran elevados números de masa (N_{mass}) y números de Richardson (Ri) mayores que 5, sumado a los bajos valores de D_D indican que el flujo se transporta en estado denso o poco denso, en ningún caso diluido. Esto indica que las partículas que componen el flujo tienen un grado de cercanía en el cual existen los contactos sólido-sólido colisionales y/o de fricción.

En segundo lugar, de la Tabla 4.7, la estimación del número de Savage muestra que en los flujos dominan los esfuerzos de fricción por sobre las colisiones. Los únicos valores mayores a 0.1 se obtienen en la cabeza de los flujos de partículas AD en fondo rugoso que indican una importancia de las colisiones en esta cabeza. Por otro lado, la evaluación del número de Savage en la cabeza de los flujos AG en fondo rugoso no se condice con lo observado por las cámaras de alta velocidad, las cuales muestran un alto grado de agitación de las partículas. Asumiendo que las cabezas de los flujos en fondo rugoso no se encuentran en un régimen denso, los valores del número de Bagnold indican que las colisiones dominan sobre los esfuerzos viscosos del aire. En los otros casos la evaluación del número de Bagnold pierde sentido, debido a que el número de Savage es menor que 0.1 y las colisiones dejan de ser importantes. Los altos valores de los números de Reynolds, N_R (Iverson & Denlinger, 2001), muestran que los esfuerzos viscosos del aire no tiene mucha relevancia comparada con la inercia de la mezcla de sólidos-aire y los esfuerzos de fricción Coulombica.

En tercer lugar, los valores del número de Débora del sistema, De_l (Goren et al., 2010), muestran que en general los flujos estudiados pueden generar variaciones en la presión de poros debido a la deformación de la matriz de granos. Comparativamente, los valores del número de Débora en flujos compuestos por partículas más finas tenderán a generar mayor presión de poros, lo cual se debe a que la permeabilidad del medio escala con d_s^2 . De todas formas, no es posible obtener mayores conclusiones debido a que el origen de la generación de presión de poros en los flujos estudiados no está bien identificado y podría no solo deberse a deformaciones de la matriz granular.

Los valores obtenidos en la evaluación del número de Darcy son comparativamente dos órdenes de magnitud menores que en experimentos tipo dam-break con fondo horizontal utilizando partículas similares (Roche, 2012; Roche et al., 2008). Los valores obtenidos son entre uno y dos órdenes mayores que el valor mínimo que podría tomar el número de Darcy (~ 0.1) evaluando la condición límite para que el flujo entre los poros sea Darciano ($Re_p = 10$), por lo que la evaluación

del número de Darcy se puede aplicar. Esto podría indicar que los esfuerzos colisionales eventualmente podrían ser amortiguados por la presión de poros, pero quizás no significativamente. Asimismo, se obtuvieron bajos valores de Da_f indicando que no hay una dominancia clara de los esfuerzos viscosos Darcianos por sobre los esfuerzos del tipo sólido-sólido (de larga y corta duración). Otra característica relevante es que los flujos compuestos por partículas AD tienen menores número de Darcy y por lo tanto menos efectos amortiguadores de contactos sólido-sólido por parte del aire lo cual podría explicar su menor capacidad de autofluidización, por ejemplo.

Finalmente, los flujos estudiados son flujos supercríticos de acuerdo con los números de Froude estimados en la Tabla 4.11. Los valores obtenidos son muy altos comparativamente a experiencias anteriores en colapsos en fondos horizontales, en particular Roche (2004) (~ 2.58). Por otro lado, menores valores del número de Froude fueron calculados considerando como escala de longitud la raíz cuadrada del volumen de la avalancha por unidad de ancho.

5.5 Mediciones en la sección final del canal.

Respecto a las mediciones de la altura de la avalancha, se pudo evidenciar que los flujos en fondo liso con partículas AG tienen alturas máximas mayores que su contraparte con partículas AD. Las avalanchas inicialmente fluidizadas tienen también alturas máximas mayores que su contraparte, lo cual podría estar relacionado al peak del material evacuado por la compuerta (q_e). Por otro lado, un efecto notorio es el aumento de la duración de la avalancha cuando el fondo del canal es rugoso, lo cual puede deberse a una disminución de la velocidad por efectos de disipación de momentum, por colisiones del flujo con las perlas del fondo y/o al cambio de ángulo de fricción entre el fondo y el flujo. Además, Chedeville & Roche (2015) reportaron en experimentos similares a los aquí presentados (pendiente entre 25° y 30° , partículas finas y rugosidades de 3 mm) que cerca de la compuerta a 80 cm aproximadamente, ocurre una deposición de material formándose una pequeña capa de material estático durante la propagación del flujo. Luego, esta capa comienza a ser lentamente erosionada por el flujo que pasa encima una vez que la altura y velocidad del flujo se ven disminuidas. Si bien esta característica no fue estudiada en esta oportunidad, podría ser un precedente que explique la gran duración de los flujos en fondos rugosos. La variabilidad de los espesores del flujo, medidos entre experimentos con iguales condiciones experimentales, no se asocia a diferencias en la autofluidización inicial y requiere investigación.

Con respecto a los resultados de la velocidad superficial de la avalancha (ver Figura 4.29), se observa que la velocidad cercana al frente de la avalancha, en los casos de experimentos en fondo liso, caen dentro de los valores de la velocidad del frente determinados con la metodología de medición de la posición del frente. Lo anterior es un precedente para afirmar que la metodología desarrollada e implementada para la medición de la velocidad superficial del flujo es aceptable. Respecto a las diferencias entre las condiciones experimentales ensayadas, se observa que los flujos compuestos por partículas AG son más veloces en el frente y cuerpo del flujo. Sin embargo, en experimentos en fondo liso, la cola de las avalanchas AD son más veloces que los flujos AG. Sorpresivamente, la velocidad en la cola de los flujos con partículas AG y AD en fondo rugoso son iguales. La mayor velocidad en el frente y cuerpo de las partículas AG puede estar directamente asociada a la capacidad de autofluidización ya discutida, mientras que las diferencias en las velocidades de la cola pueden estar condicionadas por las diferencias en el ángulo de fricción basal entre el fondo del canal (compuesto por aluminio) y las partículas AG y AD. De hecho, la similitud en la velocidad de la cola en experimentos compuestos de partículas AG y AD con fondo rugoso puede indicar que no existen diferencias significativas en el ángulo de fricción basal, ya

que los espacios del fondo estarían rellenos con el mismo material del flujo y como se muestra en la Tabla 3.3, los ángulos de reposo entre partículas AG y AD no difieren mucho entre ellos.

Otra característica en las señales obtenidas es que la aceleración del flujo es siempre negativa, excepto para flujos en fondo rugoso. Esto quiere decir que la parte delantera del flujo siempre va más rápido que la trasera, indicando que podría existir una constante dilatación del flujo y de los poros ($\nabla \cdot u_s > 0$), la cual podría ser la responsable de la subpresión observada durante el paso de la avalancha. Como se mencionaba, esto no es cierto para las mediciones realizadas al cuerpo de los flujos en fondo rugoso, en los que se observaron aceleraciones positivas inmediatamente después de la llegada del segundo frente. Tal característica se explica porque el segundo frente fluye sobre el fondo rugoso, con los intersticios entre las rugosidades a medio rellenar (alta fricción), mientras que la parte posterior del flujo fluye con los intersticios del fondo rellenos completamente (menor fricción) y con un mayor espesor del flujo, promoviendo mayores velocidades superficiales en esa zona. Como se observa en la Figura 4.29, esta característica es más notoria en flujos compuestos por partículas AD, de los cuales se evidenció, en la posición $x_s^* = 14.98$ (a 411 cm desde el comienzo del plano inclinado), que el primer frente no logra rellenar los intersticios del fondo del canal con mucho material, como lo hace el primer frente de los flujos compuestos por partículas AG (ver secuencia de imágenes de los flujos en fondo rugoso en el anexo E).

En los gráficos de la Figura 4.30 se puede evidenciar una característica importante de los flujos en fondo rugoso y es que tanto el frente (con gran movilidad) como el cuerpo y cola, se mueven con presiones por debajo de la atmosférica (no siempre, pero en general sí). Este resultado contrasta con las sobre presiones observadas en sus experimentos por Chédeville & Roche (2015). Sin embargo, sólo observaron presiones hasta $x_s^* = 7.5$. Además, de los gráficos se puede notar que la presión de poros retorna a la atmosférica en el lapsus de tiempo que hay entre el paso del primer frente (primera perturbación) y la llegada del cuerpo de la avalancha (porción mayor del flujo). Estas observaciones, junto con la deposición de material por la parte trasera del primer frente, podría indicar que, en la sección final del canal, el mecanismo de autofluidización por percolación de material planteado por Chédeville & Roche (2014) no es tan efectivo en transporte de estos flujos, debido a que la depositación de partículas entre las rugosidades del fondo ocurre en un momento donde la columna de flujo es muy delgada (entre el paso del primer frente pequeño de gran velocidad y la llegada del segundo frente correspondiente al total de la avalancha), permitiendo el libre escape de la presión generada. Chédeville & Roche (2015) plantearon que el mecanismo de autofluidización se ve desfavorecido en pendientes elevadas, aun cuando observaron altos grados de fluidización (respecto a la presión litostática). Los resultados sugieren que, en altas pendientes, el pequeño frente que escapa del total del flujo se adelgaza en su parte posterior, y de este modo la fluidización no es tan efectiva debido al menor espesor del flujo. El adelgazamiento de la porción del flujo que se aleja del cuerpo podría llegar incluso al punto de dividir el frente del total del flujo, como se observó en estas experiencias. Sin embargo, estas aseveraciones requieren de un estudio más detallado en otras posiciones más cercanas a la compuerta para poder analizar la evolución de dicho frente.

De los gráficos de la primera fila de la Figura 4.30, se observa una relación entre la velocidad superficial y la altura de la avalancha en el cuerpo y cola de los flujos. Börzsönyi et al. (2008) realizaron mediciones de alturas y velocidades superficiales en solitones de volumen y forma constante con fondo erosionable. Ellos encontraron que la relación entre altura y velocidad superficial era lineal, lo cual es similar a los resultados de los flujos AD en fondo rugoso. En los casos de flujos AG en fondo rugoso y los otros flujos en fondo liso, no se aprecia una relación lineal. La no similitud con los resultados de Börzsönyi et al. (2008) en el caso de experimentos en

fondo liso podría deberse a que el fondo está fijo y no puede ser erosionado, por ende, la avalancha que se genera no puede alcanzar un régimen permanente, como en el caso de los solitones estudiados por Börzsönyi et al. (2008).

Apoyándose en los datos de este trabajo y otras investigaciones se puede afirmar que el flujo no alcanzará un régimen permanente en donde el flujo tenga una forma y velocidad constante. Para que ocurra esto el fondo debe ser erosionable, en ese caso la avalancha succiona material continuamente por el frente y lo deposita por su cola (Borszonyi 2008). Experimental y teóricamente Bartelt et al. (2007) muestran que la velocidad basal (u_{slip}) depende de la altura del flujo ($h \propto u_{slip}^2$) en condiciones de fondo liso y rígido. Por otro lado, los resultados de experimentos en fondo liso obtenidos apuntan a que la velocidad superficial también tendría una dependencia similar (ver Figura 4.31 primer y segundo gráfico de la primera fila). Tomando en consideración lo anterior, se puede predecir que, el eventual destino de la avalancha, si el canal fuese lo suficientemente largo, es estirarse hasta que únicamente se tenga una delgada capa fluyendo, todo esto a raíz de las diferencias longitudinales en las alturas y velocidades de la avalancha y considerando que la pendiente es lo suficientemente inclinada como para que no exista una capa estática h_{stop} , (Pouliquen, 1999). En el caso AG fondo liso esta capa podría existir, pero sería muy delgada como la observada después de cada experimento. Por lo que se refiere al caso de experimentos con rugosidad 3 mm, se espera que todo el material sea depositado en los intersticios entre las perlas pegadas al fondo.

De los gráficos mostrados en la segunda fila de la Figura 4.30, se observa que la variación de la presión de poros del flujo disminuye a medida que la altura es menor, lo cual podría deberse a que el tiempo difusivo ($\sim h_f^2 D^{-1}$) cada vez es menor en relación al tiempo que toma la generación de presión de poros por la dilatación del flujo ($\sim (\nabla \cdot u_s)^{-1}$). Sin embargo, esto no puede ser aseverado para experimentos en fondo rugoso debido al ruido de la señal de presión. Apoyándose en estos resultados, se graficó el inverso de la presión de la presión de poros adimensionalizada por la presión litostática en función de la velocidad superficial (3era fila Figura 4.30). Sin tomar en cuenta los datos en los instantes en que la presión cae abruptamente (entre el tiempo de llegada del frente al sensor y tiempo en marcar la mínima subpresión), se puede apreciar que podría existir una relación entre la velocidad superficial y la subpresión de poros adimensional. La relación no es tan clara en las zonas traseras del flujo debido a las bajas alturas del flujo que se comparan con el error de ésta y que amplifican el ruido de la señal de presión. Considerando la hipótesis propuesta por Breard et al. (2019b) de que la subpresión de poros es proporcional al cuadrado de la velocidad de deslizamiento y los hallazgos de Bartelt et al. (2007) que muestran que la velocidad superficial del flujo es proporcional a la velocidad de deslizamiento de fondo, al menos en el cuerpo del flujo, la relación observada en los resultados que se presentan en los gráficos u_{sup} vs ΔP^* podría ser cuadrática.

CAPÍTULO 6: CONCLUSIONES

En este trabajo se identificaron los efectos que tienen el tamaño del sólido, la fluidización inicial y la rugosidad del fondo, en el desarrollo de un flujo lateralmente confinado en una pendiente de 28° . Si bien, no hay una detallada determinación del efecto de estas variables producto de que las condiciones experimentales trabajadas sólo responden a cambios binarios en éstas (2 tamaños de partículas: AG y AD, 2 condiciones iniciales de fluidización: no fluidizado y completamente fluidizado, y 2 tipos de fondo: liso y rugosidad de 3 mm), se evidenciaron claras diferencias entre las avalanchas generadas.

Respecto a las influencias en la presión de poros en el fondo, se encontró que los flujos compuestos por partículas AG ($d_{50} \sim 80 \mu m$) tienden a generar mayores variaciones respecto a la presión atmosférica que los compuestos por partículas AD ($d_{50} \sim 150 \mu m$), lo cual podría estar asociado a las diferencias en la permeabilidad de ambos lechos ($k \propto d_s^2$) y la velocidad del frente (mayor en los casos con partículas AG). Por otro lado, flujos inicialmente fluidizados generan subpresiones (presiones bajo la atmosférica) de mayor magnitud que los flujos inicialmente no fluidizados en posiciones alejadas de la compuerta, probablemente por la mayor velocidad frontal de los flujos inicialmente fluidizados. Adicionalmente, la condición de fondo rugoso genera mayores sobrepresiones en posiciones no mayores a $x_D^* = 5$. Sin embargo, luego de este umbral, las variaciones de la presión casi no existen. Una característica observada en todas las condiciones experimentales ensayadas es la existencia de una presión mínima en $x_s^* = 9.48$ (a 2.6 m desde el comienzo del plano inclinado). Para entender este comportamiento se requiere un estudio detallado en esta posición del canal.

En cuanto a la movilidad del frente, se observó que los flujos compuestos por partículas AG son más veloces que los AD en cualquiera de las condiciones experimentales, lo cual puede estar directamente relacionado a la mayor capacidad de autofluidización durante la falla de la pila. Por otro lado, como era de esperar, los flujos inicialmente fluidizados son más veloces que los no fluidizados, debido al mayor volumen involucrado en la avalancha y a la condición inicial de falla en donde los esfuerzos cuasiestáticos se ven anulados por la presión de poros. Además, se observó que la posición del frente de los flujos inicialmente fluidizados, se componen de dos partes. Primeramente, se registró un frente correspondiente al material que escapa inmediatamente por debajo de la compuerta del reservorio, apenas ésta se abre, y un segundo frente que arremete desde atrás, sobrepasando al primero en un tiempo aproximado $t_R^* \sim 2$ (para flujos AG_F y AD_F) generado por la autofluidización que sufre posteriormente la pila. Por otro lado, se encontró que, en flujos con fondo rugoso en posiciones alejadas de la compuerta, éste se separa en dos partes, una primera parte correspondiente a un frente de baja densidad compuesto por una porción menor de material que escapa de la otra parte correspondiente al cuerpo total del flujo. El frente posee gran movilidad, incluso más que los frentes de experimentos inicialmente fluidizados en fondo liso, lo cual puede deberse a su reducción de fricción, debido a la gran agitación de partículas suministrada por el choque del flujo con el fondo, a la autofluidización por percolación de material entre las perlas en posiciones cerca de la compuerta y la disminución del área de contacto con el fondo en su parte frontal. Por otro lado, el cuerpo principal del flujo posee menor velocidad y es un flujo mucho más ordenado.

Se desarrolló una metodología para medir la velocidad superficial en flujos compuesto de partículas finas. Los resultados muestran que la velocidad superficial cerca del frente de la avalancha se ubica entre los rangos de velocidad del frente captados con la metodología para determinar la velocidad del frente. La única desventaja de esta metodología es que no es compatible con la metodología usada para medir la altura del flujo, por lo cual, en futuras

investigaciones se recomienda modificar ésta última metodología de manera que se puedan medir simultáneamente la altura, la velocidad superficial de los flujos y la presión de poros en el fondo. Datos de la velocidad superficial tomados en la sección final del canal (alejada de la compuerta) dan cuenta que en esta posición todos los flujos se siguen dilatando en su eje axial ($\nabla \cdot u_s > 0$) pudiendo representar un factor importante en la generación de subpresión de poros.

Por otro lado, los datos obtenidos en la sección final del canal muestran que la presión de poros y altura del flujo están linealmente relacionados. Además, la velocidad superficial también estaría relacionada con la subpresión de poros en forma cuadrática. Los datos de presión y altura de los flujos en fondo rugoso muestran que tanto el frente (de alta velocidad) como el cuerpo generan presiones por debajo de la atmosférica. Incluso se observa que una vez que el frente pasa, la presión retorna a la atmosférica y posteriormente vuelve a bajar con la llegada del cuerpo. Videos laterales de alta velocidad muestran que la parte delantera del frente se mueve por encima de las rugosidades del fondo, mientras que en su parte posterior ocurre la depositación de material entre las perlas adosadas al fondo, la cual, sucede antes de la llegada del cuerpo principal del flujo. Esta característica muestra que el mecanismo de autofluidización planteado por Chedeville & Roche (2014, 2015) no es tan efectivo en el transporte del cuerpo de estos flujos. Por otra parte, en el presente trabajo, no se observó en detalle posiciones cercanas a la compuerta, por lo que no es posible afirmar que haya ocurrido la depositación observada por Chedeville & Roche (2015). Sin embargo, esto podría ser un precedente que explique la gran duración encontrada en los flujos en superficie rugosa. Tal característica podría ser estudiada en futuras investigaciones que complementen este trabajo.

Una de las preguntas que surgieron antes de tener los resultados de los experimentos era si acaso las condiciones iniciales de la pila (como la fluidización inicial) condicionaban el flujo en una posición lejana a la compuerta. Las grandes diferencias en presión de poros, velocidad del frente, velocidad superficial y altura del flujo entre los experimentos inicialmente fluidizados y no fluidizados, dan cuenta de que ésta sí tiene efectos en el dominio observado. Inclusive, como se mostró, ligeras variaciones en la autofluidización inicial durante el colapso de la pila dan origen a la gran variabilidad en los resultados de presión de poros y velocidad del frente en experimentos con iguales condiciones experimentales. En particular, se observó que mientras mayor era la autofluidización inicial de la pila, la velocidad del frente aumenta y por consiguiente la subpresión de poros generada es menor. Este fenómeno tomó mayor importancia en los flujos compuestos por partículas más finas, en donde el fluido ambiente (aire) tiene mayores efectos. Otra pregunta que surgió fue si acaso el flujo lograba alcanzar un estado permanente en posiciones alejadas de la compuerta. Por un lado, la similitud en la amplitud de las señales de presión en x_s^* 12.78 y 14.98 podrían indicar que sí. Sin embargo, como fue observado en detalle en $x_s^* = 14.98$, las diferencias de velocidad entre el frente y la cola implican que el flujo continúa deformándose, y, como se menciona en la sección de discusión 5.5, teóricamente un solitón en un fondo no erosionable no alcanzará un régimen permanente.

Los datos recopilados en la sección final del canal no dan espacio para un análisis de mayor profundidad. La medición de la velocidad basal es fundamental para poder determinar la tasa de deformación, la cual juega un rol importante en los esfuerzos que gobiernan el flujo. Por otro lado, mediciones en otro punto del canal son necesarias para poder estimar variaciones longitudinales de las variables con el fin de aplicar algún modelo. Sin embargo, se reconoce que esta fuente de datos recopilada podría ser de gran utilidad en la validación y calibración de modelos que incluyan efectos del aire en los poros del flujo.

Bibliografía.

- Bagnold, R. A. (1954). Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 225(1160), 49–63.
- Bagnold, R. A. (1966). The shearing and dilatation of dry sand and the 'singing mechanism. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 295(1442), 219–232.
- Balmforth, N. J., & Kerswell, R. R. (2005). Granular collapse in two dimensions. *Journal of Fluid Mechanics*, 538, 399–428.
- Bartelt, P., Buser, O., & Platzer, K. (2007). Starving avalanches: Frictional mechanisms at the tails of finite-sized mass movements. *Geophysical research letters*, 34(20).
- Bear, J. (2012). *Hydraulics of groundwater*. Courier Corporation.
- Biot, M. A. (1956). Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. II. Higher frequency range. *The Journal of the acoustical Society of america*, 28(2), 179–191.
- Bird, R. B., Stewart, W. E., & Lightfoot, E. N. (1992). *Fenómenos de transporte: Un estudio sistemático de los fundamentos del transporte de materia, energía y cantidad de movimiento*. Limusa (Noriega Editores).
- Börzsönyi, T., & Ecke, R. E. (2006). Rapid granular flows on a rough incline: Phase diagram, gas transition, and effects of air drag. *Physical Review E*, 74(6), 061301.
- Börzsönyi, T., Halsey, T. C., & Ecke, R. E. (2008). Avalanche dynamics on a rough inclined plane. *Physical Review E*, 78(1), 011306.
- Breard, E. C., Jones, J. R., Fullard, L., Lube, G., Davies, C., & Dufek, J. (2019a). The Permeability of Volcanic Mixtures—Implications for Pyroclastic Currents. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 124(2), 1343–1360.
- Breard, E., Dufek, J., & Roche, O. (2019b). Continuum modelling of pressure-balanced and fluidized granular flows in 2D: comparison with glass bead experiments and implications for concentrated pyroclastic currents. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 124(6), 5557–5583.
- Brevis, W., Niño, Y., & Jirka, G. (2011). Integrating cross-correlation and relaxation algorithms for particle tracking velocimetry. *Experiments in Fluids*, 50(1), 135–147.
- Burgisser, A., & Bergantz, G. W. (2002). Reconciling pyroclastic flow and surge: The multiphase physics of pyroclastic density currents. *Earth and Planetary Science Letters*, 202(2), 405–418.
- Burgisser, A., Bergantz, G. W., & Breidenthal, R. E. (2005). Addressing complexity in laboratory experiments: The scaling of dilute multiphase flows in magmatic systems. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 141(3-4), 245–265.
- Campbell, C. S. (1990). Rapid granular flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 22(1), 57–90.
- Campbell, C. S., & Brennen, C. E. (1985). Computer simulation of granular shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 151, 167–188.
- Casagrande, A. (1936). Characteristics of cohesionless soils affecting the stability of slopes and earth fills. *J. Boston Society of Civil Engineers*, 23(1), 13–32.
- Cassar, C., Nicolas, M., & Pouliquen, O. (2005). Submarine granular flows down inclined planes. *Physics of fluids*, 17(10), 103301.

- Chedeville, C., & Roche, O. (2014). Autofluidization of pyroclastic flows propagating on rough substrates as shown by laboratory experiments. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 119(3), 1764–1776.
- Chédeville, C., & Roche, O. (2015). Influence of slope angle on pore pressure generation and kinematics of pyroclastic flows: Insights from laboratory experiments. *Bulletin of Volcanology*, 77(11), 96.
- Coulomb, C. (1773). Test on the applications of the rules of maxima and minima to some problems of statics related to architecture. *Mem. Math. Phys*, 7, 343–382.
- Crosta, G., Imposimato, S., & Roddeman, D. (2015). Granular flows on erodible and non erodible inclines. *Granular Matter*, 17(5), 667–685.
- Delannay, R., Valance, A., Mangeney, A., Roche, O., & Richard, P. (2017). Granular and particle-laden flows: From laboratory experiments to field observations. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 50(5), 53001.
- Dufek, J. (2016). The fluid mechanics of pyroclastic density currents. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 48, 459–485.
- Dufek, J., Ongaro, T. E., & Roche, O. (2015). Pyroclastic density currents: Processes and models. En *The Encyclopedia of Volcanoes (Second Edition)* (pp. 617–629). Elsevier.
- Duran, J. (2012). *Sands, powders, and grains: An introduction to the physics of granular materials*. Springer Science & Business Media.
- Eames, I., & Gilbertson, M. A. (2000). Aerated granular flow over a horizontal rigid surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 424, 169–195.
- Farin, M., Mangeney, A., & Roche, O. (2014). Fundamental changes of granular flow dynamics, deposition, and erosion processes at high slope angles: Insights from laboratory experiments. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 119(3), 504–532.
- Fei, J., Jie, Y., Zhang, B., & Fu, X. (2015). A shallow constitutive law-based granular flow model for avalanches. *Computers and Geotechnics*, 68, 109–116.
- Feng, Y., Goree, J., & Liu, B. (2011). Errors in particle tracking velocimetry with high-speed cameras. *Review of Scientific Instruments*, 82(5), 053707.
- Fern, E. J., & Soga, K. (2016). The role of constitutive models in MPM simulations of granular column collapses. *Acta Geotechnica*, 11(3), 659–678.
- Forterre, Y., & Pouliquen, O. (2008). Flows of dense granular media. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 40, 1–24.
- Freundt, A., Wilson, C., & Carey, S. (2000). *Ignimbrites and block-and-ash flow deposits*. Academic Press.
- Gabet, E. J., & Mudd, S. M. (2006). The mobilization of debris flows from shallow landslides. *Geomorphology*, 74(1-4), 207–218.
- Geldart, D. (1973). Types of gas fluidization. *Powder technology*, 7(5), 285–292.
- Gidaspow, D. (1994). *Multiphase flow and fluidization: Continuum and kinetic theory descriptions*. Academic press.
- Gollin, D., Brevis, W., Bowman, E. T., & Shepley, P. (2017). Performance of PIV and PTV for granular flow measurements. *Granular Matter*, 19(3), 42.

- Goren, L., Aharonov, E., Sparks, D., & Toussaint, R. (2010). Pore pressure evolution in deforming granular material: A general formulation and the infinitely stiff approximation. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 115(B9).
- Goujon, C., Thomas, N., & Dalloz-Dubrujeaud, B. (2003a). Monodisperse dry granular flows on inclined planes: Role of roughness. *The European Physical Journal E*, 11(2), 147–157.
- Goujon, C., Thomas, N., & Dalloz-Dubrujeaud, B. (2003b). Monodisperse dry granular flows on inclined planes: Role of roughness. *The European Physical Journal E*, 11(2), 147–157.
- Gueugneau, V., Kelfoun, K., Roche, O., & Chupin, L. (2017). Effects of pore pressure in pyroclastic flows: Numerical simulation and experimental validation. *Geophysical Research Letters*, 44(5), 2194–2202.
- Hampton, M. A., Lee, H. J., & Locat, J. (1996). Submarine landslides. *Reviews of geophysics*, 34(1), 33–59.
- Hayashi, J., & Self, S. (1992). A comparison of pyroclastic flow and debris avalanche mobility. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 97(B6), 9063–9071.
- Henderson, S. W. (2016). *The effect of bulk density on debris flow mobilization, Marin County, CA* [PhD Thesis]. San Francisco State University.
- Herrmann, H. J., Hovi, J.-P., & Luding, S. (2013). *Physics of dry granular media* (Vol. 350). Springer Science & Business Media.
- Hogg, A. J. (2007). Two-dimensional granular slumps down slopes. *Physics of Fluids*, 19(9), 093301.
- Honkanen, M., & Nobach, H. (2005). Background extraction from double-frame PIV images. *Experiments in fluids*, 38(3), 348–362.
- Howard, K. A. (1973). Avalanche mode of motion: Implications from lunar examples. *Science*, 180(4090), 1052–1055.
- Iverson, R., & Denlinger, R. (1987). The physics of debris flows, a conceptual assessment. *IAHS-AISH publication*, 165, 155–165.
- Iverson, R. M. (1993). Differential equations governing slip-induced pore-pressure fluctuations in a water-saturated granular medium. *Mathematical geology*, 25(8), 1027–1048.
- Iverson, R. M. (1997). The physics of debris flows. *Reviews of geophysics*, 35(3), 245–296.
- Iverson, R. M. (2003). How should mathematical models of geomorphic processes be judged? *Geophysical Monograph-American Geophysical Union*, 135, 83–94.
- Iverson, R. M., & Denlinger, R. P. (2001). Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain: 1. Coulomb mixture theory. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 106(B1), 537–552.
- Iverson, R. M., & LaHusen, R. G. (1989). Dynamic pore-pressure fluctuations in rapidly shearing granular materials. *Science*, 246(4931), 796–799.
- Iverson, R. M., & LaHusen, R. G. (1993). Friction in debris flows: Inferences from large-scale flume experiments. *American Society of Civil Engineers (Ed.), Hydraulic Engineering*, 93.
- Iverson, R. M., Logan, M., & Denlinger, R. P. (2004). Granular avalanches across irregular three-dimensional terrain: 2. Experimental tests. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 109(F1).

- Iverson, R. M., Reid, M. E., & LaHusen, R. G. (1997). Debris-flow mobilization from landslides. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 25(1), 85–138.
- Iverson, R. M., Reid, M., Iverson, N. R., LaHusen, R., Logan, M., Mann, J., & Brien, D. (2000). Acute sensitivity of landslide rates to initial soil porosity. *science*, 290(5491), 513–516.
- Iverson, R. M., & Vallance, J. W. (2001). New views of granular mass flows. *Geology*, 29(2), 115–118.
- Jop, P., Forterre, Y., & Pouliquen, O. (2006). A constitutive law for dense granular flows. *Nature*, 441(7094), 727.
- Kumar, K., Delenne, J.-Y., & Soga, K. (2017). Mechanics of granular column collapse in fluid at varying slope angles. *Journal of Hydrodynamics*, 29(4), 529–541. [https://doi.org/10.1016/S1001-6058\(16\)60766-7](https://doi.org/10.1016/S1001-6058(16)60766-7)
- Lajeunesse, E., Mangeney-Castelnau, A., & Vilotte, J. (2004). Spreading of a granular mass on a horizontal plane. *Physics of Fluids*, 16(7), 2371–2381.
- Lajeunesse, E., Monnier, J., & Homsy, G. (2005). Granular slumping on a horizontal surface. *Physics of fluids*, 17(10), 103302.
- Lajeunesse, E., Quantin, C., Allemand, P., & Delacourt, C. (2006). New insights on the runout of large landslides in the Valles-Marineris canyons, Mars. *Geophysical Research Letters*, 33(4).
- Li, P., Zhang, X., & Lu, X. (2018). Numerical simulation on solid-liquid two-phase flow in cross fractures. *Chemical Engineering Science*, 181, 1–18.
- Louge, M., Carroll, C., & Turnbull, B. (2011). Role of pore pressure gradients in sustaining frontal particle entrainment in eruption currents: The case of powder snow avalanches. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 116(F4).
- Lube, G., Breard, E. C., Jones, J., Fullard, L., Dufek, J., Cronin, S. J., & Wang, T. (2019). Generation of air lubrication within pyroclastic density currents. *Nature Geoscience*, 12(5), 381.
- Lube, G., Huppert, H. E., Sparks, R. S. J., & Freundt, A. (2005). Collapses of two-dimensional granular columns. *Physical Review E*, 72(4), 041301.
- Lube, G., Huppert, H. E., Sparks, R. S. J., & Freundt, A. (2011). Granular column collapses down rough, inclined channels. *Journal of Fluid Mechanics*, 675, 347–368.
- Lube, G., Huppert, H. E., Sparks, R. S. J., & Hallworth, M. A. (2004). Axisymmetric collapses of granular columns. *Journal of Fluid Mechanics*, 508, 175–199.
- Lucas, A. (2012). Planetary science: Slippery sliding on icy Iapetus. *Nature Geoscience*, 5(8), 524.
- Lucas, A., & Mangeney, A. (2007). Mobility and topographic effects for large Valles Marineris landslides on Mars. *Geophysical Research Letters*, 34(10).
- Lucchitta, B. K. (1979). Landslides in Valles Marineris, Mars. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 84(B14), 8097–8113.
- Ma, Y., Perrotin, P., Mommessin, M., & Mazars, J. (2009). Measurement of the characteristics of a rapid dry granular flow. *AIP Conference Proceedings*, 1145, 579–582.
- Major, J. J., & Iverson, R. M. (1999). Debris-flow deposition: Effects of pore-fluid pressure and friction concentrated at flow margins. *Geological Society of America Bulletin*, 111(10), 1424–1434.
- Mangeney, A., Roche, O., Hungr, O., Mangold, N., Faccanoni, G., & Lucas, A. (2010). Erosion and mobility in granular collapse over sloping beds. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 115(F3).

- Mangeny, ANNE, Heinrich, P., & Roche, R. (2000). Analytical solution for testing debris avalanche numerical models. *Pure and Applied Geophysics*, 157(6-8), 1081–1096.
- McArdell, B. W., Bartelt, P., & Kowalski, J. (2007). Field observations of basal forces and fluid pore pressure in a debris flow. *Geophysical research letters*, 34(7).
- McElwaine, J., & Nishimura, K. (2001). Ping-pong ball avalanche experiments. *Particulate Gravity Currents*, 135–148.
- McElwaine, JN. (2005). Rotational flow in gravity current heads. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 363(1832), 1603–1623.
- McElwaine, JN, & Turnbull, B. (2005). Air pressure data from the Vallée de la Sionne avalanches of 2004. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 110(F3).
- Mears, A. I. (1980). A Fragment–Flow Model of Dry–Snow Avalanches. *Journal of Glaciology*, 26(94), 153–163.
- Meruane, C., Tamburrino, A., & Roche, O. (2010). On the role of the ambient fluid on gravitational granular flow dynamics. *Journal of Fluid Mechanics*, 648, 381–404.
- Montserrat, S, Tamburrino, A., Roche, O., Niño, Y., & Ihle, C. (2016). Enhanced run-out of dam-break granular flows caused by initial fluidization and initial material expansion. *Granular Matter*, 18(1), 11.
- Montserrat, Santiago, Tamburrino, A., Roche, O., & Niño, Y. (2012). Pore fluid pressure diffusion in defluidizing granular columns. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 117(F2).
- Mutabaruka, P., Delenne, J.-Y., Soga, K., & Radjai, F. (2014). Initiation of immersed granular avalanches. *Phys. Rev. E*, 89(5), 052203. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.89.052203>
- Pailha, M., & Pouliquen, O. (2009). A two-phase flow description of the initiation of underwater granular avalanches. *Journal of Fluid Mechanics*, 633, 115.
- Pouliquen, O. (1999). Scaling laws in granular flows down rough inclined planes. *Physics of fluids*, 11(3), 542–548.
- Pouliquen, O., & Forterre, Y. (2002). Friction law for dense granular flows: Application to the motion of a mass down a rough inclined plane. *Journal of fluid mechanics*, 453, 133–151.
- Pudasaini, S. P., Hsiau, S.-S., Wang, Y., & Hutter, K. (2005). Velocity measurements in dry granular avalanches using particle image velocimetry technique and comparison with theoretical predictions. *Physics of Fluids*, 17(9), 093301.
- Pudasaini, S. P., & Hutter, K. (2007). *Avalanche dynamics: Dynamics of rapid flows of dense granular avalanches*. Springer Science & Business Media.
- Reynolds, O. (1885). LVII. On the dilatancy of media composed of rigid particles in contact. With experimental illustrations. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 20(127), 469–481.
- Roche, O. (2012). Depositional processes and gas pore pressure in pyroclastic flows: An experimental perspective. *Bulletin of Volcanology*, 74(8), 1807–1820.
- Roche, O., Attali, M., Mangeny, A., & Lucas, A. (2011). On the run-out distance of geophysical gravitational flows: Insight from fluidized granular collapse experiments. *Earth and Planetary Science Letters*, 311(3-4), 375–385.

- Roche, O., Gilbertson, M. A., Phillips, J. C., & Sparks, R. S. J. (2004). Experimental study of gas-fluidized granular flows with implications for pyroclastic flow emplacement. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 109(B10).
- Roche, O., Montserrat, S., Niño, Y., & Tamburrino, A. (2008). Experimental observations of water-like behavior of initially fluidized, dam break granular flows and their relevance for the propagation of ash-rich pyroclastic flows. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 113(B12).
- Roche, O., Montserrat, S., Niño, Y., & Tamburrino, A. (2010). Pore fluid pressure and internal kinematics of gravitational laboratory air-particle flows: Insights into the emplacement dynamics of pyroclastic flows. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 115(B9).
- Roche, O., Niño, Y., Mangeney, A., Brand, B., Pollock, N., & Valentine, G. (2013). Dynamic pore-pressure variations induce substrate erosion by pyroclastic flows. *Geology*, 41(10), 1107–1110.
- Rondon, L., Pouliquen, O., & Aussillous, P. (2011). Granular collapse in a fluid: Role of the initial volume fraction. *Physics of Fluids*, 23(7), 073301.
- Roux, S., & Radjai, F. (1998). Texture-dependent rigid-plastic behavior. En *Physics of dry granular media* (pp. 229–236). Springer.
- Savage, S. B., Babaei, M. H., & Dabros, T. (2014). Modeling gravitational collapse of rectangular granular piles in air and water. *Mechanics Research Communications*, 56, 1-10. <https://doi.org/10.1016/j.mechrescom.2013.11.001>
- Savage, S., & Sayed, M. (1980). Experiments on dry cohesionless materials in an annular shear cell at high strain rates. En *Presented at Euromech 133, Statics and Dynamics of Granular Materials*, Oxford University.
- Savage, Stuart B. (1984). The mechanics of rapid granular flows. En *Advances in applied mechanics* (Vol. 24, pp. 289–366). Elsevier.
- Savage, Stuart B, & Hutter, K. (1989). The motion of a finite mass of granular material down a rough incline. *Journal of fluid mechanics*, 199, 177–215.
- Savage, Stuart B, & McKeown, S. (1983). Shear stresses developed during rapid shear of concentrated suspensions of large spherical particles between concentric cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 127, 453–472.
- Singer, K. N., McKinnon, W. B., Schenk, P. M., & Moore, J. M. (2012). Massive ice avalanches on Iapetus mobilized by friction reduction during flash heating. *Nature Geoscience*, 5(8), 574.
- Smith, G. M., Williams, R., Rowley, P. J., & Parsons, D. R. (2018). Investigation of variable aeration of monodisperse mixtures: Implications for pyroclastic density currents. *Bulletin of Volcanology*, 80(8), 67.
- Straub, S. (2001). Bagnold revisited: Implications for the rapid motion of high-concentration sediment flows. *Particulate gravity currents*, 31, 91–109.
- Takahashi, T. (2001). Mechanics and simulation of snow avalanches, pyroclastic flows and debris flows. *Particulate gravity currents*, 11–43.
- Takahashi, T, & Tsujimoto, H. (2000). A mechanical model for Merapi-type pyroclastic flow. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 98(1-4), 91–115.
- Takahashi, Tamotsu. (2014). *Debris flow: Mechanics, prediction and countermeasures*. CRC press.
- Toledo, I. (2017). *Estudio experimental de la fluidización inducida por la percolación de partículas finas en lechos de partículas gruesas a diferentes grados de vacío*. [Tesis]. Universidad de Chile. Santiago de Chile.

- Torobin, L., & Gauvin, W. (1959). Fundamental aspects of solids-gas flow: Part I: Introductory concepts and idealised sphere motion in viscous regime. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 37(4), 129–141.
- Turnbull, B., & McElwaine, J. (2007). A comparison of powder-snow avalanches at Vallée de la Sionne, Switzerland, with plume theories. *Journal of Glaciology*, 53(180), 30–40.
- Turnbull, B., & McElwaine, J. (2008). Experiments on the non-Boussinesq flow of self-igniting suspension currents on a steep open slope. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 113(F1).
- Turnbull, Barbara, & McElwaine, J. N. (2010). Potential flow models of suspension current air pressure. *Annals of Glaciology*, 51(54), 113–122.
- Villegas, D., Montserrat, S., & Cornejo, M. (2017). *Rol de la compactación/expansión inicial en el colapso de una columna de partículas finas y secas*. XXIII Congreso de Ingeniería Civil Hidráulica. Valparaíso, Chile.
- Wang, C., Wang, Y., Peng, C., & Meng, X. (2017). Dilatancy and compaction effects on the submerged granular column collapse. *Physics of Fluids*, 29(10), 103307. <https://doi.org/10.1063/1.4986502>
- Xu, X., Sun, Q., Jin, F., & Chen, Y. (2016). Measurements of velocity and pressure of a collapsing granular pile. *Powder Technology*, 303, 147–155.
- Yang, G., Jing, L., Kwok, C., & Sobral, Y. (2018). Effects of dilation and contraction on immersed granular column collapse. En *Micro to MACRO Mathematical Modelling in Soil Mechanics* (pp. 391–399). Springer.

ANEXOS

Anexo A: Medición de la presión de poros.

A.1) Calibración los sensores.

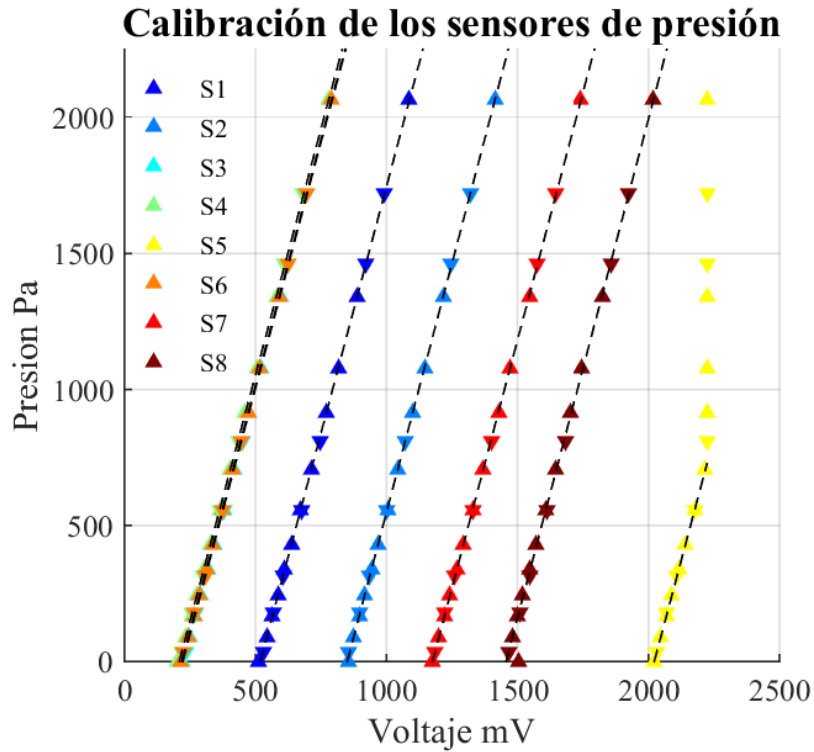


Figura A. 1: Presión de la columna de agua versus voltaje marcado por los sensores para su calibración. Cada marcador corresponde a una medición, las flechas apuntando hacia arriba indican que la medición se realizó aumentando el nivel del agua en el estanque, las flechas hacia abajo son mediciones que se realizaron descargando el estanque, esto para descartar histéresis en los sensores de presión. En línea negra segmentada se muestran los ajustes realizados.

A.2) Evaluación placa porosa.

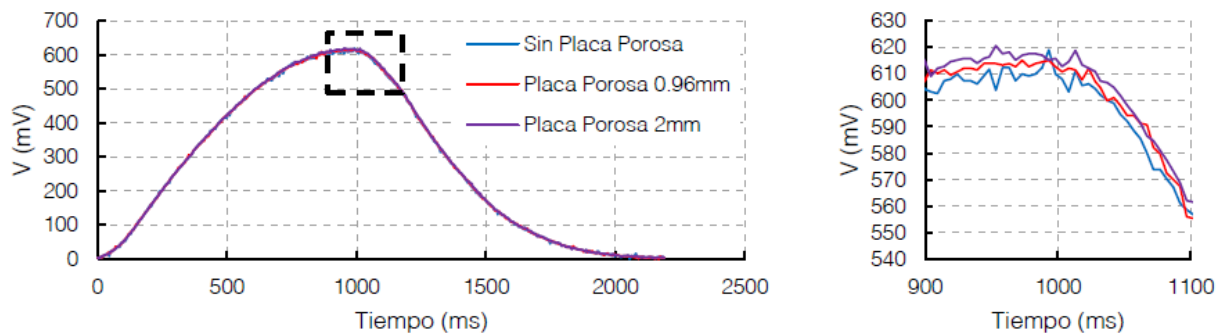


Figura A. 2: Evaluación del efecto de la placa porosa en la medición de la presión de aire realizada por Toledo (2017). En ella se puede evidenciar que la placa porosa no afecta las mediciones de la presión de poros.

A.3) Evaluación placa porosa con perlas pegadas.

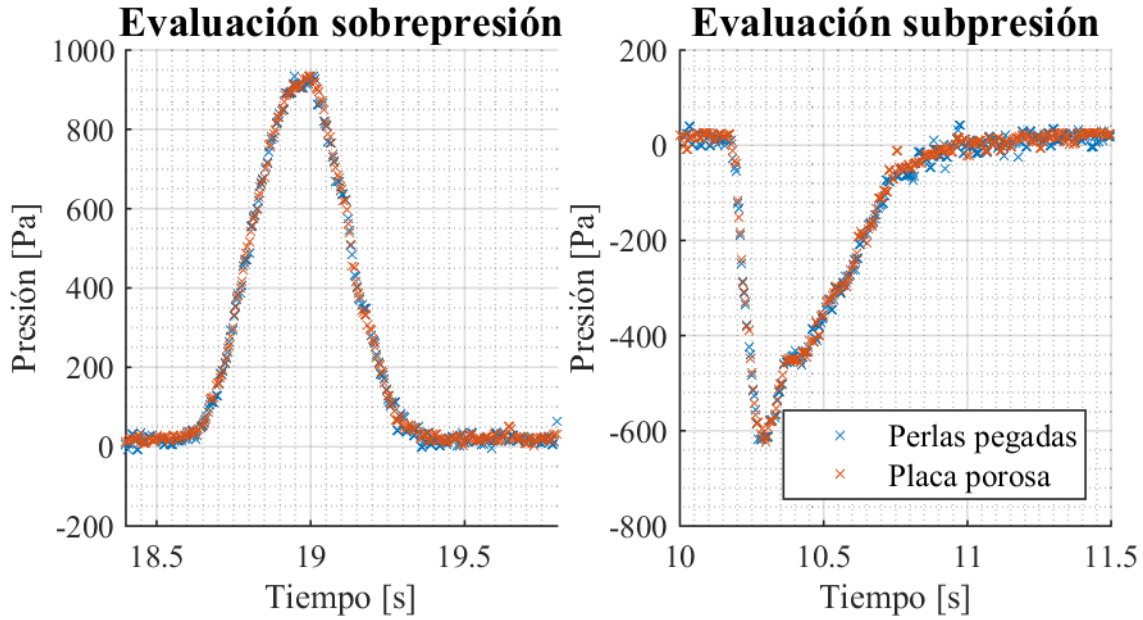


Figura A. 3: Evaluación del efecto de las placas porosas con perlas pegadas en la medición de la presión del aire. A la izquierda se muestra un pulso de sobrepresión y a la derecha uno de subpresión. Se puede evidenciar que las perlas pegadas a la placa porosa no tienen efecto alguno en la medición de la presión de poros.

A.4) Error en la calibración de los sensores.

El error asociado a la calibración de los sensores mostrados en la tabla (tanto tanto) se calculó como el error asociado a la pendiente del ajuste lineal. Sean (v_i, P_i) cada uno de los datos voltaje-presión, N la cantidad de datos o pares (v_i, P_i) , c y m el intercepto con el eje “y” y la pendiente de la recta ajustada a los datos (v_i, P_i) correspondientemente, el error asociado a la pendiente σ_m queda:

$$\sigma_m = \sqrt{\frac{NS}{(N-2)(N \sum_{i=1}^N v_i^2 - (\sum_{i=1}^N v_i)^2)}} \quad (1.a)$$

Donde S es:

$$S = \sum_{i=1}^N (P_i - mx_i - c)^2 \quad (2.a)$$

Anexo B: Errores asociados a las mediciones.

B.1) Errores en la medición de la presión de poros.

B.1.1) Error en la medición de presión de poros.

Respecto a los errores en la señal de presión de poros, éstos fueron calculados de dos formas: 1) mediante la propagación de errores, cuyo error surge a partir del error del factor de calibración m que se muestra en la Tabla 3.1 y 2) se calculó el error debido al ruido propio del sensor el cual fue representado por 2 veces la desviación estándar de sus fluctuaciones bajo condiciones atmosféricas. Los resultados muestran que el error debido al ruido de la señal son 3 órdenes de magnitud mayores que los producidos por el factor de calibración, por lo cual, se determinó que las imprecisiones en la medición de los sensores se deben únicamente al ruido de la señal.

El origen del ruido de los sensores no se puede determinar y en cada experimento varía. Posiblemente dicho ruido tiene relación a la gran cantidad de materiales metálicos cercanos al montaje experimental y luces, las cuales pueden generar algún campo magnético externo que influya las bajas corrientes que circulan por los cables de los sensores.

Para calcular el error de cada sensor utilizado debido al ruido de la señal de éste, se calculó la desviación estándar, σ_p , de un segmento de la señal 2 segundos antes de comenzar cada experimento. Tiempo durante el cual los sensores únicamente miden la presión atmosférica. De este modo se tiene que la señal de presión de poros $P(t)$ que representada por:

$$P(t) = \bar{p}(t) \pm 2\sigma_p \quad (1.b)$$

Donde $\bar{p}(t)$ corresponde a la media móvil de la señal de presión obtenida promediando en un intervalo de 5 datos.

B.1.2) Error en el cálculo de la velocidad media U_{x_s} .

El error de los datos de velocidad media, U_{x_s} , calculados a partir de la señal de presión de poros, (ecuación (4.12)), se obtuvo usando la fórmula de la propagación de errores. Se tiene que:

$$\delta U_x = \frac{x_s}{t_{llegada}^2} \delta t_{llegada} \quad (2.b)$$

Donde el error de la variable del tiempo de llegada ($\delta t_{llegada}$) está asociada a la imprecisión del en la determinación de éste y fue estimado como a lo más ± 0.02 s. El error de la posición del sensor δx_s no fue considerado ya que su contribución era 2 órdenes de magnitud menor que el error debido al tiempo de llegada.

B.2) Errores en las características iniciales de la columna en el reservorio.

B.2.1) Error en la medición de la altura inicial.

El error en la altura inicial de la pila, H_0 se determinó como el máximo error en la medición de la altura de la pila en el reservorio en el instante $t = 0$:

$$\delta H_0 = \max\{\delta h_r(x, t = 0)\}_{x \in [0, x_0]} \quad (3.b)$$

Donde $\delta h_r(x, t)$ es el error en la medición de la altura del reservorio mostrado en la ecuación (8.b).

B.2.2) Error en el cálculo de la densidad inicial de la mezcla.

El error para el cálculo en la densidad de la mezcla inicial del lecho que compone la pila, ρ_0 , se determinó propagando la fórmula de la densidad mostrada en la ecuación (3.13).

$$\delta\rho_0 = \sqrt{\left(\frac{\delta M}{V}\right)^2 + \left(\frac{M}{V^2}\delta V\right)^2} \quad (4.b)$$

Donde el error de la masa ensayada δM se estimó con un valor de 0.015 kg. El error del volumen está dado por:

$$\delta V = \sqrt{(bx_0\delta H_0)^2 + (H_0x_0\delta b)^2 + (H_0b\delta x_0)^2} \quad (5.b)$$

El error asociado a la altura inicial fue determinado con la formula (3.b), mientras que los errores δx_0 y δb corresponden a la mitad de la resolución máxima del instrumento con que se midieron, sus valores son 0.005 y 0.025 cm respectivamente.

B.2.3) Error en el cálculo de la presión litostática inicial.

El error en la presión litostática, P_L , se determinó propagando el error de la ecuación (3.15):

$$\delta P_L = \sqrt{(gH_0\delta\rho_0)^2 + (\rho_0g\delta H_0)^2} \quad (6.b)$$

El error del grado de fluidización inicial del lecho se obtuvo mediante la fórmula de propagación de errores:

$$\delta\beta_0 = \sqrt{\left(\frac{\delta P_0}{P_L}\right)^2 + \left(\frac{P_0}{P_L^2}\delta P_L\right)^2} \quad (7.b)$$

Donde δP_0 es el error de la presión inicial de poros el cual se calculó como se mencionó en la sección B.1.1).

B.3) Error en la medición de altura y gasto volumétrico de salida en la compuerta durante el experimento.

B.3.1) Error en la medición de altura en el reservorio durante el experimento.

El error en la altura de la medición de la altura del reservorio h_r se calcula propagando el error de la ecuación (3.3):

$$\delta h_r(x, t) = \sqrt{(pix_r\delta\lambda_r)^2 + (\lambda_r\delta pix_r)^2} \quad (8.b)$$

Donde δpix_r es el error asociado a la identificación de los pixeles que componen la altura de la pila (pix_r) y depende de cuan bueno sea el contraste de la imagen. Se estimaron valores de este error de ± 8 píxeles. Por otro lado, el error en el factor de conversión λ_r está dado por:

$$\delta\lambda_r = \frac{L}{\Delta_{pix_r}^2} \cdot \delta\Delta_{pix_r} \quad (9.b)$$

Donde L es la longitud utilizada para determinar el factor de conversión, Δ_{pix_r} son los pixeles equivalentes a la longitud L en la imagen y $\delta\Delta_{pix_r}$ su error correspondiente estimado con un valor de ± 4 píxeles.

B.3.2) Error en el cálculo del volumen evacuado durante el experimento.

El error del volumen evacuado por unidad de ancho de las partículas contenidas en el reservorio para cada instante de tiempo se estimó de la siguiente forma:

$$\delta V_e(t) = \int_0^{x_0} \delta h_r(x, t) dx \quad (10.b)$$

Donde $\delta h_r(x, t)$ es el error de la altura mostrado en la ecuación (8.b). El error asociado al gasto volumétrico se calcula propagando el error a partir de la ecuación (4.4).

$$\delta q_e(t) = \frac{\delta \Delta V_e(t)}{\Delta t} \quad (11.b)$$

Donde el error de la diferencia de los volúmenes evacuados es:

$$\delta \Delta V_e(t) = \sqrt{\delta V_{e_{t+1}}^2 + \delta V_{e_t}^2} \quad (12.b)$$

Donde los subíndices $t + 1$ y t denotan los valores de las variables en el tiempo $t + \Delta t$ y t respectivamente. El error en el periodo de muestreo de la cámara Δt no fue considerado.

B.4) Errores en la medición de altura y velocidad superficial en la posición $x=411$ cm.

B.4.1) Error en la medición de la altura a 411 cm de la compuerta.

El error en la medición del espesor de la avalancha a 411 cm de la compuerta fue calculado de dos formas. La primera corresponde a la propagación del error experimental obteniéndose una expresión similar a la de la ecuación (8.b).

$$\delta h_{411}(x, t) = \sqrt{(\text{pix}_{411} \delta \lambda_{411})^2 + (\lambda_{411} \delta \text{pix}_{411})^2} \quad (13.b)$$

Donde pix_{411} son los pixeles que conforman el espesor de la avalancha determinados a partir de la binarización de los videos y λ_{411} el factor de conversión de pixeles a unidades de longitud determinado en cada experimento a través de una regla pegada a la pared de acrílico. Del mismo modo, se tiene:

$$\delta \lambda_{411} = \frac{L}{\Delta_{\text{pix}_{411}}^2} \cdot \delta \Delta_{\text{pix}_{411}} \quad (14.b)$$

Donde $\delta \Delta_{\text{pix}_{411}}$ es el error asociado a $\Delta_{\text{pix}_{411}}$ y que surge al momento de determinar un umbral de intensidad para binarizar los videos, se estimó que dicho error es aproximadamente ± 6 pixeles.

Para los análisis a partir de los datos obtenidos en la posición 411 cm, la señal de altura representativa de cada avalancha generada es el promedio de todos los experimentos con sus mismas condiciones experimentales. En este caso, el error asociado a este promedio de señales se determinó como el máximo de los errores de cada experimento en cada instante de tiempo.

Anexo C: Parámetros de ajuste a la posición del frente.

Los parámetros que se muestran a continuación son los resultados de los ajustes de las funciones mostradas en los resultados de la posición de frente, en base a los datos de la posición del frente expresados en unidades longitud: centímetros (cm) y temporales: segundos (s). En la primera columna se muestra el experimento correspondiente, en la segunda el parámetro de máxima autofluidización, en la tercera el parámetro R^2 del ajuste y las columnas posteriores los valores de las variables que comprende el ajuste.

Para mejorar la eficiencia del método de ajuste de los datos, se utilizaron las siguientes restricciones:

- 1) $\alpha > 0$
- 2) $1 \leq \beta \leq 2$
- 3) $t_0 < t_{\alpha=0} < t_f$
- 4) $t_0 \geq t_i$
- 5) $V_0 \geq 0$

Donde t_i y t_f es el tiempo inicial a partir del cual se realiza el ajuste y t_f el tiempo final, es decir el tiempo en el que el frente recorre todo el canal. En algunos casos estas restricciones fueron modificadas, dichas modificaciones se mencionan en el apartado de cada condición experimental.

C.1) Flujo con partículas AG inicialmente no fluidizadas en fondo liso.

El ajuste de la posición del frente de esta condición experimental consideró el parámetro de la velocidad inicial $V_0 = 0$, mientras que el de la posición inicial fue determinado como $X_0 = 0$. Este ajuste es válido para posiciones del frente mayores que 8 cm después de la compuerta.

Tabla C. 1: Valores de los parámetros ajustados en la posición del frente para experimentos con partículas AG inicialmente no fluidizadas en fondo liso. El parámetro ΔP_+^ se muestra de forma referencial para evidenciar los diferentes valores de los parámetros obtenidos en los ajustes.*

Exp	ΔP_+^*	R^2	α	β	$t_{\alpha=0}$ [s]	t_0 [s]	V_0
125	0.215	0.9999	350.75	1.295	0.81	0.12	0
121	0.208	0.9999	341.05	1.282	1.01	0.12	0
123	0.166	0.9998	330.56	1.233	0.94	0.14	0
124	0.149	0.9997	325.79	1.173	1.19	0.15	0
108	0.133	0.9999	306.85	1.306	0.70	0.13	0
119	0.112	0.9997	289.41	1.194	0.92	0.13	0
107	0.062	0.9997	279.84	1.295	0.74	0.15	0

C.2) Flujo con partículas AD inicialmente no fluidizadas en fondo liso.

El ajuste se realizó considerando el parámetro $V_0 = X_0 = 0$. Los ajustes mostrados son válidos para posiciones del frente mayores que 5 cm después de la compuerta.

Tabla C. 2: Valores de los parámetros ajustados en la posición del frente para experimentos con partículas AD inicialmente no fluidizadas en fondo liso. El parámetro ΔP_+^* se muestra de forma referencial para evidenciar los diferentes valores de los parámetros obtenidos en los ajustes.

Exp	ΔP_+^*	R^2	α	β	$t_{a=0}$ [s]	t_0 [s]	V_0
130	0.061	0.99991	247.68	1.233	1.50	0.14	0
116	0.036	0.99998	229.45	1.276	1.17	0.14	0
131	0.034	0.99991	239.34	1.251	1.50	0.14	0
129	0.015	0.99990	236.47	1.300	1.50	0.14	0
111	0.014	0.99992	236.43	1.231	1.42	0.17	0
110	0.013	0.99996	230.93	1.260	1.48	0.15	0
115	0.008	0.99993	229.73	1.365	1.11	0.14	0
109	0.006	0.99996	227.09	1.287	1.30	0.14	0

C.3) Flujo con partículas AG inicialmente fluidizadas en fondo liso.

En este caso como se menciona en la sección de Resultados de la posición de frente, el ajuste de la posición del frente en los experimentos inicialmente fluidizados se realizó al segundo frente observado, por lo que el ajuste de los datos es válido para posiciones mayores que 1 m luego de la compuerta. Se adicionaron las siguientes restricciones para un mejor ajuste en base a la observación de los datos:

- 1) $t_{a=0} \leq 0.64$ s
- 2) $V_0 \geq 240$ cm/s

Se consideró que $X_0 = 100$ cm.

Tabla C. 3: Valores de los parámetros ajustados en la posición del frente para experimentos con partículas AG inicialmente fluidizadas en fondo liso. El parámetro ΔP_+^* se muestra de forma referencial para evidenciar los diferentes valores de los parámetros obtenidos en los ajustes.

Exp	ΔP_+^*	R^2	α	β	$t_{a=0}$ [s]	t_0 [s]	V_0
127	0.646	0.9995	600.00	1.957	0.64	0.45	240.0
126	0.642	0.9996	499.72	2.000	0.64	0.44	274.1
104	0.639	0.9998	529.33	1.624	0.59	0.48	240.0
105	0.631	0.9994	455.39	1.891	0.63	0.50	320.5
103	0.626	0.9998	450.03	1.957	0.63	0.46	297.8

C.4) Flujo con partículas AD inicialmente fluidizadas en fondo liso.

En este caso el valor de α y V_0 fueron fijados en 200 y 300 respectivamente debido a la imposibilidad de representar debidamente la fase de aceleración del segundo flujo. El ajuste es válido para posiciones mayores a 0.8 m luego de la compuerta. El parámetro X_0 se fijó en 100 cm.

Tabla C. 4: Valores de los parámetros ajustados en la posición del frente para experimentos con partículas AD inicialmente fluidizadas en fondo liso. El parámetro ΔP_+^* se muestra de forma referencial para evidenciar los diferentes valores de los parámetros obtenidos en los ajustes.

Exp	ΔP_+^*	R^2	α	β	$t_{a=0}$	t_0	V_0
112	0.458	0.9999	200	1.773	0.70	0.50	300
113	0.455	0.9999	200	1.816	0.70	0.50	300
114	0.451	0.9998	200	1.894	0.71	0.49	300
118	0.394	0.9999	200	1.810	0.68	0.51	300

C.5) Flujo con partículas AG inicialmente no fluidizadas en fondo rugoso.

En este caso, se observó en los datos que la posición del primer frente de alta velocidad acelera constantemente por lo que la restricción de $t_{a=0} < t_f$ varía a $t_{a=0} > t_f$, además se fija $V_0 = X_0 = 0$. El ajuste de los datos es válido a partir de los 5 cm luego de la compuerta.

Tabla C. 5: Valores de los parámetros ajustados en la posición del frente para experimentos con partículas AG inicialmente no fluidizadas en fondo rugoso. El parámetro ΔP_+^* se muestra de forma referencial para evidenciar los diferentes valores de los parámetros obtenidos en los ajustes.

Exp	ΔP_+^*	R^2	α	β	t_0	V_0
154	0.169	0.99998	355.11	1.512	0.09	0
155	0.088	0.99996	353.47	1.447	0.13	0

C.6) Flujo con partículas AD inicialmente no fluidizadas en fondo rugoso.

Bajo estas condiciones experimentales, se observó que el primer frente de alta velocidad, además de las fases de aceleración y velocidad constante, presenta una fase de desaceleración representada con los parámetros adicionales α_2 , β_2 y $t_{a<0}$. Las restricciones impuestas a estos parámetros son:

- 1) $\alpha_2 < 0$
- 2) $2 \leq \beta_2$
- 3) $t_{a=0} < 1 \leq t_{a<0} \leq 1.3$ s

Nuevamente se consideró que $V_0 = X_0 = 0$. Los ajustes son válidos para posiciones del frente mayores que 5 cm desde la compuerta.

Tabla C. 6: Valores de los parámetros ajustados en la posición del frente para experimentos con partículas AD inicialmente no fluidizadas en fondo rugoso. El parámetro ΔP_+^* se muestra de forma referencial para evidenciar los diferentes valores de los parámetros obtenidos en los ajustes.

Exp	ΔP_+^*	R^2	α	β	$t_{a=0}$	t_0	V_0	α_2	β_2	$t_{a<0}$
163	0.0298	0.99996	262.09	1.326	0.86	0.13	0	-133.29	2.054	1.3
162	0.0263	0.99993	254.68	1.330	0.90	0.14	0	-146.38	2.881	1.3
164	0.0164	0.99998	261.98	1.323	0.91	0.13	0	-123.87	2.096	1.3

Anexo D: Parámetros del PTVlab utilizados.

Se muestra a continuación el detalle del análisis para obtener las series temporales de la velocidad superficial en la posición 411 cm de los videos grabados en alta velocidad de muestreo. Hay que recordar que los valores de los parámetros que se muestran en esta sección fueron usados en las secuencias de imágenes con el fondo previamente sustraído y con las tazas de muestreo respectivas a cada parte del flujo (cabeza, cuerpo y cola).

Primeramente, se presentan las tazas de muestreo originales (las grabadas directamente) y las utilizadas en cada una de las partes (cabeza, cuerpo y cola) en las cuales fueron divididos los videos.

Tabla D. 1: Frecuencias de muestreos utilizadas para el análisis de la cabeza, cuerpo y cola. Notar que dichas frecuencias son divisores de la frecuencia original registrada.

Experimento	Partículas	Fondo	Fluidización inicial	Frecuencia original del video [fps]	Frecuencia utilizada [fps]		
					Cabeza	Cuerpo	Cola
138	AD	Liso	Si	2000	667	400	333
139	AD	Liso	No	1250	625	417	250
140	AG	Liso	No	1250	625	417	313
141	AG	Liso	Si	2000	1000	667	400
165	AD	Rugoso	No	1250	313	208	104
167	AG	Rugoso	No	1250	313	208	104

Los parámetros usados para el método “sobel filter” para la detección de los trazadores fueron los mismos para todos los experimentos analizados y cada una de sus partes (cabeza, cuerpo y cola). Este método pide los inputs *Sensitivity*, R_{min} y R_{max} .

Tabla D. 2: Valor de los parámetros usados con el método de detección de partículas "sobel filter". Se usaron los mismos parámetros para todos los experimentos y cada una de sus divisiones (cabeza, cuerpo y cola).

Sensitivity	R_{min} [pix]	R_{max} [pix]
0.9	2	9

Para el método ICCRM (Integrated Cross Correlation Relaxing Method) se usaron valores de parámetros diferentes en cada experimento y cada una de sus partes. Se muestran los valores de los parámetros utilizados para la aplicación del método de correlación cruzada mediante una ventana de interrogación, estos parámetros son la longitud de la ventana de interrogación denominada l_w , el nivel mínimo aceptado de correlación C_t y los vecinos de similitud S_n .

Tabla D. 3: Valores de los parámetros usados para la primera parte del método de seguimiento ICCRM correspondiente a la “correlación cruzada” en cada división de cada experimento.

Experimento	Cabeza			Cuerpo			Cola		
	l_w [pix]	C_t	Sn [%]	l_w [pix]	C_t	Sn [%]	l_w [pix]	C_t	Sn [%]
138	80	0.7	25	70	0.7	25	70	0.7	25
139	60	0.7	25	65	0.7	25	60	0.7	25
140	70	0.8	25	60	0.7	25	35	0.8	25
141	60	0.7	25	70	0.7	25	70	0.7	25
165	50	0.6	25	60	0.7	25	60	0.7	25
167	60	0.6	25	60	0.7	25	60	0.7	25

Los parámetros que utiliza el método de correlación cruzada son el radio del vecindario T_n , el radio de cuasi-rigidez t_q , mínimo de partículas vecinas j_{min} , filtro de velocidad local lvf y un umbral mínimo de probabilidad de correspondencia P_{min} .

Tabla D. 4: Valores de los parámetros usados para la segunda parte del método de seguimiento ICCRM correspondiente al “método de relajación” en cada división de cada experimento.

Experimento	Cabeza					Cuerpo					Cola				
	T_n [pix]	t_q [pix]	j_{min}	lvf [%]	P_{min}	T_n [pix]	t_q [pix]	j_{min}	lvf [%]	P_{min}	T_n [pix]	t_q [pix]	j_{min}	lvf [%]	P_{min}
138	70	0.5	0	70	0.3	70	0.5	0	30	0.3	70	0.5	0	30	0.3
139	60	0.5	0	30	0.3	60	0.5	0	50	0.3	50	0.5	0	40	0.3
140	90	0.5	0	90	0.3	80	0.5	0	50	0.3	80	0.5	0	90	0.3
141	60	0.5	0	60	0.3	60	0.5	0	60	0.3	60	0.5	0	60	0.3
165	80	0.5	0	40	0.3	80	0.5	0	50	0.3	80	0.5	0	50	0.3
167	80	0.5	0	40	0.3	80	0.5	0	50	0.3	80	0.5	0	50	0.3

Anexo E: Secuencia temporal grabaciones flujos en $x=411$ cm.

En el siguiente anexo se muestran las secuencias temporales de 6 flujos generados, cada uno con diferente configuración experimental, las cuales se mencionan en el título de la figura. Las secuencias de imágenes se ordenan hacia abajo y luego por columnas. Un recuadro en cada toma muestra el tiempo transcurrido desde que el frente alcanza la posición 411 cm. Las marcas que se ven en la parte superior de cada toma corresponden a una regla adosada a la pared de acrílico con marcas cada 1 mm. Debido a la larga duración de los flujos, no se pudieron registrar en su totalidad (desde el paso del frente hasta su cola).

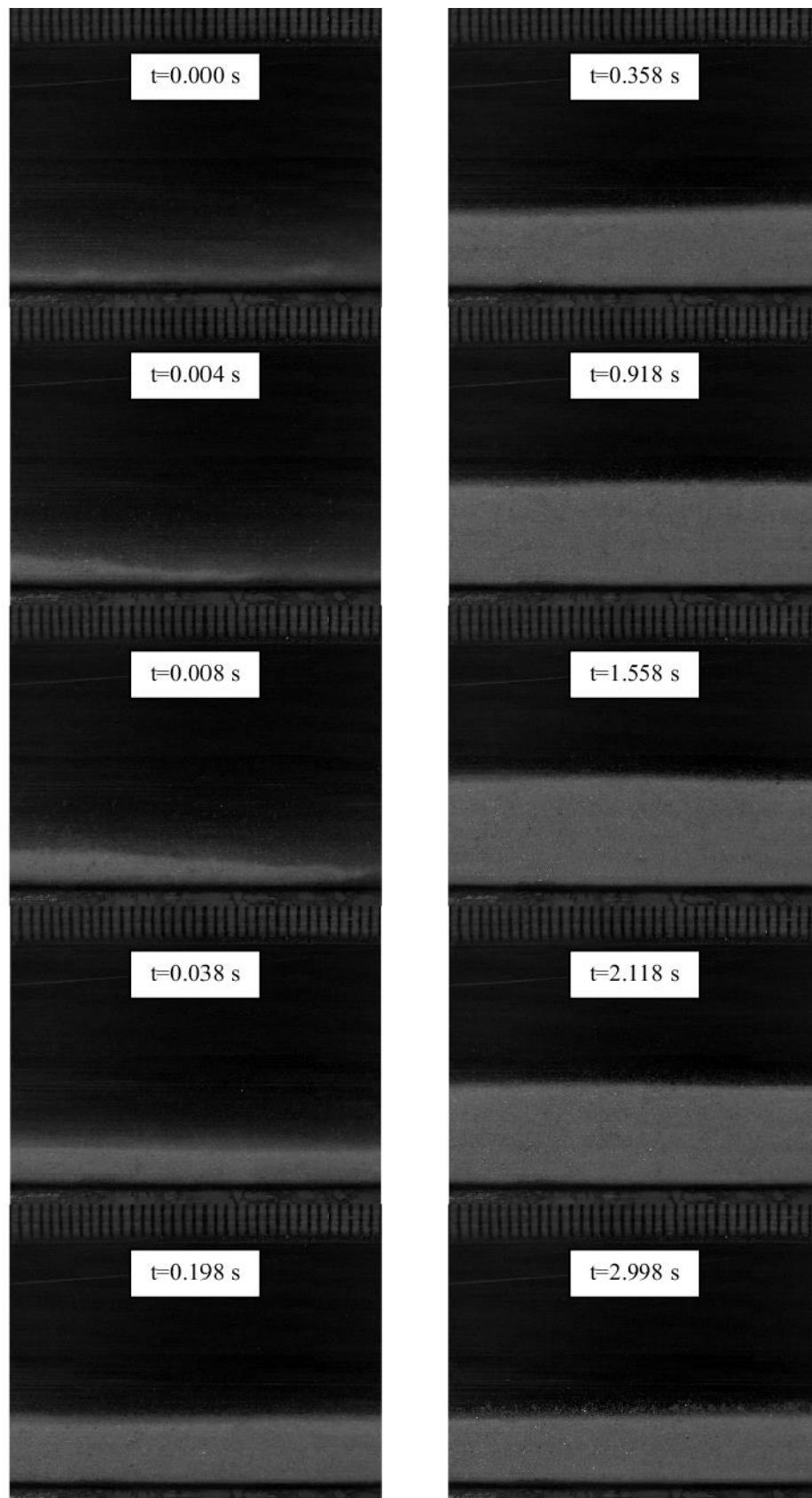


Figura E. 1: Flujo con partículas AG en fondo liso.

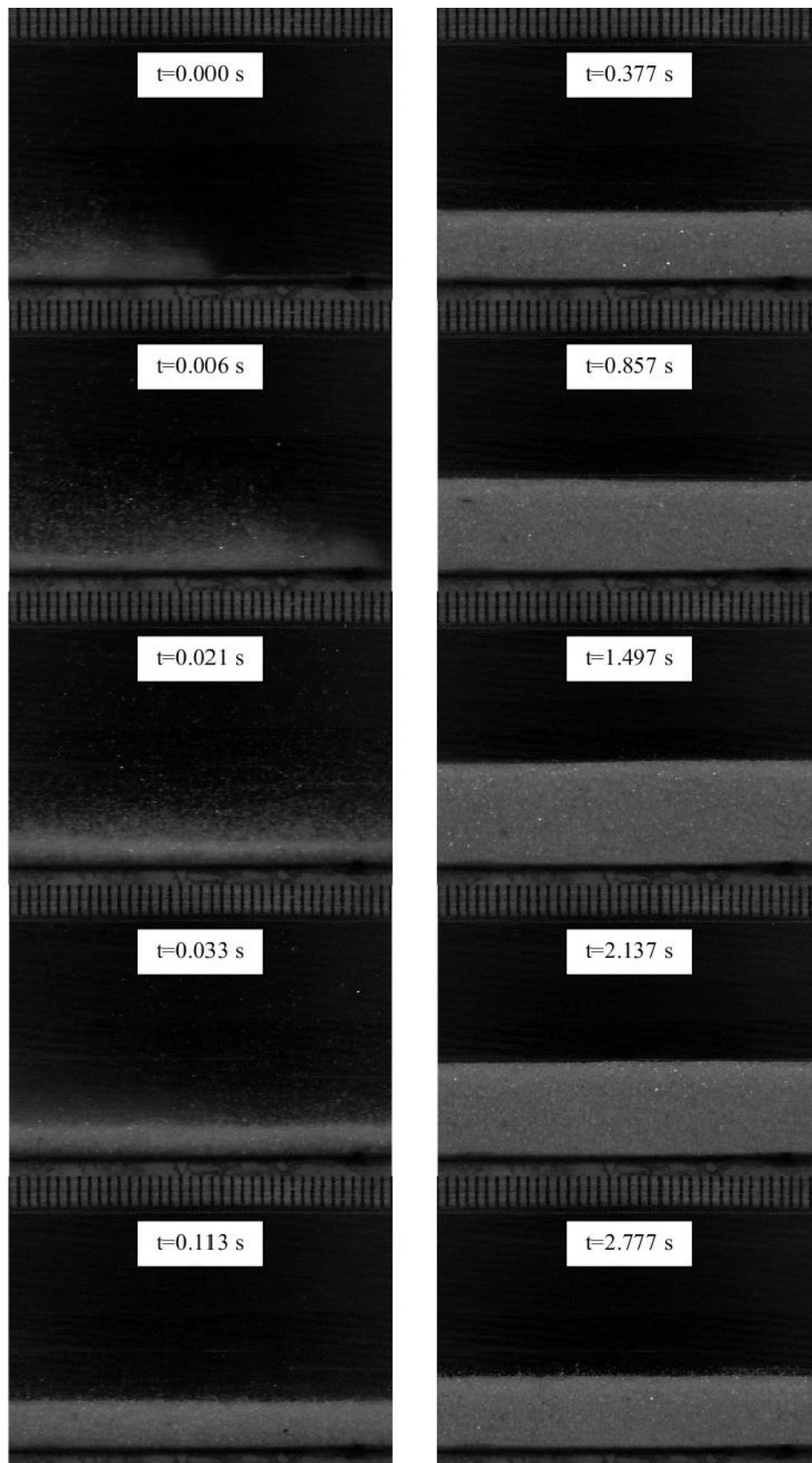


Figura E. 2: Flujo con partículas AD en fondo liso.

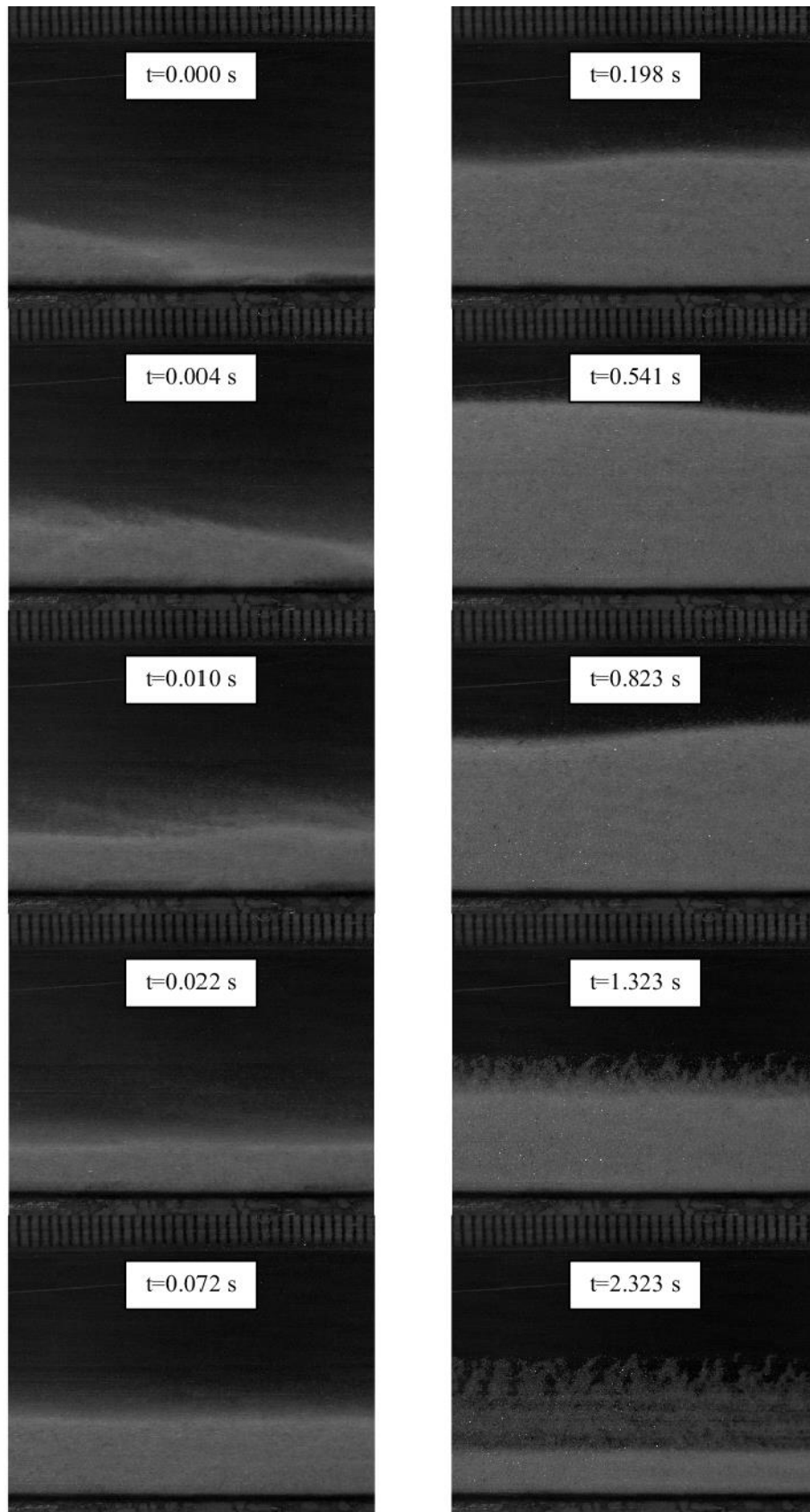


Figura E. 3: Flujo con partículas AG inicialmente fluidizado en fondo liso

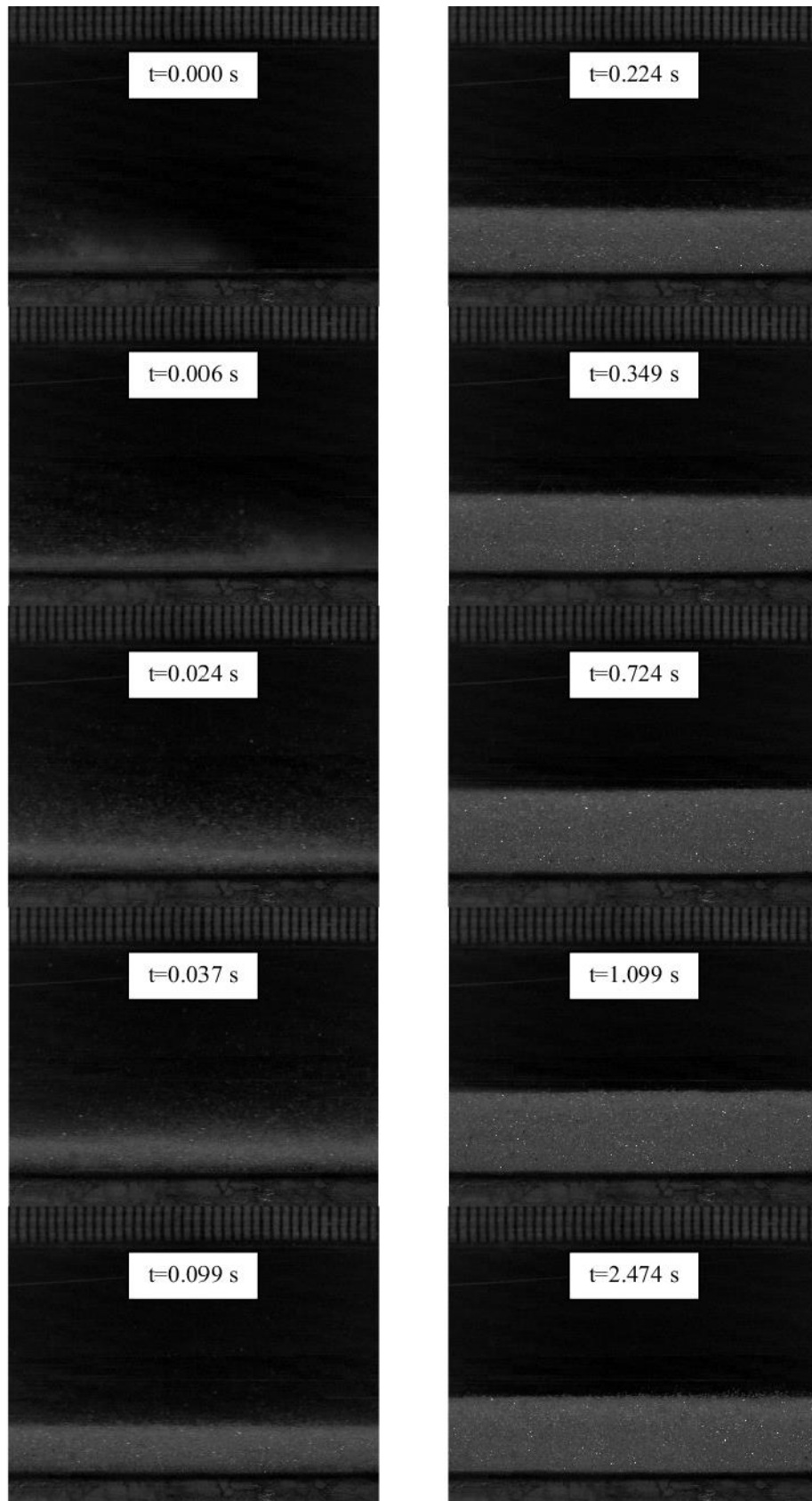


Figura E. 4: Flujo con partículas AD inicialmente fluidizado en fondo liso.

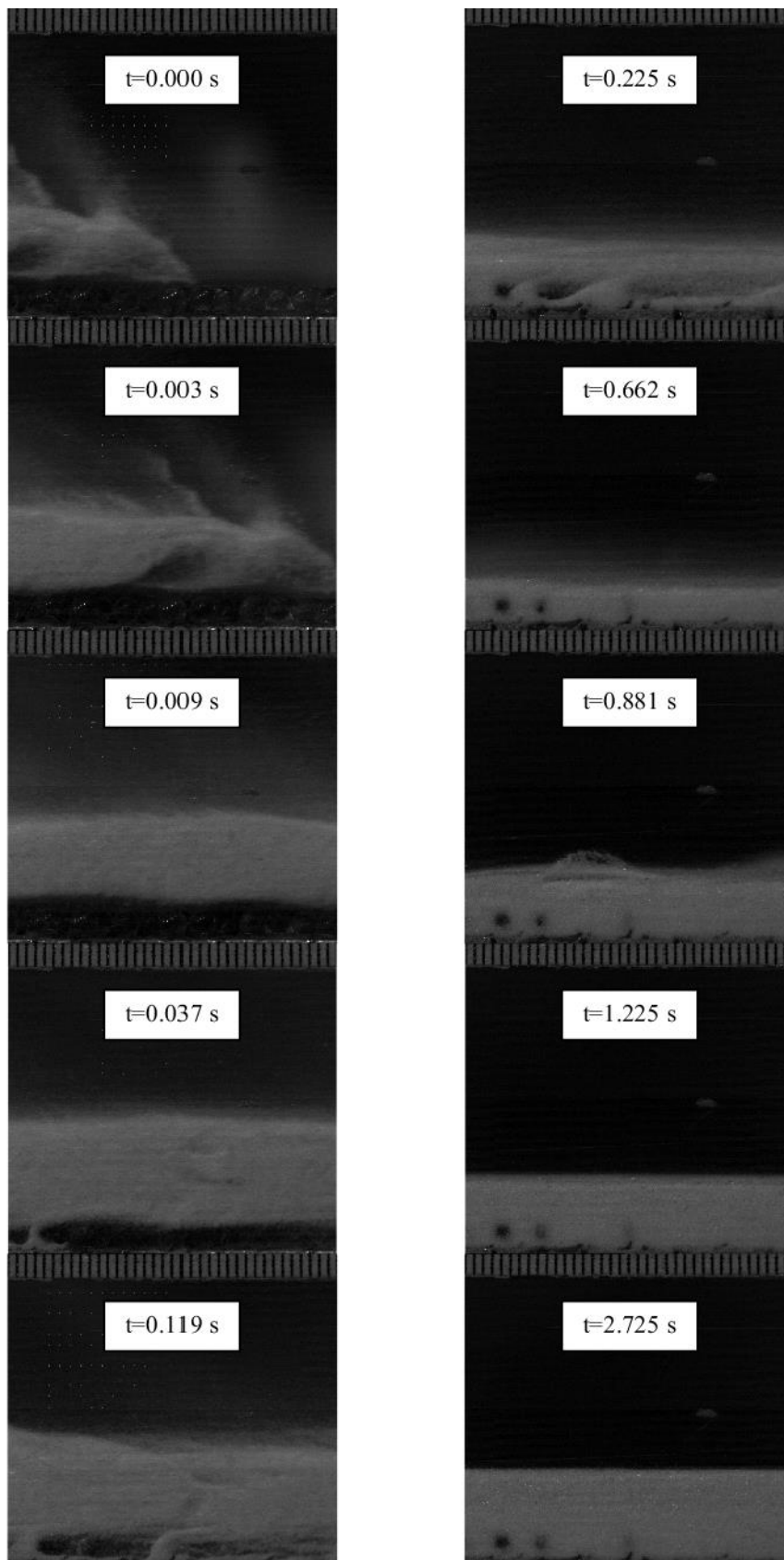


Figura E. 5: Flujo con partículas AG en fondo rugoso (3 mm).

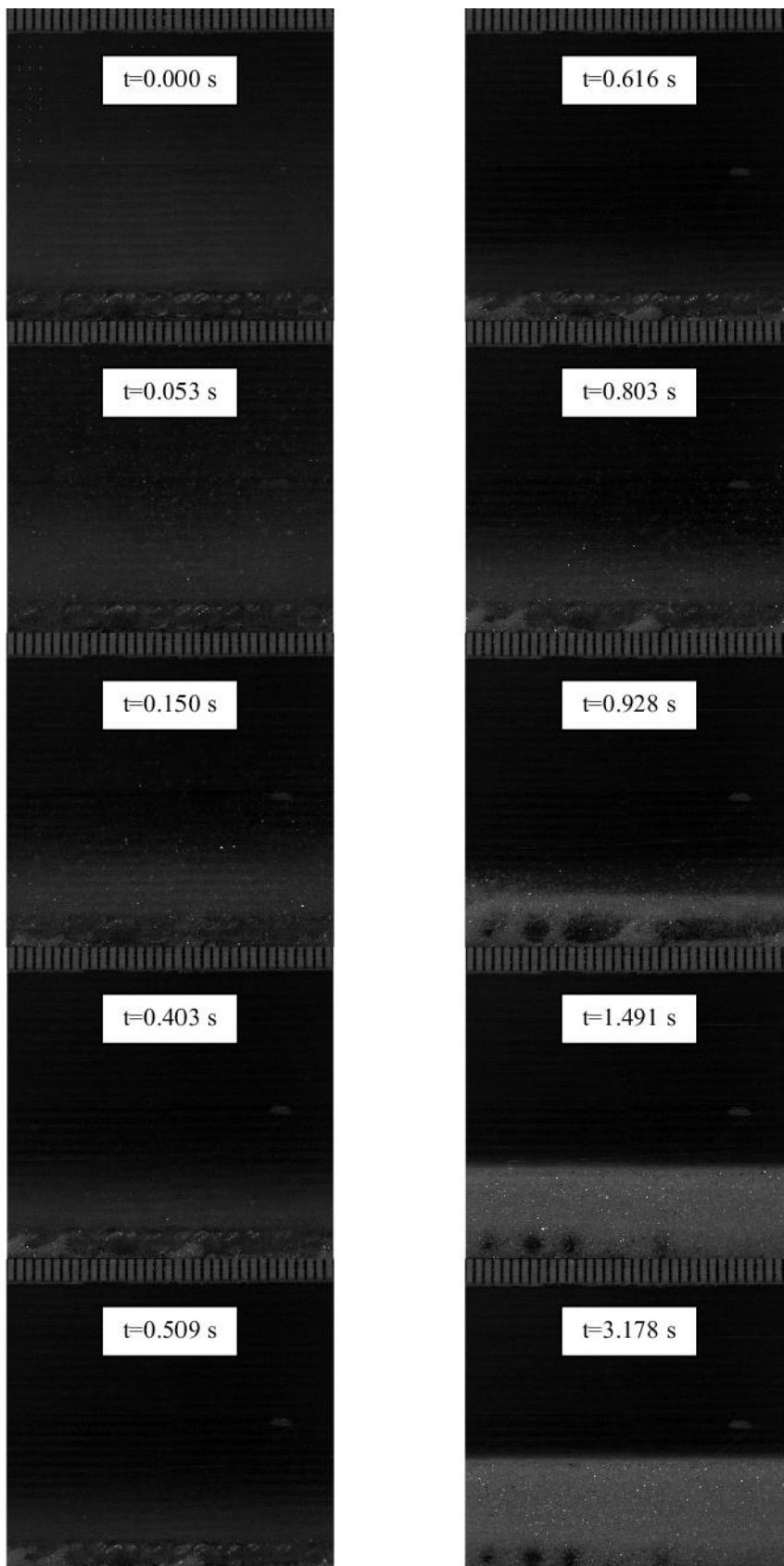


Figura E. 6: Flujo con partículas AG en fondo rugoso (3 mm).