



Università degli Studi di Napoli “Federico II”, Italia

Facoltà di MM.FF.NN.

Dottorato in Scienze della Terra, XXIII ciclo

Riassunto breve della tesi di dottorato

**Simulazioni Numeriche e Geocronologia delle eruzioni vulcaniche esplosive:
Approcci multidisciplinari per lo studio del Vulcanismo Campano**

Dott. Simone Lepore

Tutor:

Prof. Claudio Scarpati

Coordinatore:

Prof. Maria Boni

Anno Accademico 2010-2011

Nella regione Campania sono avvenute numerose eruzioni vulcaniche esplosive, da centinaia di migliaia d'anni fa [ignimbriti più antiche dell'Ignimbrite Campana, De Vivo et al. (2001)] fino ai giorni nostri [eruzione vesuviana del 1944, Imbò (1949)]. I depositi di alcune di queste eruzioni hanno uno spessore considerevole (fino a decine di metri) e ricoprono un'area di migliaia di km². Il verificarsi di queste eruzioni, in associazione con l'elevata densità abitativa dell'area Campana, e in particolare dell'area Napoletana, comporta un notevole rischio vulcanico su un vasto e popolato territorio.

Lo scopo di questa tesi di dottorato è fornire un contributo alla mitigazione di quest'elevato rischio vulcanico attraverso innovative metodologie quantitative. Sono perciò sviluppati due filoni di ricerca, di cui il più importante riguarda la simulazione numerica, attraverso modelli fisico-matematici, della dinamica delle colonne collassanti e delle associate correnti di densità piroclastiche (CDP). Le simulazioni sono utilizzate sia per la ricostruzione del comportamento fisico di alcune fasi delle CDP da eruzioni di diversa magnitudo, ossia i piccoli tuff-cone localizzati nell'area urbana Napoletana [Perrotta et al. (2006)] e il grande evento freatopliniano che ha determinato la messa in posto del Tufo Giallo Napoletano [Scarpati et al. (1993)], sia per la riproduzione dell'impatto delle CDP sull'abitato di Pompei durante l'eruzione vesuviana del 79 d.C.. L'altro filone di ricerca concerne la ricostruzione della storia eruttiva nell'area vulcanica Napoletana mediante la datazione geocronologica di alcuni depositi piroclastici preistorici [Faure (1986)]. Le datazioni eseguite sono molto importanti al fine di identificare correttamente la sequenza dei vari eventi eruttivi del complesso vulcanico Napoletano. Esse ampliano l'intervallo di attività precedentemente definito per la storia vulcanica Napoletana dilatandolo a circa 80 mila anni. Così come le simulazioni numeriche, anche la geocronologia è quindi fondamentale per le indagini sul rischio vulcanico [Gasparini & Mantovani (1984)].

Sono, quindi, discusse alcune delle numerose simulazioni numeriche di CDP eseguite con lo scopo di ricostruire la dinamica dell'attività delle eruzioni esplosive considerata potenzialmente più pericolosa. Le CDP sono miscele turbolente non omogenee di gas e frammenti di magma solidificato ad alta temperatura (150 °C ÷ 750 °C [Porreca et al. (2006), Lesti et al. (2010)]), che scorrono sul suolo per l'azione della gravità e per la differenza tra la loro densità e quella dell'atmosfera circostante. Esse possono trasportare grandi volumi di detriti caldi rapidamente e per molti chilometri, e perciò costituiscono una manifestazione vulcanica distruttiva e letale [Branney & Kokelaar (2002)]. La maggior parte dei processi che avvengono all'interno delle CDP è impossibile da osservare, data la loro elevata temperatura e quantità di moto. Dall'esame dei depositi associati, inoltre, è possibile ricostruire soltanto la dinamica presente nello strato limite (SL) basale (sistema deposizionale) delle CDP [Branney & Kokelaar (2002)]. Per questo motivo da circa vent'anni si è sviluppato un filone di ricerca che utilizza le simulazioni per analizzare la dinamica delle eruzioni vulcaniche esplosive, principalmente quelle collassanti da cui si originano le CDP [Valentine & Wohletz (1989), Valentine et al. (1991, 1992), Dobran et al. (1993), Giordano & Dobran (1994), Neri & Dobran (1994), Neri & Macedonio (1996), Clarke et al. (2001), Todesco et al. (2002), Neri et al. (2003), Dartevelle (2004), Dartevelle et al. (2004), Dartevelle & Valentine (2007), Ongaro et al. (2007, 2008a, 2008b)]. In seguito ad un attento esame dei principali modelli numerici disponibili in letteratura [Dartevelle et al. (2004), Neri et al. (2003)], si è scelto di sviluppare le simulazioni attraverso il software GMFIX (Geophysical Multiphase Flow with Interphase eXchanges), che è stato creato recentemente da Sebastien Dartevelle nel 2003. La tecnica di simulazione numerica è stata ampiamente approfondita durante il periodo trascorso presso il Natural Sciences Complex dell'University at Buffalo (New York, USA.).

Inoltre, sono state eseguite le datazioni di depositi di alcune eruzioni vulcaniche esplosive allo scopo di presentare una ricostruzione geocronologica della storia eruttiva dell'area vulcanica Napoletana, elemento critico per la mitigazione del rischio vulcanico in questa area densamente abitata. All'interno della regione Campania, rispetto al vulcanismo Vesuviano ed a quello dei Campi Flegrei, la ricostruzione del vulcanismo autoctono di Napoli ha ricevuto minore attenzione a causa dell'intensa urbanizzazione. L'evoluzione geocronologica rimane ancora definita soltanto parzialmente, sebbene una sequenza degli eventi eruttivi sia stata proposta da Cole et al. (1994) e integrata recentemente da Perrotta et al. (2006), in conformità a dettagliati studi di campo. Per questo motivo sono state condotte, attraverso il metodo geocronologico $^{40}\text{Ar} / ^{39}\text{Ar}$ [Dalrymple et al. (1981), Dalrymple (1989)], alcune datazioni dei depositi vulcanici preistorici affioranti nell'area urbana Napoletana. Le varie misure di datazione geocronologica sono state eseguite durante il periodo trascorso presso i laboratori del United States Geological Survey (USGS), Menlo Park, California, USA.

I risultati ottenuti dalle simulazioni numeriche e dalle datazioni geocronologiche sono stati l'oggetto di alcune presentazioni in diversi convegni internazionali [Fedele (2009), Lepore (2009), Calvert (2010), Lepore (2010a, 2010b)].

L'intera tesi di dottorato è suddivisa in tre capitoli. Nel primo capitolo è illustrata la dinamica delle eruzioni esplosive, partendo dai processi di risalita del magma nel condotto vulcanico. Si passa poi alla descrizione dell'evoluzione delle colonne eruttive galleggianti e collassanti, con particolare riferimento ai meccanismi di trasporto e deposizione delle CDP. Infine, sono introdotti i principali modelli presenti in letteratura sulla simulazione numerica delle CDP. I risultati ottenuti con questi modelli sono poi comparati e discussi. L'elaborazione della modellizzazione numerica delle CDP rappresenta uno dei più promettenti campi d'indagine di questi pericolosi fenomeni naturali, sui quali è difficile indagare con misure e osservazioni dirette. Lo sviluppo di CDP è considerato uno dei fenomeni più pericolosi che possono prodursi durante un'eruzione vulcanica esplosiva [Tanguy et al. (1998)] e di solito comporta un'elevata distruzione dei territori colpiti [Blong (1984)]. Le simulazioni numeriche, perciò, sono elaborate ponendo particolare attenzione allo sviluppo e alla dinamica delle CDP, e in particolare al comportamento delle particelle solide all'interno di esse. All'inizio del secondo capitolo è mostrato, mediante le simulazioni svolte con MFIX, il comportamento dei solidi in una colonna galleggiante. Sono spiegati in seguito i motivi per i quali il software GMFIX è stato preferito agli altri codici in precedenza illustrati. E' poi illustrata una simulazione numerica di test eseguita su GMFIX, e inoltre sono descritte e interpretate le simulazioni più rilevanti tra tutte quelle svolte con GMFIX. Infine, è sviluppata una comparazione tra alcuni modelli di eventi eruttivi e certi meccanismi delle simulazioni numeriche. Gli eventi eruttivi sono datati attraverso il metodo geocronologico $^{40}\text{Ar} / ^{39}\text{Ar}$. Nel terzo capitolo sono proposti e commentati i più importanti elementi stratigrafici dell'area Campana, illustrando brevemente lo stato delle conoscenze, e rilevando delle criticità nella ricostruzione della storia eruttiva che possono essere risolte con l'ausilio di analisi geocronologiche. Allo scopo di definire con maggiore accuratezza la storia eruttiva del vulcanismo autoctono di Napoli, sono presentate le nuove età ricavate con il metodo $^{40}\text{Ar} / ^{39}\text{Ar}$ su alcuni depositi piroclastici affioranti nell'area. Sono poi descritte le peculiarità del metodo geocronologico adottato, nonché le caratteristiche della strumentazione usata. In conclusione è presentata l'evoluzione del vulcanismo Napoletano basata sulla sintesi dei dati stratigrafici e geocronologici.

Le numerose simulazioni numeriche effettuate con GMFIX permettono di riprodurre un ampio spettro di caratteristiche riguardanti la dinamica del trasporto delle CDP, che sono notevolmente istazionarie e non uniformi. Esse, infatti, sono sia waxing sia waning, e inoltre mostrano una netta

stratificazione verticale della concentrazione. E' evidente, in tutti i casi analizzati, lo sviluppo rapido di una parte basale sottile a concentrazione relativamente elevata sotto la porzione rimanente di CDP più diluita e turbolenta. Questa struttura delle CDP suggerisce che il meccanismo di sedimentazione è funzione dei processi attivi nella parte inferiore (livello limite, o SL [Branney & Kokelaar (2002)]) che si addensa nel tempo, mentre la parte superiore si diluisce e si espande. L'addensamento dello SL è sicuramente condizionato dai valori che la concentrazione volumetrica assume affinché abbia inizio la collisione e la frizione delle particelle solide. La diluizione della parte superiore, nonché la formazione dei pennacchi convettivi durante la propagazione della CDP, sono invece controllate dagli effetti termici. Tra le varie tipologie di SL discussi in letteratura [Branney & Kokelaar (2002)], è stato studiato principalmente quello trattivo, da cui hanno origine i depositi con facies stratificata. Queste strutture riprodotte possono essere comparate ai meccanismi di trasporto e messa in posto di CDP di eruzioni flegree e vesuviane. Le simulazioni hanno quindi permesso di riprodurre alcuni processi di trasporto avvenuti durante le eruzioni del Tufo Giallo Napoletano nei Campi Flegrei, e del 79 d.C. al Vesuvio, così come alcune fasi che hanno caratterizzato la formazione dei piccoli coni di Trentaremi e Capodimonte. E' importante notare come la formazione di facies stratificate non sia in alcuna maniera correlata alla magnitudo dell'eruzione, ma soltanto allo sviluppo di opportune condizioni deposizionali all'interno della CDP. L'impiego di codici basati sui flussi granulari completamente multifase, per l'elaborazione delle simulazioni delle eruzioni esplosive sostenute e collassanti, rappresenta un avanzamento molto significativo non solo per la comunità vulcanologica, ma anche per quella computazionale. Questo ultimo aspetto è sostanziale anche per le indagini di rischio vulcanico.

Inoltre, sono eseguite cinque datazioni geocronologiche con il metodo del $^{40}\text{Ar} / ^{39}\text{Ar}$ su depositi piroclastici affioranti nell'area urbana Napoletana. Grazie a queste datazioni è possibile retrodatare l'inizio dell'attività eruttiva ad oltre 78 ka, ben 18 ka prima della più antica datazione ottenuta nei Campi Flegrei [60 ka da piroclasti affioranti lungo il limite settentrionale del campo vulcanico, Pappalardo et al. (1999)]. La presenza di un vulcanismo precedente all'Ignimbrite Campana è confermata da altri due depositi vulcanici con un'età superiore ai 39 ka. Il vulcanismo è ancora presente in quest'area nell'intervallo temporale compreso tra i due grandi eventi eruttivi dell'Ignimbrite Campana (39 ka) e del Tufo Giallo Napoletano (15 ka). Evidenze stratigrafiche mostrano infine la presenza di un'attività vulcanica più recente del Tufo Giallo Napoletano, ma la natura tufacea dei depositi li rende poco adatti per questo tipo di analisi metodologica. Le datazioni $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ ad alta precisione per l'analisi dell'evoluzione eruttiva dell'area Napoletana, in accordo con Kitagawa & Van Der Plicht (1998), sono assai necessarie, poiché quelle ottenute col metodo del ^{14}C , già per età maggiori di 10 ka, risultano essere significativamente più giovani dell'età reale.

E' molto probabile che un'eruzione futura sia simile ad un'eruzione passata. E' quindi necessaria una completa comprensione dei fenomeni eruttivi e della loro frequenza per la valutazione della pericolosità. La determinazione dell'età geocronologica delle eruzioni Napoletane e la modellizzazione di alcune tipologie di correnti piroclastiche che hanno interessato il distretto vulcanico Flegreo rappresentano, quindi, un elemento fondamentale per la realizzazione di specifiche carte di pericolosità vulcanica dell'area Napoletana ed un contributo significativo alla mitigazione del rischio.

Bibliografia

- Anderson K. G., and Jackson R. (1992): “A comparison of the solutions of some proposed equations of motion of granular materials for fully developed flow down inclined planes”, *J. Fluid Mech.*, 241, 145–168.
- Anderson T., and Jackson R. (1967): “A fluid mechanical description of fluidized beds”, *I&EC Fundamentals*, 6, 527-539
- Andrews B. J., and Gardner J. E. (2009): “Turbulent dynamics of the 18 May 1980 Mount St. Helens eruption column”, *Geology*, 37, 895-898
- Barberi F., Innocenti F., Lirer L., Munno R., Pescatore T., and Santacroce R. (1978): “The Campanian Ignimbrite: a major pyroclastic eruptions in the Neapolitan area (Italy)”, *Bull. Volcanol.*, 41, 1-22
- Blong, R.J. (1984): “Volcanic hazards: a sourcebook on the effects of eruptions”, Academic Press, Australia, 1-424
- Beals M., Gross L., and Harrell S. (2000): “Cell aggregation and sphere packing”, <http://www.tiem.utk.edu/~gross/bioed/webmodules/spherepacking.htm>, 1-5
- Bellucci F., Milia A., Rolandi G. and Torrente M.M. (2006): “Structural control on the Upper Pleistocene ignimbrite eruptions in the Neapolitan area (Italy): volcano tectonic faults versus caldera faults”. In: B. De Vivo (Ed.), *Volcanism in the Campania Plain: Vesuvius, Campi Flegrei and Ignimbrites*, Elsevier B.V., 163-180
- Bonadonna C., Ernst G., and Sparks R. (1998): “Thickness variations and volume estimates of tephra fall deposits: the importance of Reynolds number”, *J. Volc. Geotherm. Res.*, 173-187
- Boyle E. J., Sams W. N., and Cho S. M. (1998): “MFIIX validation studies from December 1994 to January 1995”, FETC-97/1042, CRADA PC94–026, U.S. Dep. of Energy, Washington, D. C.
- Branney M., and Kokelaar P. (2002): “Pyroclastic density currents and the sedimentation of ignimbrites”, *Geol. Soc. Mem.*, 27, 1-14
- Brereton N. R. (1970) “Corrections for interfering isotopes in the $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ dating method”, *Earth and Planetary Science Letters*, 8, 427-433
- Bridges R. (1998): “Energy conservation and restitution in inelastic collisions - a simple model”, *Phys. Educ.*, 33, 311-315
- Brown G. & Roshko A. (1974): “On density effect and large structure in turbulent mixing layers”, *J. Fluid. Mech.*, 64, 775–816.
- Calvert A., Lepore S., Perrotta A., and Scarpati C. (2010): “Study of volcanic risk through $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ elevated precision datings of Neapolitan area volcanic deposits”, *Proceeding of the 6th International Conference “Cities on Volcanoes”*, 31 May - 4 June, Tenerife.
- Cappelletti P., Cerri G., Colella A., de’ Gennaro M., Langella A., Perrotta A., and Scarpati C. (2003): “Post-eruptive processes in the Campanian Ignimbrite”, *Miner. Petrol.*, 79, 79-97
- Carey S., and Bursik M. (2000): “Volcanic Plumes”, in “*Encyclopedia of Volcanoes*”, Haraldur Sigurdsson, Academic Press, pp. 527-544
- Cashman K. V., Sturtevant B., Papale P., and Navon O. (2000): “Magmatic Fragmentation”, in “*Encyclopedia of Volcanoes*”, Haraldur Sigurdsson, Academic Press, pp. 421-430

- Chapman S., and Cowling T. (1970): “The mathematical theory of non-uniform gases”, Cambridge University Press, pp. 1-423
- Chough S.K., and Sohn Y.K. (1990): “Depositional mechanics and sequence of a base surge, Songaksan tuff ring, Cheju Island, Korea”, *Sedimentology*, 37, 1115-1135
- Cioni R., Santacroce R., and Sbrana A. (1999): “Pyroclastic deposits as a guide for reconstructing the multi-stage evolution of the Somma-Vesuvius caldera”, *Bull. Volcanol.*, 60, 207-222.
- Clarke A.B., Neri A., Voight B., Macedonio G., and Druitt T.H. (2001): “Computational modelling of the transient dynamics of the August 1997 Vulcanian explosions at Soufriere Hills Volcano, Montserrat: Influence of initial conduit conditions on near-vent pyroclastic dispersal”, *Geol. Soc. Mem. Lon.*, 21, 319-348
- Cole P. D., Perrotta A., and Scarpata C. (1994): “The volcanic history of the southwestern part of the city of Naples”, *Geological Magazine*, 131, 785-799
- Cole P. D., and Scarpata C. (2003): “A facies interpretation of the eruption and emplacement mechanisms of the upper part of the Neapolitan Yellow Tuff, Campi Flegrei, southern Italy”, *Bull. Volcanol.*, 55, 311-326
- Dalrymple G., Alexander E., Lamphere M., and Kraker P. (1981): “Irradiation of samples for the $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ dating using the Geological Survey TRIGA reactor”, United States Geological Survey professional paper, 1176, 1-55
- Dalrymple, G. B. (1989): “The GLM continuous laser system for $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ dating: Description and performance characteristics”, *United States Geological Survey Bulletin*, 1890, 89–96.
- Dartevelle S. (2003): “Numerical and granulometric approaches to geophysical granular flows”, Ph.D. dissertation thesis, Michigan Technological University, 1-130
- Dartevelle S. (2004): “Numerical modeling of geophysical granular flows - A comprehensive approach to granular rheologies and geophysical multiphase flows”, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 5, Q08003
- Dartevelle S. (2005): “Comprehensive Approaches to Multiphase Flows in Geophysics- Application to non-isothermal, non-homogenous, unsteady, large-scale, and turbulent dusty clouds - Hydrodynamic and Thermodynamic RANS and LES Models”, LA-14228, 1-52
- Dartevelle S., and Valentine G. (2007): “Transient multiphase processes during the explosive eruption of basalt through a geothermal borehole (Námafjall, Iceland, 1977) and implications for natural volcanic flows”, *Earth and Planetary Science Letters*, 262, 363-384
- Dartevelle S., Rose W., Stix J., Kelfoun K., and Vallance J. W. (2004): “Numerical modeling of geophysical granular flows - Computer simulations of Plinian clouds and pyroclastic flows and surges”, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 5, Q08004
- De Lorenzo G. (1904): “L’attività vulcanica nei Campi Flegrei”, *Rend. Accad. Sci. Fis. Mat.*, 10, 204–221.
- De Vivo B. et al. (2001) “New constraints on the pyroclastic eruptive history of the Campanian volcanic Plain (Italy)”, *Mineral. Petrol.*, 73, 47-65
- Deino A. et al. (2004) “The age of the Neapolitan Yellow Tuff caldera-forming eruption (Campi Flegrei caldera - Italy) assessed by $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ dating method”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 133, 157-170

- Dell'Erba L. (1892): “Considerazioni sulla genesi del Piperno”, *Atti Accad. Sci. Fis. Mat., Napoli*, 5, 1–22.
- Dellino P., Zimanowski B., Büttner R., La Volpe L., Mele D., and Sulpizio R. (2007): “Large-scale experiments on the mechanics of pyroclastic flows: Design, engineering, and first results”, *J. Geophys. Res.*, 112, B04202
- Dobran F., Neri A., and Macedonio G. (1993): “Numerical simulations of collapsing volcanic columns”, *J. Geophys. Res.*, 98, 4231-4259
- Di Girolamo P., Ghiara M.R., Lirer L., Munno R., Rolandi G., Stanzione A. (1984): “Vulcanologia e petrologia dei Campi Flegrei”, *Boll. Soc. Geol. Ital.*, 103, 349–413
- Di Vito M.A., Isaia R., Orsi G., Southon J., de Vita S., D’Antonio M., Pappalardo L., and Piochi M. (1999): “Volcanism and deformation since 12000 years at the Campi Flegrei caldera (Italy)”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 91, 221-246
- Faure G. (1986): “Principles of isotope geology”, John Wiley & Sons
- Fedele L., Insinga D., Calvert A., Morra V., Perrotta A., Scarpati C., and Lepore S. (2009): “⁴⁰Ar/³⁹Ar dating of tuff vents in the Campi Flegrei caldera: towards a new chronostratigraphic reconstruction of the volcanic activity during the Holocene”, *Proceeding of the 7th Geoitalia meeting*, 9-11 September, Rimini.
- Fedele L., Scarpati C., Lanphere M., Melluso L., and Morra V. (2008): “The Breccia Museo formation, Campi Flegrei, southern Italy: geochronology, chemostratigraphy and relationship with the Campanian Ignimbrite eruption”, 70, 1189-1219
- Ferziger J., and Perić M. (2002): “Computational Methods for fluid dynamics”, Springer
- Fisher R. (1979): “Models for pyroclastic surges and pyroclastic flows”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 6, 305-318
- Freda G. (1889): “Sulle masse trachitiche rinvenute nei recenti trafori delle colline di Napoli”, *Rendiconti della Reale Accademia delle Scienze Fisiche e Matematiche*, 3, 38-46
- Freundt A., and Rosi M. (1998): “From magma to tephra”, Elsevier science, pp. 1-318
- Gasparini P., and Mantovani M. S. M. (1984): “Fisica della terra solida”, Liguori, Napoli
- Gera D., Syamlal M., and O’Brien T. (2004): “Hydrodynamics of particle segregation in fluidized beds”, *International Journal of Multiphase Flow*, 30, 419-428
- Gidaspow D. (1986): “Hydrodynamics of Fluidization and Heat Transfer: Supercomputer Modeling,” *Appl. Mech. Rev.*, 39, 1–23
- Gilbert J. S., and Sparks R. S. J. (1998) “The Physics of explosive volcanic eruptions”, *Geological Society Special Publication*, 145, pp. 1-186
- Giordano G. (1998): “The effect of paleotopography on lithic distribution and facies associations of small volume ignimbrites: an insight into transport and depositional systems of WTT Cupa deposits (Roccamonfina volcano, Italy)”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 87, 255-273
- Giordano G., and Dobran F. (1994): “Computer simulations of the Tuscolano Artemisio's second pyroclastic flow unit (Alban Hills, Latium, Italy)”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 61, 69 94
- Gottsmann J., Giordano D., Dingwell D. B. (2002): “Predicting shear viscosity during volcanic processes at the glass transition: a calorimetric calibration”, *Earth and Planetary Science Letters*, 198, 417-427

- Guadagno M. (1926): “La galleria della direttissima—Terzo contributo alla conoscenza del sottosuolo cittadino”, *Atti R. Ist. Inc.*, Napoli, 78, 1–75
- Harlow F. H., and Amsden A. A. (1975): “Numerical calculation of multiphase fluid flow” *J. Comput. Phys.*, 17, 19-52.
- Hemingway B. S. (1987): “Quartz: Heat capacities from 340 to 1000 K and revised values for the thermodynamic properties”, *Am. Miner.*, 72, 273-279
- Hirth J. P., Pound G. M., and Pierre G. R. (1970): “Bubble Nucleation”, *Metall. Trans.*, 1, 939-945
- Hoffmann K., and Chiang S. (2000): “Computational fluid dynamics”, *Engineering Education System*
- Imbò G. (1949) “Annali dell'Osservatorio Vesuviano - Volume unico celebrativo del I centenario dell'Osservatorio Vesuviano”, Stabilimento Tipografico G. Genovese, Napoli, Italy.
- Jenkins, J. T., and Savage S. B. (1983): “A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles”, *J. Fluid Mech.*, 130, 187–202
- Johnston-Lavis H. J. (1888): “Report of the Committee appointed for the Investigation of the Volcanic Phenomena of Vesuvius and its neighbourhood”, Spottiswoode and Co., London, 1–7
- Johnston-Lavis H. J. (1889a): “Report of the Committee appointed for the investigation of the volcanic phenomenon of Vesuvius and its neighbourhood”, Spottiswoode and Co., London, 8-12
- Johnston-Lavis H. J. (1889b): “On a remarkable sodalite trachyte lately discovered in Naples, Italy”, *Geol. Mag.*, 6, 74-7
- Kaminski E., and Jaupart C. (1998): “The size distribution of pyroclasts and the fragmentation sequence in explosive volcanic eruptions”, *J. Geophys. Res.*, 103, 759-779
- Kitagawa H., and Van Der Plicht J. (1998): “Atmospheric radiocarbon calibration to 45.000 ys BP: Late glacial fluctuations and cosmogenic isotope production”, *Science*, 279, 1187-1190.
- Kolmogorov A. N. (1941): “The local structure of turbulence in incompressible viscous fluids for very large reynolds numbers”, *Compt. Rend. Acad. Sci. (SSSR)*, 30, 301
- Lepore S., and Scarpati C. (2010): “Multi-particle numerical simulations of collapsing volcanic columns”, *Proceeding of the 6th International Conference “Cities on Volcanoes”*, 31 May - 4 June, Tenerife.
- Lepore S., and Scarpati C. (2010): “Transient behaviour simulation of large, explosive, and ignimbrite forming eruptions by a multiphase thermo-fluid dynamic model”, *Proceeding of the 85th Italian Geological Society National Conference*, 6-8 September, Pisa.
- Lepore S., Calvert A., Morra V., Perrotta A., and Scarpati C. (2009): “Elevated precision $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ datings of Neapolitan and Phlegraean volcanic deposits using high sensitivity MAP216 mass spectrometer”, *Proceeding of the 7th Geoitalia meeting*, 9-11 September, Rimini.
- Lowe D. R. (1982): “Sediment gravity flow: depositional models with special reference to the deposits of high turbidity currents”, *J. Sed. Petrol.*, 52, 279-297
- Luongo G., Perrotta A., and Scarpati C. (2003) “Impact of 79 AD explosive eruption on Pompeii, I. Relations amongst the depositional mechanisms of the pyroclastic products, the framework of the buildings and the associated destructive events”. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 126, 201-223

- Luongo G., Perrotta A., Scarpati C., De Carolis E., Patricelli G., and Ciarallo A. (2003): “Impact of the AD 79 explosive eruption on Pompeii, II. Causes of death of the inhabitants inferred by stratigraphic analysis and areal distribution of the human casualties” *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 126, pp. 169-200
- Moeng C. (1984): “A large eddy simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence”, *J. Atmos. Sci.*, 41, 2052-2062
- Neri A., and Dobran F. (1994): “Influence of eruption parameters on the thermofluid dynamics of collapsing volcanic columns”, *J. Geophys. Res.*, 99, 833-857
- Neri A., and Macedonio G. (1996): “Numerical simulation of collapsing volcanic columns with particles of two sizes”, *J. Geophys. Res.*, 101, 8153-8174
- Neri A., Ongaro T., Macedonio G., and Gidaspow D. (2003): “Multiparticle simulation of collapsing volcanic columns and pyroclastic flow”, *J. Geophys. Res.*, 108, 2202-2225
- Nicotera P. (1950): “Osservazioni geologiche sulla collina di Posillipo e sulla zona urbana occidentale di Napoli”, *Boll. Soc. Geol. Ital.*, 69, 335-362
- Ongaro T. E., Cavazzoni C., Erbacci G., Neri A., and Salvetti M. V. (2007): “A parallel multiphase flow code for the 3D simulation of explosive volcanic eruptions”, *Parallel Computing*, 33, 541-560
- Ongaro T. E., Clarke A. B., Neri A., Voight B., and Widiwijayanti C. (2008a): “Fluid dynamics of the 1997 Boxing Day volcanic blast on Montserrat, West Indies”, *J. Geophys. Res.*, 113, 1-29
- Ongaro T., Neri A., Menconi G., Vitturi M., Marianelli P., Cavazzoni C., Erbacci G., and Baxter P. (2008): “Transient 3D numerical simulations of column collapse and pyroclastic density current scenarios at Vesuvius”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 178, 378-396
- Orsi G., De Vita S., and Di Vito M. (1996): “The restless, resurgent Campi Flegrei nested caldera (Italy): constraints on its evolution and configuration”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 74, 179-214
- Orsi G., Di Vito M. A., Isaia R. (2004): “Volcanic hazard assessment at the restless Campi Flegrei caldera”, *Bull. Volcanol.*, 66, 514-530
- Parascandola A. (1936): “I vulcani occidentali di Napoli”, *Boll. Soc. Nat.*, 48, 39-58
- Parfitt E. A., and Wilson L. (2008): “Fundamentals of physical Volcanology”, Blackwell, Oxford, 1-256
- Porreca M., Giordano G., Mattei M., and Musacchio P. (2006) “Evidence of two Holocene phreatomagmatic eruptions at Stromboli volcano (Aeolian Islands) from paleomagnetic data”, *Geophys. Res. Lett.*, 33, ...
- Perrotta A., and Scarpati C. (1994): “The dynamics of Breccia Museo eruption (Campi Flegrei, Italy) and the significance of spatter clasts associated with lithic breccias”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 59, 335-355
- Perrotta A., and Scarpati C. (2003): “Volume partition between the plinian and co-ignimbrite air-fall deposits of the CI eruption”, *Mineralogy and Petrology*, 79, 67-78
- Perrotta A., Scarpati C., Luongo G., and Morra V. (2006): “The Campi Flegrei caldera boundary in the city of Naples, Chapter 5 in “Volcanism in the Campania Plain: Vesuvius, Campi Flegrei and Ignimbrites”, Elsevier, pp. 85-96

- Polacci M., Pioli L., and Rosi M. (2003): “The Plinian phase of the Campanian Ignimbrite eruption (Phlegrean Fields, Italy): evidence from density measurements and textural characterization of pumice”, *Bull. Volcanol.*, 65, 418-432
- Riehle J. R. (1957): “Calculated compaction profiles of rhyolitic ash-flow tuffs”, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 84, 2193-2216
- Rittmann A. (1950): “Sintesi geologica dei Campi Flegrei”, *Boll. Soc. Geol. Ital.*, 69, 117–128.
- Rosi M. (1998): “Plinian Eruption Columns: Particle Transport and Fallout - From Magma to Tephra”, A. Freundt and M. Rosi, Elsevier, pp. 139-172
- Rosi M., and Sbrana A. (1987): “Phlegraeen Fields”, *CNR - Quaderni della Ricerca Scientifica n. 114*, 9, pp.1-175.
- Rosi M., Vezzoli L., Castelmignano A., Grieco G. (1999): “Plinian pumice fall deposit of the Campanian Ignimbrite eruption (Phlegraeen Fields, Italy)”, *J. Geophys. Res.*, 91, pp. 179-198
- Scandone R., Giacomelli L., and Fattori Speranza F. (2006): “The volcanological history of the volcanoes of Naples: a review”, *Developments in Volcanology*, 9, 1-26
- Scarpati C., Cole P., and Perrotta A. (1993): “The Neapolitan Yellow Tuff - A large volume multiphase eruption from Campi Flegrei, Southern Italy”, *Bull. Volcanol.*, 55, 343-356
- Scherillo A. (1953): “Nuove osservazioni sulla stratigrafia della città di Napoli (Via Roma, Via Pessina, Via S. Teresa degli Scalzi)”, *Boll. Soc. Nat.*, LXIV, 93–101
- Scherillo A. (1954): “La stratigrafia della zona Vomero–Arenella (Napoli)”, *Boll. Soc. Nat.*, LXIII, 102–112
- Scherillo A. (1956): “La stratigrafia del Nuovo Rione Carità (Napoli)”, *Boll. Soc. Nat.*, LXV, 69-84.
- Scherillo A. (1957): “I tufi antichi tra S. Maria Apparente e via Parco Grifeo in Napoli”, *Boll. Soc. Nat.*, 66, 69-89
- Scherillo A., and Franco E. (1960): “Rilevamento stratigrafico del territorio comunale di Napoli”, *Boll. Soc. Nat.*, LXIX, 255–262.
- Scherillo A., and Franco E. (1967): “Introduzione alla carta stratigrafica del suolo di Napoli”, *Atti Acc. Pont.*, 16, 27-37
- Selim M. S., Kothari A. C., and Turian R. M. (1983): “Sedimentation of multisized particles in concentrated suspensions”, *Am. Inst. Chem. Eng. J.*, 29, 1029-1038.
- Smagorinsky J. (1963): “General circulation experiments with the primitive equations: The basic experiment” *Mon. Weather Rev.*, 91, 99–164.
- Simonin O. (1996): “Continuum modeling of dispersed two-phase flows, in *Combustion and Turbulence in Two-Phase Flows*”, Von Karman Institute of Fluid Dynamics Lecture Series, Report 1996-2.
- Sparks R. S. J. (1976): “Grain size variations in ignimbrites and implications for the transport of pyroclastic flows”, *Sedimentology*, 23, 147-188
- Sparks R. S. J. (1978): “The dynamics of bubble formation and growth in magmas: a review and analysis”, *J. Volcanol Geotherm. Res.*, 3, 1-37
- Sparks R. S. J., Self S., and Walker G. P. L. (1973): “Products of Ignimbrite Eruptions”, *Geology*, 1, 115-118

- Srivastava A., and Sundaresan S. (2003): “Analysis of a frictional-kinetic model for gas-particle flow”, *Powder Technology*, 129, 72-85
- Syamlal M., Rogers W., and O’Brien T. J. (1993): “MFIIX documentation: Theory Guide”, DE94000087, 1-52, U.S. Dep. of Energy, Washington D. C.
- Swanger L. A., and Rhines W. C. (1972): “On the necessary conditions for homogeneous nucleation of gas bubbles in liquid magma”, *J. Crystal Growth*, 12, 323-326
- Tanguy J. C., Ribière Ch., Scarth A., and Tjetjep W. S. (1998): “Victims from volcanic eruptions: a revised database”, *Bull. Volcanol.*, 60, 137-144
- Tannehill J., Anderson D., and Pletcher R. (1984): “Computational fluid mechanics and heat transfer”, Taylor & Francis
- Tennekes H., and Lumley J. L. (1972): “A First Course in Turbulence”, Mass., 1-300, MIT Press, Cambridge
- Todesco M., Neri A., Ongaro T. E., Papale P., Macedonio G., Santacroce R., and Longo A. (2002): “Pyroclastic flow hazard assessment at Vesuvius (Italy) by using numerical modelling: Large-scale dynamics”, *Bull. Volcanol.*, 64, 165-177
- Valentine G. (1987): “Stratified flow in pyroclastic surges”, *Bull. Volcanol.*, 49, 616-630
- Valentine G. (1998): “Eruption column physics”, in “From Magma to Tephra” of A. Freundt and M. Rosi, Elsevier, pp. 91-137
- Valentine G. A. and Kenneth H. W. (1989): “Numerical models of Plinian eruption columns and pyroclastic flows”, *J. Geophys. Res.*, 94, 1867-1887
- Valentine G., Kenneth H. W., and Susan W. K. (1991): “Sources of Unsteady Column Dynamics in Pyroclastic Flow Eruptions”, *J. Geophys. Res.*, 96, 887-892
- Valentine G., Kenneth H. W., and Susan W. K. (1992): “Effects of topography on facies and compositional zonation in caldera-related ignimbrites”, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 104, 154-165
- Valentine G., Zhang D., and Robinson B. A. (2002): “Modeling complex, nonlinear geological processes”, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 30, 35-64
- Vejahati F., Mahinpey N., Ellis N., and Nikoo M. B. (2009): “CFD simulation of gas–solid bubbling fluidized bed: a new method for adjusting drag law”, *Canad. J. Chem. Eng.*, 87, 19-30
- Wendt I., and Carl C. (1991): “The statistical distribution of the mean squared weighted deviation”, *Chem. Geol.*, 86, 275-285
- Wilson C. J. N., and Houghton B. F. (2002): “Pyroclast transport and deposition - Encyclopedia of Volcanoes”, Haraldur Sigurdsson, Academic Press, 545-544
- Wohletz K. H., and Sheridan M. F. (1979): “A model of pyroclastic surge”, *Geol. Soc. Am. Special Paper*, 180, 177-194
- Woods A. W. (1995): “The dynamics of explosive volcanic eruptions”, *Rev. Geophys.*, 33, 495-530
- Zhang Y. (1999): “A criterion for the fragmentation of bubbly magma based on brittle failure theory”, *Letters to Nature*, 648-650



University of Naples “Federico II”, Italy
Faculty of Mathematics, Physics and Natural Sciences
PhD in Earth Sciences, XXIII cycle

Extended abstract of the doctoral thesis

**Numerical Simulations and Geochronology of explosive volcanic eruptions:
multidisciplinary approaches for the study of Campanian volcanism**

Dr. Simone Lepore

Tutor:
Prof. Claudio Scarpati

Coordinator:
Prof. Maria Boni

Academic Year 2010-2011

Introduction

Several explosive volcanic eruptions occurred in the Campanian region, since hundred of thousand years ago [De Vivo et al. (2001)] until nowadays [Imbò (1949)]. The deposits of some of those eruptions have a significant thickness (up to tenth of metres), and cover an area large thousand of km². The possibility that those eruptions occur, together with the high housing density of Campanian area, and particularly of the Neapolitan area, means a considerable volcanic risk on a wide territory.

The aim of the present doctoral thesis is to give a contribution to the mitigation of that high volcanic risk through innovative quantitative methodologies. Two lines of research are carried out: the first one, which constitutes the most important issue, consists in the development of numerical simulations of collapsing eruptive columns and related pyroclastic density currents (PDCs) dynamics by means of physical-mathematical models. These simulations have been, then, applied both to the reconstruction of the physical behaviour of some PDC phases of several eruptions of different magnitude, as various small tuff-cones localized in the Neapolitan urban area [Perrotta et al. (2006)] and the great phreatoplinian event which determined the deposition of Neapolitan Yellow Tuff [Scarpati et al. (1993)], and to the reproduction of the impact of PDCs on the built-up area of Pompei during the 79 AD Vesuvius eruption. The second line of research concerns the reconstruction of the eruptive history in the Neapolitan area through the ⁴⁰Ar/³⁹Ar geochronological dating of some prehistoric pyroclastic deposits. The datings carried out are highly important for the correct identification of the sequence of various eruptive events of the Neapolitan volcanic complex. They show that the Neapolitan volcanic history ranges from more than 78 ka to about 4000 years ago. As well as the numerical simulations, also the geochronology is therefore fundamental for the analysis on volcanic risk [Gasparini & Mantovani (1984)].

Some of the numerical simulations that have been developed are therefore discussed, to allow the reconstruction of the dynamics of the potentially most dangerous activity of the explosive volcanic eruptions, namely the one associated to the propagation of PDCs. The most recent definition [Branney & Kokelaar (2002)] identifies PDCs as turbulent inhomogeneous mixtures of gas and fragments of solidified magma at high temperature (150 °C ÷ 750 °C [Porreca et al. (2006), Lesti et al. (2010)]), which flow on the ground due to the action of gravity and according to the relation between their own density and that of the surrounding atmosphere. They can transport in a short time large volumes of hot debris per several kilometres. Hence, they are a destructive and lethal volcanic manifestation. The most part of the processes occurring in the interior of the PDC cannot be observed, because of their high temperature and momentum. The examination of the associated deposits, moreover, allows reconstructing only the dynamics of the PDC boundary layer (BL) [Branney & Kokelaar (2002)]. That is the main reason which led, in the last twenty years, to the development of studies on the use of numerical simulations to analyze the dynamics of the explosive volcanic eruptions, mainly the collapsing ones from which PDCs originate [Valentine & Wohletz (1989), Valentine et al. (1991, 1992), Dobran et al. (1993), Giordano & Dobran (1994), Neri & Dobran (1994), Neri & Macedonio (1996), Clarke et al. (2001), Todesco et al. (2002), Neri et al. (2003), Darteville (2004), Darteville et al. (2004), Darteville & Valentine (2007), Ongaro et al. (2007, 2008a, 2008b)]. After a careful examination of the most important numerical models available in literature [Darteville et al. (2004), Neri et al. (2003)], it has been chosen to develop the numerical computerized simulations making use of the GMFIX (Geophysical Multiphase Flow with Interphase eXchanges) software. This program, created recently by Sebastien Darteville (2003), derives from the multi-use MFIX (Multiphase Flow with Interphase eXchanges) computerized code (<https://mfix.netl.doe.gov/>), developed at NETL (National Energy Technology

Laboratory, U.S.A.) to describe the hydrodynamics, the heat transfer, and the chemical reactions in the solid-fluid systems. In the geophysical version, used in the present thesis, the mechanism of the interaction between the solid-fluid system and the atmosphere, together with the description of the turbulence [Dartevelle et al. (2004)], were added. MFIX has been extensively validated in the past years [Boyle et al. (1998)], and, rather recently, that occurred for GMFIX, too [Dartevelle (2005)]. The numerical simulation technique has been widely deepened during the stay at the Natural Sciences Complex of the University at Buffalo (New York, U.S.A.).

With the aim of presenting a geochronological reconstruction of the eruptive history of the Neapolitan volcanic area, from which the mitigation of its volcanic risk depends in a critical manner, the datings of deposits of some explosive volcanic eruptions are analyzed. Inside the Campanian region, the reconstruction of the autochthonous volcanism of the city of Naples has received scarce attention due to the heavy urbanization. The geochronological evolution remains partially undefined, although a sequence of the eruptive events has been recently proposed by Cole et al. (1994), and integrated by Perrotta et al. (2006), on the basis of detailed field data. This is the reason why some datings of volcanic prehistoric deposits, cropping out in Neapolitan urban area, have been carried out by the geochronological $^{40}\text{Ar} / ^{39}\text{Ar}$ method [Dalrymple et al. (1981), Dalrymple (1989)]. The measurements of geochronological datings have been performed during the stay at the laboratories of the United States Geological Survey (USGS), Menlo Park, California.

The results obtained by the numerical simulations and geochronological dating have been the object of some presentations in different international meetings [Fedele (2009), Lepore (2009), Calvert (2010), Lepore (2010a, 2010b)].

Physical and mathematical modelling of explosive eruptions

In this chapter, the dynamics of explosive eruption is described, starting from the magma ascending processes in the volcanic conduit. Then, the evolution of the floating and collapsing eruptive columns is illustrated, with a particular emphasis on the transport and deposition mechanisms of pyroclastic currents. Finally, the most important models reported in the literature on numerical simulations of PDCs are presented, and their results are compared and discussed.

The magma ascending modalities in the conduit

When the magma ascends in the conduit, it cools and the anhydrous phases crystallize. What is still melted becomes rich in water and, therefore, a saturation process may begin. This evolution provokes the escaping of bubbles of the most volatile components (mainly gaseous H_2O e CO_2), to which a further pressure increase is associated [Woods (1995)]. As soon as the pressure of the bubbles becomes greater than the surface strength of the surrounding magma, and their concentration rises between 70% and 80% of the magma, its fragmentation takes place [Zhang Y. (1999)]. This phenomenon implies a transformation of the magma in a mixture composed of solid fragments (pyroclasts), dispersed in a continuous gaseous phase with a turbulent flux. This mixture injected into the atmosphere forms an eruptive column over the vent [Cashman et al. (2000)].

The evolution of the eruptive columns

While the column ascends by decompression, it incorporates and mixes air at a lower temperature from the surrounding atmosphere. The heating of the air favours the expansion due to decompression already present, and surpasses the eventual contraction due to the temperature lowering. Consequently, the density of the column, ρ_c , lowers sensibly [Valentine (1998)]. The possible evolutions of the columns are conditioned, mainly, by the relation between the densities ρ_c and ρ_a (the atmospheric one) [Darteville et al. (2004)]. If $\rho_c < \rho_a$, a buoyant column is generated. The pyroclasts dispersed inside the column deposit falling vertically on the ground and form a fall deposit. If, instead, $\rho_c > \rho_a$, a collapsing column forms from which radial PDCs originate [Valentine (1998)]. The pyroclasts dispersed inside the PDC deposit settling vertically by aggrading as the PDC flows [Branney & Kokelaar (2002)].

The propagation of the pyroclastic density currents

The development of the numerical modelling of pyroclastic currents has revealed to be one of the most promising approaches to study these dangerous natural phenomena, which are very difficult to be analyzed by direct measurements and observations [Branney & Kokelaar (2002)]. The vertical structure of the PDC deposits may highlight a non stationariness due to the temporal transformations, while their horizontal structure can display a non uniformity for the spatial changes. The temporal transformations are described as divergences from the deepochrons (isochronal depositional surfaces), whereas the spatial changes as divergences from the entrachrons (isospacial depositional lines) [Giordano (1998)]. On the basis of the aggrading deposition, a specific type of deposit derives from the particular dynamics that develops in the BL [Branney & Kokelaar (2002)].

Numerical modelling of geophysical granular flows

In the last twenty years, a numerical modelling of geophysical granular flows has been developed by means of various programs [MFIx, PDAC (Pyroclastic Dispersion Analysis Code), and GMFIx]. These programs, mainly described in the articles by Syamlal et al. (1993), Neri et al. (2003) and Darteville (2004), brought to formulate a complete model for numerical simulation of pyroclastic currents and columns, with the aim of enriching and ameliorating previously geophysical model.

In particular, the software GMFIx, worked out in 2002 by Darteville S. at LANL (Los Alamos National Laboratory, New Mexico) interprets columns and pyroclastic currents as multiphase granular flow that can be defined as a collection of discrete, solid particles dispersed in a moving interstitial fluid. Such flows present a vast variety of behaviours and characteristics. They are, indeed, multiphase highly dissipative flows, since they present turbulence, static friction, and inelastic collisions between grains. Moreover, they present a wide range of grain concentrations along with complex, non linear, non uniform, and unsteady rheologies. A general granular rheological model requires a comprehensive unified stress tensor able to adequately describe viscous stress for any of these rheologies. Collapsing columns and pyroclastic flows are defined as concentrated granular flows. On the other hand, plinian clouds, coignimbrite ash clouds, and pyroclastic surges are defined as diluted granular flows. The granular viscosity and the yield strength result both high in concentrated flows, while the granular viscosity as well as the granular energy of interaction lower in dilute ones. Viscosity is strongly non-linear, unsteady and concentration dependent. Granular flows are still poorly understood as they behave differently from the other familiar state of matter and they should be rather considered as an additional state of matter [Darteville (2003)]. The software GMFIx has been hence devised to reproduce the hydrodynamics, the rheological spectrum, the turbulence, and the traction in granular flows [Darteville (2004)].

Literature results from numerical modelling

In the last twenty years a great number of papers have been published, illustrating how to use numerical modelling to analyse the evolution of collapsing eruptive columns in explosive eruptions. It must be observed that the deposition of pyroclastic currents is a matter not fully developed yet. The only made observation is that an elementary unit arrests its flowing at any PDC height, when its volumetric concentration is 64%. In this condition the formation of a deposit happens [Darteville et al. (2004)].

Description of numerical simulations of granular flows

The main issue developed in this thesis concerns the numerical simulation of collapsing eruptive columns. Pyroclastic fountains, PDCs, and thermal convective plumes developing above the fountain and the PDC are associated to collapsing columns. Among the possible eruptive styles in the sustained eruption, the one is to be analyzed in which the collapsing column is emitted with a continuous and constant mass flow, and its external flanks move away falling then to the ground [Parfitt & Wilson (2008)].

The development of the PDC is considered one of the most dangerous phenomena that can be produced during an explosive volcanic eruption [Tanguy et al. (1998)] and, normally, has as a consequence an elevated destruction of the struck territories [Blong (1984), Sigurdsson (2000)]. Therefore, the numerical simulations performed put particular attention to the development and to the dynamics of the PDC, principally to the behaviour of the solid particles dispersed in it. In this chapter, the reasons for preferring GMFIX software instead of other codes are explained, a numerical test simulation on GMFIX is shown, and the most relevant simulations performed by using GMFIX are described.

Behaviour of solids in a buoyant column

In this paragraph the behaviour of solid particles is analyzed within the eruptive buoyant columns. For this type of columns the computer code MFIX was used.

Reasons for choosing GMFIX software

The collaboration with Sebastien Dartevelle (Los Alamos National Laboratory) and with Greg Valentine (University at Buffalo) made initially available the MFIX (Multiphase Flows with Interphase eXchanges) and afterwards its geophysical version GMFIX. Both software have been developed to numerically solve the Navier-Stokes equations in those cases for which an analytical solution is impossible. The main reason for abandoning MFIX is because in this software the turbulence is not treated thoroughly.

The collapsing of the pyroclastic columns is mainly controlled by the turbulence produced by eddies few hundreds meters large. This kind of turbulence causes the mixing of eddies and heterogeneity at the column flanks, so that the collapsing is favoured only in certain areas, from which, subsequently, the pyroclastic currents are generated [Andrews & Gardner (2009)]. Also the transport mechanism of solid particles in pyroclastic currents is turbulent [Branney & Kokelaar (2002)]. As a consequence, both the interpretation of turbulence and of traction of the particles by gas turbulence are fundamental for the numerical simulation of pyroclastic current. As explained by Dartevelle (2004), these interpretations have been added in GMFIX. Moreover, using MFIX, only one-dimensional results can be obtained, as the trend of vertical velocity of solid particles as a function of time. However, in the pyroclastic currents spatial variations in time and temporal changes in space are found. Therefore it is of primary importance to get two-dimensional results, as it occur using GMFIX.

As GMFIX does, also the software PDAC is able to develop two dimensional simulations. However, GMFIX has been preferred to PDAC because of the continuous and fruitful collaboration established with the authors in the international research project VHub (Cyber-infrastructure for Volcano

Eruption and Hazards Modelling and Simulation, <http://geohazards.buffalo.edu/VHUB/>; Collaborative volcano research and risk mitigation, <http://vhub.org/>).

A test-simulation for the GMFIX software

In this paragraph, the procedure for developing a numerical simulation to test the GMFIX software is presented. The latest version of the GMFIX software, used for all simulations, was made available by the collaboration with Prof. Valentine and Dr. Darteville. In the following, the main models are reported for that simulation, together with the parameters used, the initial and border conditions.

In GMFIX software, either the description of the motion of solid particles produced by the turbulence of the gas phase on the basis of the LES and RANS schemes, either the interaction with the atmosphere (represented by a standard profile), have been added as respect to MFIX code. Between these two models present in GMFIX to describe turbulence, the RANS has been chosen. The LES model, employing large eddies to reproduce turbulence, could not mimic precisely all transformations. On the contrary, the RANS model follows carefully whatever variation occurs [Ferziger & Perić (2002)]. As for the drag motion of the solid particles, it was chosen to describe the friction function by Gidaspow model proposed in 1986 [Vejahati et al. (2009)].

The turbulent motion of the gas phase causes the differential Navier-Stokes equations to be no more linear. Hence, the resolution of these three equations has been carried out by means of an iterative method, in which the passage between two iterations is managed through the under-relaxation factors. In GMFIX, three methods are implemented, namely the SOr (Successive Overrelaxation), the CGStab (Conjugate Gradient Stabilized) and the GMRes (Generalized Minimal Residual). The first one is based on a ω factor which ensures the convergence only if it is less than the optimal value. The CGStab relies on the minimization of the iteration functions. Finally, GMRes found on the reduction to a minimal value of the residues [Ferziger J. & Perić M. (2002)]. As a consequence, CGStab is the most trustworthy, being able to deal with a wide variety of problems without any difficulty.

For the description of the turbulence the domain has been divided in a certain number of cells using a discretization scheme [Ferziger & Perić (2002)]. In particular, among Upwind, Upstream and Lax-Wendroff schemes, the First Order Upwind (FOU) has been chosen, since it presents a better convergence [Darteville et al. (2004)].

The parameters employed in the test simulation are the following: simulation time; time range; viscosity, thermal conductivity and heat capacity for gases and solids; volumetric concentration of solid particles for collision, friction, and for random dispositions; threshold concentration for solids to solve the equation for the momentum; minimum concentration of particles in the flow; threshold concentration for gases, that allows them to be considered as the carrying phase.

To fix the initial conditions, the temperature for all the phases (gas and solid), the velocity, the pressure, the values for k and ϵ for RANS turbulence, and the volumetric concentrations occupied by all phases, were defined over the entire domain. For the granular flow (emitted with constant mass flow), the pressure, the temperature, the vertical exit velocity, the volumetric total concentration, along with the specific one for each class of particles, and their density, were defined. Two classes of particles are present in the flow. The total area of the domain, two-dimensional with a cylindrical symmetry, was established according to the dimensions of the axes (height and radius). The features of the domain have been fixed through the definition of the border conditions [Neri et al. (2003)]. The values of

concentration obtained from the test simulation have been represented by isolines at given times, as a function of distance and height from the vent. The whole numerical simulation is totally analogue to one of those shown in the paper by Dobran et al. (1993).

The most relevant simulations carried out by GMFIX

Several numerical simulations have been performed by employing GMFIX.

The beginning of my work consisted in reproducing a totally concentrated pyroclastic current which moves in a waxing and uniform way. To do that, viscosities and thermal conductivities have been handled as indicated in the test simulation.

To put in evidence viscous and thermal effects in the propagation of the concentrated PDC, viscosities and thermal conductivities were considered as time-dependent. That led to a PDC propagating no longer uniformly because it presents different thickness in the head, body and tail. Moreover, phoenix clouds formed on the PDC body and tail.

The next step was to analyze the aggrading deposition from the traction boundary layer (TBL). The equation that describes the dragging of solid particles by gas turbulence was solved following the RANS model, to get the TBL formed under the PDC. In solving that equation, it is necessary to choose the values of kinetic and dissipative constants, and that allows analyzing the influence of the turbulent viscosity on the dragging of solid particles. Then, to study the TBL slipping motion, sliding friction was changed modifying boundary conditions of the ground.

Finally, to analyze the head inflation during the propagation of PDC, it was necessary the examination of the heating effects through modifications in the values of the heat capacities.

Interpretation of numerical simulation

Through the several simulations carried out with GMFIX, the propagation dynamics of the PDCs was reproduced. The simulations were realized to underline different transport mechanisms of solid particles in the PDCs. In all the numerical simulation the quick forming of traction BL is observed, in which the concentration rises during the time, initially fast, and then slowly. Moreover, the column collapse occurs in a time of few tens of second from the starting of the eruption. The PDCs formed are remarkably not stationary and not uniform.

Comparison with some eruptive events

The simulations presented represent descriptions of possible eruptive scenarios in which the PDCs are developed by the column collapse. They don't represent specific eruptions, since the strong uncertainty in the determination of the source physical parameters concerning the past eruptive events. However, it is possible to attempt comparisons between some aspects of the carried out simulations and PDCs models, proposed in the literature for specific eruptions. The presence of traction BL proposes a relation with the mechanisms that bring to the forming of stratified facies. In the literature the products in which the facies is stratified are assigned to the deposition from low concentration turbulent PDCs, where the sedimentation occurs by traction motion [Lowe (1982), Chough & Sohn (1990)].

Geochronological datings of Neapolitan eruptions

The Neapolitan urban area, where over a million people live and visited by million tourists each year, is a part of the larger active volcanic Phlegrean complex, to which a high volcanic risk is associated [Orsi et al. (2004)]. In this territory, hundreds of eruptions have occurred with spatial and temporal trends not completely unravelled yet. Inside the Campanian region, as a consequence of intensive urbanization, the stratigraphy of the deposits in the city of Naples has been inspected in a more difficult way than the remnant part. With the aim of defining in a more accurate way the eruptive history of Phlegrean complex, putting a particular attention to the autochthonous volcanism of city of Naples, some pyroclastic deposits have been dated by the $^{40}\text{Ar} / ^{39}\text{Ar}$ geochronological method.

In this chapter the most important stratigraphic features of Neapolitan urban area are initially described and discussed. The purpose consists in illustrating shortly the state of the art and underlining some critical points in reconstructing the eruptive history that can be resolved by means of geochronological analysis. Further, the method used to date the volcanic deposits, along with the employed equipment, is presented. Finally, the results obtained on several samples collected in different sites in the Phlegrean area are shown. In the Tab. 1 all the ages discussed in the doctoral thesis are reported, together with the locations of all the samples.

Tab. 1: Geochronological ages of the five samples dated

Sample	Location	Material	Plateau Age	Isochron Age
COR-1	Via Coriolano (Fuorigrotta)	Feldspar	15,88 ± 0,19 ka	15,23 ± 0,53 ka
TRE-1	Trentaremi (Coroglio)	Feldspar	21,64 ± 0,28 ka	20,91 ± 0,63 ka
CSM-B2	San Martino (Vomero)	Feldspar	40,01 ± 0,61 ka	39,77 ± 1,04 ka
VET-1	Veterinaria (Capodimonte)	Feldspar	53,19 ± 1,24 ka	52,91 ± 2,40 ka
CSM-A1	San Martino (Vomero)	Feldspar	78,29 ± 0,35 ka	78,57 ± 0,78 ka

Conclusions

The several numerical simulations carried out with GMFIX allow reproducing a wide range of characteristics concerning the transport dynamics of the PDCs, which are remarkably not stationary and not uniform. They, in fact, are both waxing and waning, and also show a clear vertical stratification of the concentration. In all the cases analyzed, it is evident the fast development of a thin basal layer with a relatively elevated concentration under the more dilute and turbulent remaining part of PDC. This structure of the PDC suggest that the sedimentation mechanism is a function of the active processes in the lower layer (or BL [Branney & Kokelaar (2002)]) which thickens during time, while the upper part dilutes and spreads. Among the various types of BL discussed in literature [Branney & Kokelaar (2002)], the traction one, from which the deposits with a stratified facies originates, has been studied mainly. The structures of the PDCs reproduced can be compared to the PDCs transport and deposition mechanisms of Phlegrean and Vesuvian eruptions. The simulations then allowed reproducing some transport and deposition processes occurred during the eruptions of Neapolitan Yellow Tuff in the Campi Flegrei, and of 79 AD at Vesuvius, as well as some phases that characterized the forming of small tuff-cones of Trentaremi and Capodimonte. This last aspect is substantial also for the volcanic risk investigations.

Moreover, five geochronological datings were carried out with the $^{40}\text{Ar} / ^{39}\text{Ar}$ method on pyroclastic deposits cropping out in the Neapolitan urban area. On the basis of these datings it was possible to backdate the beginning of eruptive activity beyond 78 ka. The high precision $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ datings, for the analysis of the eruptive evolution of the Neapolitan area, are very necessary, since the ones obtained with the method of the ^{14}C results to be significantly younger than the real age already for ages greater than 10 ka [Kitagawa & Van Der Plicht (1998)]. The geochronological age determination of the Neapolitan eruption represent a fundamental element for the realization of volcanic hazard specific maps of the Neapolitan area, in addition to the reconstruction of the eruptive history of this important sector of the Phlegrean area. Mainly for this reason the geochronological analysis results fundamental for the volcanic risk investigations, as well as the numerical simulations.

References

- Anderson K. G., and Jackson R. (1992): “A comparison of the solutions of some proposed equations of motion of granular materials for fully developed flow down inclined planes”, *J. Fluid Mech.*, 241, 145–168.
- Anderson T., and Jackson R. (1967): “A fluid mechanical description of fluidized beds”, *I&EC Fundamentals*, 6, 527-539
- Andrews B. J., and Gardner J. E. (2009): “Turbulent dynamics of the 18 May 1980 Mount St. Helens eruption column”, *Geology*, 37, 895-898
- Barberi F., Innocenti F., Lirer L., Munno R., Pescatore T., and Santacroce R. (1978): “The Campanian Ignimbrite: a major pyroclastic eruptions in the Neapolitan area (Italy)”, *Bull. Volcanol.*, 41, 1-22
- Blong, R.J. (1984): “Volcanic hazards: a sourcebook on the effects of eruptions”, Academic Press, Australia, 1-424
- Beals M., Gross L., and Harrell S. (2000): “Cell aggregation and sphere packing”, <http://www.tiem.utk.edu/~gross/bioed/webmodules/spherepacking.htm>, 1-5
- Bellucci F., Milia A., Rolandi G. and Torrente M.M. (2006): “Structural control on the Upper Pleistocene ignimbrite eruptions in the Neapolitan area (Italy): volcano tectonic faults versus caldera faults”. In: B. De Vivo (Ed.), *Volcanism in the Campania Plain: Vesuvius, Campi Flegrei and Ignimbrites*, Elsevier B.V., 163-180
- Bonadonna C., Ernst G., and Sparks R. (1998): “Thickness variations and volume estimates of tephra fall deposits: the importance of Reynolds number”, *J. Volc. Geotherm. Res.*, 173-187
- Boyle E. J., Sams W. N., and Cho S. M. (1998): “MFIIX validation studies from December 1994 to January 1995”, FETC-97/1042, CRADA PC94–026, U.S. Dep. of Energy, Washington, D. C.
- Branney M., and Kokelaar P. (2002): “Pyroclastic density currents and the sedimentation of ignimbrites”, *Geol. Soc. Mem.*, 27, 1-14
- Brereton N. R. (1970) “Corrections for interfering isotopes in the $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ dating method”, *Earth and Planetary Science Letters*, 8, 427-433
- Bridges R. (1998): “Energy conservation and restitution in inelastic collisions - a simple model”, *Phys. Educ.*, 33, 311-315
- Brown G. & Roshko A. (1974): “On density effect and large structure in turbulent mixing layers”, *J. Fluid. Mech.*, 64, 775–816.
- Calvert A., Lepore S., Perrotta A., and Scarpati C. (2010): “Study of volcanic risk through $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ elevated precision datings of Neapolitan area volcanic deposits”, *Proceeding of the 6th International Conference “Cities on Volcanoes”*, 31 May - 4 June, Tenerife.
- Cappelletti P., Cerri G., Colella A., de’ Gennaro M., Langella A., Perrotta A., and Scarpati C. (2003): “Post-eruptive processes in the Campanian Ignimbrite”, *Miner. Petrol.*, 79, 79-97
- Carey S., and Bursik M. (2000): “Volcanic Plumes”, in “*Encyclopedia of Volcanoes*”, Haraldur Sigurdsson, Academic Press, pp. 527-544
- Cashman K. V., Sturtevant B., Papale P., and Navon O. (2000): “Magmatic Fragmentation”, in “*Encyclopedia of Volcanoes*”, Haraldur Sigurdsson, Academic Press, pp. 421-430

- Chapman S., and Cowling T. (1970): “The mathematical theory of non-uniform gases”, Cambridge University Press, pp. 1-423
- Chough S.K., and Sohn Y.K. (1990): “Depositional mechanics and sequence of a base surge, Songaksan tuff ring, Cheju Island, Korea”, *Sedimentology*, 37, 1115-1135
- Cioni R., Santacroce R., and Sbrana A. (1999): “Pyroclastic deposits as a guide for reconstructing the multi-stage evolution of the Somma-Vesuvius caldera”, *Bull. Volcanol.*, 60, 207-222.
- Clarke A.B., Neri A., Voight B., Macedonio G., and Druitt T.H. (2001): “Computational modelling of the transient dynamics of the August 1997 Vulcanian explosions at Soufriere Hills Volcano, Montserrat: Influence of initial conduit conditions on near-vent pyroclastic dispersal”, *Geol. Soc. Mem. Lon.*, 21, 319-348
- Cole P. D., Perrotta A., and Scarpata C. (1994): “The volcanic history of the southwestern part of the city of Naples”, *Geological Magazine*, 131, 785-799
- Cole P. D., and Scarpata C. (2003): “A facies interpretation of the eruption and emplacement mechanisms of the upper part of the Neapolitan Yellow Tuff, Campi Flegrei, southern Italy”, *Bull. Volcanol.*, 55, 311-326
- Dalrymple G., Alexander E., Lamphere M., and Kraker P. (1981): “Irradiation of samples for the $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ dating using the Geological Survey TRIGA reactor”, United States Geological Survey professional paper, 1176, 1-55
- Dalrymple, G. B. (1989): “The GLM continuous laser system for $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ dating: Description and performance characteristics”, *United States Geological Survey Bulletin*, 1890, 89–96.
- Dartevelle S. (2003): “Numerical and granulometric approaches to geophysical granular flows”, Ph.D. dissertation thesis, Michigan Technological University, 1-130
- Dartevelle S. (2004): “Numerical modeling of geophysical granular flows - A comprehensive approach to granular rheologies and geophysical multiphase flows”, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 5, Q08003
- Dartevelle S. (2005): “Comprehensive Approaches to Multiphase Flows in Geophysics- Application to non-isothermal, non-homogenous, unsteady, large-scale, and turbulent dusty clouds - Hydrodynamic and Thermodynamic RANS and LES Models”, LA-14228, 1-52
- Dartevelle S., and Valentine G. (2007): “Transient multiphase processes during the explosive eruption of basalt through a geothermal borehole (Námafjall, Iceland, 1977) and implications for natural volcanic flows”, *Earth and Planetary Science Letters*, 262, 363-384
- Dartevelle S., Rose W., Stix J., Kelfoun K., and Vallance J. W. (2004): “Numerical modeling of geophysical granular flows - Computer simulations of Plinian clouds and pyroclastic flows and surges”, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 5, Q08004
- De Lorenzo G. (1904): “L’attività vulcanica nei Campi Flegrei”, *Rend. Accad. Sci. Fis. Mat.*, 10, 204–221.
- De Vivo B. et al. (2001) “New constraints on the pyroclastic eruptive history of the Campanian volcanic Plain (Italy)”, *Mineral. Petrol.*, 73, 47-65
- Deino A. et al. (2004) “The age of the Neapolitan Yellow Tuff caldera-forming eruption (Campi Flegrei caldera - Italy) assessed by $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ dating method”, *J.Volcanol. Geotherm. Res.*, 133, 157-170

- Dell'Erba L. (1892): “Considerazioni sulla genesi del Piperno”, *Atti Accad. Sci. Fis. Mat., Napoli*, 5, 1–22.
- Dellino P., Zimanowski B., Büttner R., La Volpe L., Mele D., and Sulpizio R. (2007): “Large-scale experiments on the mechanics of pyroclastic flows: Design, engineering, and first results”, *J. Geophys. Res.*, 112, B04202
- Dobran F., Neri A., and Macedonio G. (1993): “Numerical simulations of collapsing volcanic columns”, *J. Geophys. Res.*, 98, 4231-4259
- Di Girolamo P., Ghiara M.R., Lirer L., Munno R., Rolandi G., Stanzione A. (1984): “Vulcanologia e petrologia dei Campi Flegrei”, *Boll. Soc. Geol. Ital.*, 103, 349–413
- Di Vito M.A., Isaia R., Orsi G., Southon J., de Vita S., D’Antonio M., Pappalardo L., and Piochi M. (1999): “Volcanism and deformation since 12000 years at the Campi Flegrei caldera (Italy)”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 91, 221-246
- Faure G. (1986): “Principles of isotope geology”, John Wiley & Sons
- Fedele L., Insinga D., Calvert A., Morra V., Perrotta A., Scarpati C., and Lepore S. (2009): “⁴⁰Ar/³⁹Ar dating of tuff vents in the Campi Flegrei caldera: towards a new chronostratigraphic reconstruction of the volcanic activity during the Holocene”, *Proceeding of the 7th Geoitalia meeting*, 9-11 September, Rimini.
- Fedele L., Scarpati C., Lanphere M., Melluso L., and Morra V. (2008): “The Breccia Museo formation, Campi Flegrei, southern Italy: geochronology, chemostratigraphy and relationship with the Campanian Ignimbrite eruption”, 70, 1189-1219
- Ferziger J., and Perić M. (2002): “Computational Methods for fluid dynamics”, Springer
- Fisher R. (1979): “Models for pyroclastic surges and pyroclastic flows”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 6, 305-318
- Freda G. (1889): “Sulle masse trachitiche rinvenute nei recenti trafori delle colline di Napoli”, *Rendiconti della Reale Accademia delle Scienze Fisiche e Matematiche*, 3, 38-46
- Freundt A., and Rosi M. (1998): “From magma to tephra”, Elsevier science, pp. 1-318
- Gasparini P., and Mantovani M. S. M. (1984): “Fisica della terra solida”, Liguori, Napoli
- Gera D., Syamlal M., and O’Brien T. (2004): “Hydrodynamics of particle segregation in fluidized beds”, *International Journal of Multiphase Flow*, 30, 419-428
- Gidaspow D. (1986): “Hydrodynamics of Fluidization and Heat Transfer: Supercomputer Modeling,” *Appl. Mech. Rev.*, 39, 1–23
- Gilbert J. S., and Sparks R. S. J. (1998) “The Physics of explosive volcanic eruptions”, *Geological Society Special Publication*, 145, pp. 1-186
- Giordano G. (1998): “The effect of paleotopography on lithic distribution and facies associations of small volume ignimbrites: an insight into transport and depositional systems of WTT Cupa deposits (Roccamonfina volcano, Italy)”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 87, 255-273
- Giordano G., and Dobran F. (1994): “Computer simulations of the Tuscolano Artemisio's second pyroclastic flow unit (Alban Hills, Latium, Italy)”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 61, 69 94
- Gottsmann J., Giordano D., Dingwell D. B. (2002): “Predicting shear viscosity during volcanic processes at the glass transition: a calorimetric calibration”, *Earth and Planetary Science Letters*, 198, 417-427

- Guadagno M. (1926): “La galleria della direttissima—Terzo contributo alla conoscenza del sottosuolo cittadino”, *Atti R. Ist. Inc.*, Napoli, 78, 1–75
- Harlow F. H., and Amsden A. A. (1975): “Numerical calculation of multiphase fluid flow” *J. Comput. Phys.*, 17, 19-52.
- Hemingway B. S. (1987): “Quartz: Heat capacities from 340 to 1000 K and revised values for the thermodynamic properties”, *Am. Miner.*, 72, 273-279
- Hirth J. P., Pound G. M., and Pierre G. R. (1970): “Bubble Nucleation”, *Metall. Trans.*, 1, 939-945
- Hoffmann K., and Chiang S. (2000): “Computational fluid dynamics”, *Engineering Education System*
- Imbò G. (1949) “Annali dell'Osservatorio Vesuviano - Volume unico celebrativo del I centenario dell'Osservatorio Vesuviano”, Stabilimento Tipografico G. Genovese, Napoli, Italy.
- Jenkins, J. T., and Savage S. B. (1983): “A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles”, *J. Fluid Mech.*, 130, 187–202
- Johnston-Lavis H. J. (1888): “Report of the Committee appointed for the Investigation of the Volcanic Phenomena of Vesuvius and its neighbourhood”, Spottiswoode and Co., London, 1–7
- Johnston-Lavis H. J. (1889a): “Report of the Committee appointed for the investigation of the volcanic phenomenon of Vesuvius and its neighbourhood”, Spottiswoode and Co., London, 8-12
- Johnston-Lavis H. J. (1889b): “On a remarkable sodalite trachyte lately discovered in Naples, Italy”, *Geol. Mag.*, 6, 74-7
- Kaminski E., and Jaupart C. (1998): “The size distribution of pyroclasts and the fragmentation sequence in explosive volcanic eruptions”, *J. Geophys. Res.*, 103, 759-779
- Kitagawa H., and Van Der Plicht J. (1998): “Atmospheric radiocarbon calibration to 45.000 ys BP: Late glacial fluctuations and cosmogenic isotope production”, *Science*, 279, 1187-1190.
- Kolmogorov A. N. (1941): “The local structure of turbulence in incompressible viscous fluids for very large reynolds numbers”, *Compt. Rend. Acad. Sci. (SSSR)*, 30, 301
- Lepore S., and Scarpati C. (2010): “Multi-particle numerical simulations of collapsing volcanic columns”, *Proceeding of the 6th International Conference “Cities on Volcanoes”*, 31 May - 4 June, Tenerife.
- Lepore S., and Scarpati C. (2010): “Transient behaviour simulation of large, explosive, and ignimbrite forming eruptions by a multiphase thermo-fluid dynamic model”, *Proceeding of the 85th Italian Geological Society National Conference*, 6-8 September, Pisa.
- Lepore S., Calvert A., Morra V., Perrotta A., and Scarpati C. (2009): “Elevated precision $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ datings of Neapolitan and Phlegraean volcanic deposits using high sensitivity MAP216 mass spectrometer”, *Proceeding of the 7th Geoitalia meeting*, 9-11 September, Rimini.
- Lowe D. R. (1982): “Sediment gravity flow: depositional models with special reference to the deposits of high turbidity currents”, *J. Sed. Petrol.*, 52, 279-297
- Luongo G., Perrotta A., and Scarpati C. (2003) “Impact of 79 AD explosive eruption on Pompeii, I. Relations amongst the depositional mechanisms of the pyroclastic products, the framework of the buildings and the associated destructive events”. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 126, 201-223

- Luongo G., Perrotta A., Scarpati C., De Carolis E., Patricelli G., and Ciarallo A. (2003): “Impact of the AD 79 explosive eruption on Pompeii, II. Causes of death of the inhabitants inferred by stratigraphic analysis and areal distribution of the human casualties” *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 126, pp. 169-200
- Moeng C. (1984): “A large eddy simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence”, *J. Atmos. Sci.*, 41, 2052-2062
- Neri A., and Dobran F. (1994): “Influence of eruption parameters on the thermofluid dynamics of collapsing volcanic columns”, *J. Geophys. Res.*, 99, 833-857
- Neri A., and Macedonio G. (1996): “Numerical simulation of collapsing volcanic columns with particles of two sizes”, *J. Geophys. Res.*, 101, 8153-8174
- Neri A., Ongaro T., Macedonio G., and Gidaspow D. (2003): “Multiparticle simulation of collapsing volcanic columns and pyroclastic flow”, *J. Geophys. Res.*, 108, 2202-2225
- Nicotera P. (1950): “Osservazioni geologiche sulla collina di Posillipo e sulla zona urbana occidentale di Napoli”, *Boll. Soc. Geol. Ital.*, 69, 335-362
- Ongaro T. E., Cavazzoni C., Erbacci G., Neri A., and Salvetti M. V. (2007): “A parallel multiphase flow code for the 3D simulation of explosive volcanic eruptions”, *Parallel Computing*, 33, 541-560
- Ongaro T. E., Clarke A. B., Neri A., Voight B., and Widiwijayanti C. (2008a): “Fluid dynamics of the 1997 Boxing Day volcanic blast on Montserrat, West Indies”, *J. Geophys. Res.*, 113, 1-29
- Ongaro T., Neri A., Menconi G., Vitturi M., Marianelli P., Cavazzoni C., Erbacci G., and Baxter P. (2008): “Transient 3D numerical simulations of column collapse and pyroclastic density current scenarios at Vesuvius”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 178, 378-396
- Orsi G., De Vita S., and Di Vito M. (1996): “The restless, resurgent Campi Flegrei nested caldera (Italy): constraints on its evolution and configuration”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 74, 179-214
- Orsi G., Di Vito M. A., Isaia R. (2004): “Volcanic hazard assessment at the restless Campi Flegrei caldera”, *Bull. Volcanol.*, 66, 514-530
- Parascandola A. (1936): “I vulcani occidentali di Napoli”, *Boll. Soc. Nat.*, 48, 39-58
- Parfitt E. A., and Wilson L. (2008): “Fundamentals of physical Volcanology”, Blackwell, Oxford, 1-256
- Porreca M., Giordano G., Mattei M., and Musacchio P. (2006) “Evidence of two Holocene phreatomagmatic eruptions at Stromboli volcano (Aeolian Islands) from paleomagnetic data”, *Geophys. Res. Lett.*, 33, ...
- Perrotta A., and Scarpati C. (1994): “The dynamics of Breccia Museo eruption (Campi Flegrei, Italy) and the significance of spatter clasts associated with lithic breccias”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 59, 335-355
- Perrotta A., and Scarpati C. (2003): “Volume partition between the plinian and co-ignimbrite air-fall deposits of the CI eruption”, *Mineralogy and Petrology*, 79, 67-78
- Perrotta A., Scarpati C., Luongo G., and Morra V. (2006): “The Campi Flegrei caldera boundary in the city of Naples, Chapter 5 in “Volcanism in the Campania Plain: Vesuvius, Campi Flegrei and Ignimbrites”, Elsevier, pp. 85-96

- Polacci M., Pioli L., and Rosi M. (2003): “The Plinian phase of the Campanian Ignimbrite eruption (Phlegrean Fields, Italy): evidence from density measurements and textural characterization of pumice”, *Bull. Volcanol.*, 65, 418-432
- Riehle J. R. (1957): “Calculated compaction profiles of rhyolitic ash-flow tuffs”, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 84, 2193-2216
- Rittmann A. (1950): “Sintesi geologica dei Campi Flegrei”, *Boll. Soc. Geol. Ital.*, 69, 117–128.
- Rosi M. (1998): “Plinian Eruption Columns: Particle Transport and Fallout - From Magma to Tephra”, A. Freundt and M. Rosi, Elsevier, pp. 139-172
- Rosi M., and Sbrana A. (1987): “Phlegraeen Fields”, *CNR - Quaderni della Ricerca Scientifica n. 114*, 9, pp.1-175.
- Rosi M., Vezzoli L., Castelmennano A., Grieco G. (1999): “Plinian pumice fall deposit of the Campanian Ignimbrite eruption (Phlegraeen Fields, Italy)”, *J. Geophys. Res.*, 91, pp. 179-198
- Scandone R., Giacomelli L., and Fattori Speranza F. (2006): “The volcanological history of the volcanoes of Naples: a review”, *Developments in Volcanology*, 9, 1-26
- Scarpati C., Cole P., and Perrotta A. (1993): “The Neapolitan Yellow Tuff - A large volume multiphase eruption from Campi Flegrei, Southern Italy”, *Bull. Volcanol.*, 55, 343-356
- Scherillo A. (1953): “Nuove osservazioni sulla stratigrafia della città di Napoli (Via Roma, Via Pessina, Via S. Teresa degli Scalzi)”, *Boll. Soc. Nat.*, LXIV, 93–101
- Scherillo A. (1954): “La stratigrafia della zona Vomero–Arenella (Napoli)”, *Boll. Soc. Nat.*, LXIII, 102–112
- Scherillo A. (1956): “La stratigrafia del Nuovo Rione Carità (Napoli)”, *Boll. Soc. Nat.*, LXV, 69-84.
- Scherillo A. (1957): “I tufi antichi tra S. Maria Apparente e via Parco Grifeo in Napoli”, *Boll. Soc. Nat.*, 66, 69-89
- Scherillo A., and Franco E. (1960): “Rilevamento stratigrafico del territorio comunale di Napoli”, *Boll. Soc. Nat.*, LXIX, 255–262.
- Scherillo A., and Franco E. (1967): “Introduzione alla carta stratigrafica del suolo di Napoli”, *Atti Acc. Pont.*, 16, 27-37
- Selim M. S., Kothari A. C., and Turian R. M. (1983): “Sedimentation of multisized particles in concentrated suspensions”, *Am. Inst. Chem. Eng. J.*, 29, 1029-1038.
- Smagorinsky J. (1963): “General circulation experiments with the primitive equations: The basic experiment” *Mon. Weather Rev.*, 91, 99–164.
- Simonin O. (1996): “Continuum modeling of dispersed two-phase flows, in *Combustion and Turbulence in Two-Phase Flows*”, Von Karman Institute of Fluid Dynamics Lecture Series, Report 1996-2.
- Sparks R. S. J. (1976): “Grain size variations in ignimbrites and implications for the transport of pyroclastic flows”, *Sedimentology*, 23, 147-188
- Sparks R. S. J. (1978): “The dynamics of bubble formation and growth in magmas: a review and analysis”, *J. Volcanol Geotherm. Res.*, 3, 1-37
- Sparks R. S. J., Self S., and Walker G. P. L. (1973): “Products of Ignimbrite Eruptions”, *Geology*, 1, 115-118

- Srivastava A., and Sundaresan S. (2003): “Analysis of a frictional-kinetic model for gas-particle flow”, *Powder Technology*, 129, 72-85
- Syamlal M., Rogers W., and O’Brien T. J. (1993): “MFIIX documentation: Theory Guide”, DE94000087, 1-52, U.S. Dep. of Energy, Washington D. C.
- Swanger L. A., and Rhines W. C. (1972): “On the necessary conditions for homogeneous nucleation of gas bubbles in liquid magma”, *J. Crystal Growth*, 12, 323-326
- Tanguy J. C., Ribière Ch., Scarth A., and Tjetjep W. S. (1998): “Victims from volcanic eruptions: a revised database”, *Bull. Volcanol.*, 60, 137-144
- Tannehill J., Anderson D., and Pletcher R. (1984): “Computational fluid mechanics and heat transfer”, Taylor & Francis
- Tennekes H., and Lumley J. L. (1972): “A First Course in Turbulence”, Mass., 1-300, MIT Press, Cambridge
- Todesco M., Neri A., Ongaro T. E., Papale P., Macedonio G., Santacroce R., and Longo A. (2002): “Pyroclastic flow hazard assessment at Vesuvius (Italy) by using numerical modelling: Large-scale dynamics”, *Bull. Volcanol.*, 64, 165-177
- Valentine G. (1987): “Stratified flow in pyroclastic surges”, *Bull. Volcanol.*, 49, 616-630
- Valentine G. (1998): “Eruption column physics”, in “From Magma to Tephra” of A. Freundt and M. Rosi, Elsevier, pp. 91-137
- Valentine G. A. and Kenneth H. W. (1989): “Numerical models of Plinian eruption columns and pyroclastic flows”, *J. Geophys. Res.*, 94, 1867-1887
- Valentine G., Kenneth H. W., and Susan W. K. (1991): “Sources of Unsteady Column Dynamics in Pyroclastic Flow Eruptions”, *J. Geophys. Res.*, 96, 887-892
- Valentine G., Kenneth H. W., and Susan W. K. (1992): “Effects of topography on facies and compositional zonation in caldera-related ignimbrites”, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 104, 154-165
- Valentine G., Zhang D., and Robinson B. A. (2002): “Modeling complex, nonlinear geological processes”, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 30, 35-64
- Vejahati F., Mahinpey N., Ellis N., and Nikoo M. B. (2009): “CFD simulation of gas–solid bubbling fluidized bed: a new method for adjusting drag law”, *Canad. J. Chem. Eng.*, 87, 19-30
- Wendt I., and Carl C. (1991): “The statistical distribution of the mean squared weighted deviation”, *Chem. Geol.*, 86, 275-285
- Wilson C. J. N., and Houghton B. F. (2002): “Pyroclast transport and deposition - Encyclopedia of Volcanoes”, Haraldur Sigurdsson, Academic Press, 545-544
- Wohletz K. H., and Sheridan M. F. (1979): “A model of pyroclastic surge”, *Geol. Soc. Am. Special Paper*, 180, 177-194
- Woods A. W. (1995): “The dynamics of explosive volcanic eruptions”, *Rev. Geophys.*, 33, 495-530
- Zhang Y. (1999): “A criterion for the fragmentation of bubbly magma based on brittle failure theory”, *Letters to Nature*, 648-650



UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI NAPOLI FEDERICO II

FACOLTÀ DI SCIENZE MM. FF. NN.

**DOTTORATO DI RICERCA IN SCIENZE DELLA TERRA
XXIII CICLO**

**Simulazioni Numeriche e Geocronologia delle eruzioni vulcaniche esplosive:
Approcci multidisciplinari per lo studio del Vulcanismo Campano**

Candidato:
Dott. Simone Lepore

Tutor:
Prof. Claudio Scarpati

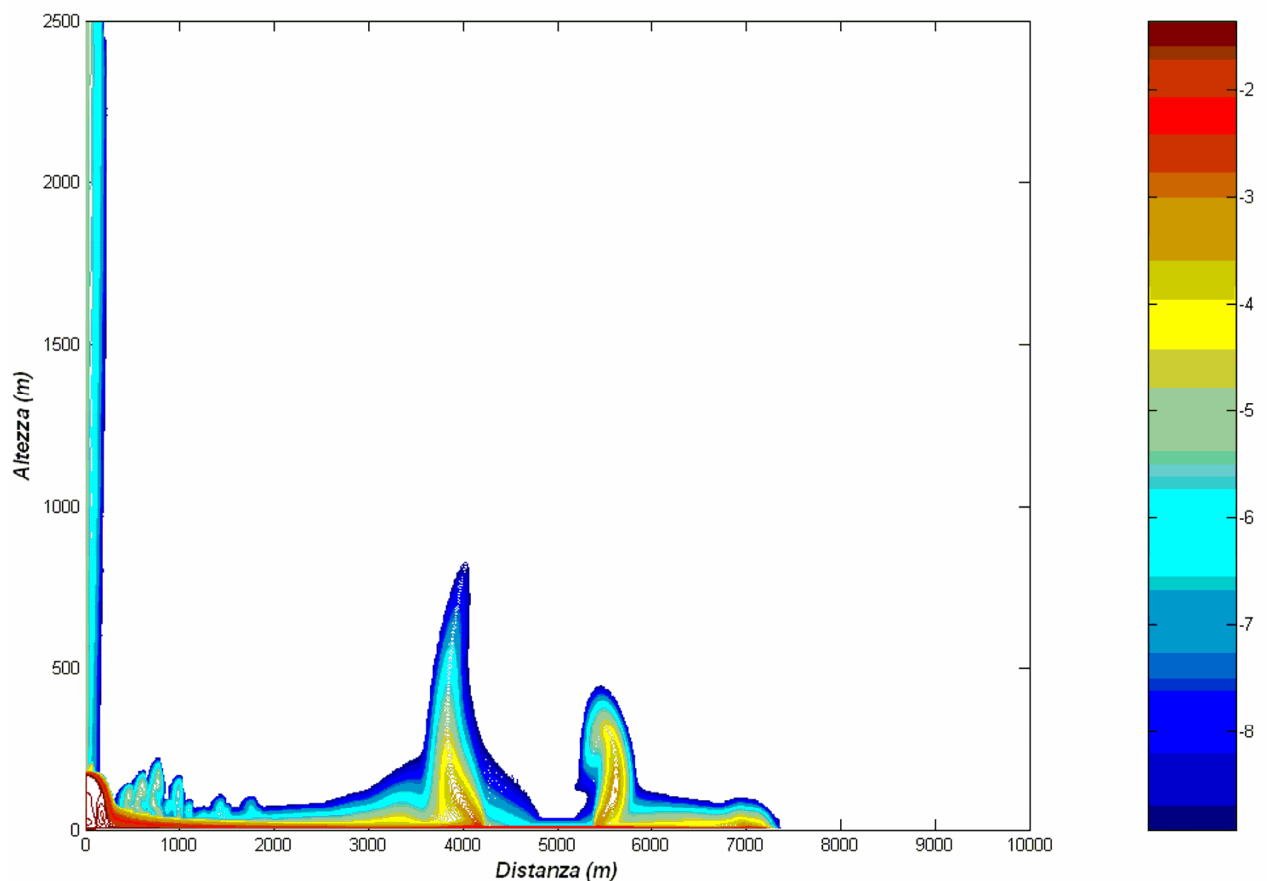
Claudio Scarpati

Coordinatore del Dottorato:
Prof. Maria Boni

Maria Boni

Anno Accademico 2010/2011

Simulazioni Numeriche e Geocronologia di Eruzioni Vulcaniche Esplosive: approcci multidisciplinari per l'analisi del vulcanismo Campano



Dott. Simone Lepore



INDICE

Introduzione (pp. 8-9)

1. Modellizzazione fisico-matematica delle eruzioni esplosive (pp. 10-62)

1.1 Modalità di risalita del magma nel condotto (pp. 11-13)

1.2 Evoluzione delle colonne piroclastiche (pp. 13-18)

1.3 Propagazione delle correnti di densità piroclastiche (pp. 18-23)

1.4 Modellizzazioni numeriche dei flussi piroclastici (pp. 23-38)

1.5 Risultati di letteratura dalle modellizzazioni numeriche (pp. 38-62)

2. Descrizione delle simulazioni numeriche dei flussi granulari (pp. 63-154)

2.1 Comportamento dei solidi in una colonna galleggiante (pp. 65-68)

2.2 I motivi della scelta del software GMFIX (pp. 68-69)

2.3 Una simulazione-test per il software GMFIX (pp. 69-79)

2.4 Le simulazioni più rilevanti svolte con GMFIX (pp. 79-147)

2.4.1 Simulazione 1 (S1) – Figg. 2.12→2.17 (pp. 80-87)

2.4.2 Simulazione 2 (S3) – Figg. 2.18→2.26 (pp. 87-97)

2.4.3 Simulazione 3 (S3) – Figg. 2.27→2.32 (pp. 97-105)

2.4.4 Simulazione 4 (S4) – Figg. 2.33→2.36 (pp. 105-109)

2.4.5 Simulazione 5 (S5) – Figg. 2.37→2.41 (pp. 109-116)

2.4.6 Simulazione 6 (S6) – Figg. 2.42→2.51 (pp. 116-127)

2.4.7 Simulazione 7 (S7) – Figg. 2.52→2.59 (pp. 127-136)

2.4.8 Simulazione 8 (S8) – Figg. 2.60→2.69 (pp. 136-147)

2.5 Interpretazione delle simulazioni numeriche (pp. 148-152)

2.6 Comparazione con alcuni eventi eruttivi (pp. 152-154)

3. Datazioni geocronologiche di eruzioni Campane (pp. 155-179)

3.1 Elementi di stratigrafia e storia eruttiva (pp. 156-159)

3.2 La tecnica geocronologica usata (pp. 159-164)

3.3 La strumentazione impiegata (pp. 164-167)

3.4 I risultati delle datazioni $^{40}\text{Ar} / ^{39}\text{Ar}$ dei depositi (pp. 167-177)

3.5 Evoluzione temporale del vulcanismo Napoletano (pp. 178-179)

Conclusioni (pp. 180-181)

Bibliografia (pp. 182-190)

INDICE DELLE FIGURE

CAPITOLO 1

Fig. 1.1: Rappresentazione della risalita del magma in un condotto vulcanico.	(p. 13)
Fig. 1.2: Confronto tra una colonna eruttiva galleggiante (a) e una collassante (b).	(p. 14)
Fig. 1.3: Esperimento di generazione di correnti piroclastiche da un condotto lungo circa 300 cm.	(p. 16)
Fig. 1.4: Esperimento di generazione di correnti piroclastiche da un condotto lungo circa 50 cm.	(p. 17)
Fig. 1.5: Struttura termica delle correnti di densità piroclastiche.	(p. 18)
Fig. 1.6: Le tredici tipologie di correnti piroclastiche definite da Branney & Kokelaar (2002).	(p. 19)
Fig. 1.7: Le trasformazioni laterali di una corrente piroclastica diluita.	(p. 21)
Fig. 1.8: Due correnti piroclastiche a confronto.	(p. 23)
Fig. 1.9: Il dominio computazionale impostato nel modello numerico DASH.	(p. 25)
Fig. 1.10: Sezione del dominio tridimensionale usato per le simulazioni col codice PDAC.	(p. 29)
Fig. 1.11: Il volume elementare rappresentativo (a sinistra) e la sua collocazione in scala (a destra).	(p. 31)
Fig. 1.12: Comparazione tra i tre regimi di scorrimento.	(p. 32)
Fig. 1.13: I vortici (eddies) dello schema LES dalle piccole alle grandi scale.	(p. 34)
Fig. 1.14: Caduta a cascata dell'energia cinetica turbolenta.	(p. 34)
Fig. 1.15: I due domini tridimensionali, cilindrico (A) e cartesiano (B), per i flussi granulari.	(p. 37)
Fig. 1.16: Isolinee di concentrazione delle particelle solide per un'eruzione esplosiva galleggiante.	(p. 38)
Fig. 1.17: Isolinee di concentrazione delle particelle solide per un'eruzione esplosiva collassante.	(p. 39)
Fig. 1.18: Simulazione numerica di una generica eruzione esplosiva collassante.	(p. 41)
Fig. 1.19: Alcuni grafici ottenuti dalla simulazione numerica A della IIufTA.	(p. 44)
Fig. 1.20: Simulazione numerica di una generica eruzione esplosiva critica.	(p. 45)
Fig. 1.21: Finestre temporali di simulazioni di eruzioni esplosive collassanti a confronto.	(p. 47)
Fig. 1.22: Simulazione numerica di un'eruzione esplosiva di tipo vulcaniano.	(p. 49)
Fig. 1.23: Simulazione numerica di un'eruzione esplosiva collassante Vesuviana.	(p. 51)
Fig. 1.24: Simulazioni numeriche di flussi piroclastici a confronto.	(p. 53)
Fig. 1.25: Simulazione numerica di una generica corrente piroclastica.	(p. 56)
Fig. 1.26: Andamento in altezza della concentrazione volumetrica dei solidi.	(p. 58)
Fig. 1.27: Finestra temporale di una simulazione tridimensionale di una colonna eruttiva.	(p. 59)
Fig. 1.28: Simulazione numerica di un blast vulcanico al Montserrat.	(p. 60)
Fig. 1.29: Finestra temporale di una simulazione numerica di uno scenario eruttivo al Vesuvio.	(p. 62)

CAPITOLO 2

Figure iniziali

- Fig. 2.1: I fenomeni eruttivi associati alle colonne collassanti [modificata da Neri A. et al. (2002)]. (p. 64)
- Fig. 2.2: Suddivisione in domini del sistema di trasporto dei piroclasti nel flusso granulare. (p. 65)
- Fig. 2.3: Andamento della velocità verticale dei solidi nel tempo in una colonna galleggiante. (p. 67)
- Fig. 2.4: Andamento della velocità verticale dei solidi lungo l'altezza in una colonna galleggiante. (p. 68)
- Fig. 2.5: Raffigurazione del tipo di dominio usato nelle simulazioni numeriche. (p. 73)

Simulazione Test

- Fig. 2.6: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 10 s. (p. 74)
- Fig. 2.7: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 20 s. (p. 75)
- Fig. 2.8: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 30 s. (p. 76)
- Fig. 2.9: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 60 s. (p. 77)
- Fig. 2.10: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 100 s. (p.78)
- Fig. 2.11: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 120 s. (p.79)

Simulazione 1 (S1)

- Fig. 2.12: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 30 s. (p. 82)
- Fig. 2.13: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 60 s. (p. 83)
- Fig. 2.14: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 100 s. (p. 84)
- Fig. 2.15: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 125 s. (p. 85)
- Fig. 2.16: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 150 s. (p. 86)
- Fig. 2.17: Isolinee temporali di concentrazione in altezza alla distanza di 1000 m. (p. 87)

Simulazione 2 (S2)

- Fig. 2.18: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 20 s. (p. 89)
- Fig. 2.19: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 40 s. (p. 90)
- Fig. 2.20: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 60 s. (p. 91)
- Fig. 2.21: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 80 s. (p. 92)
- Fig. 2.22: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 100 s. (p. 93)
- Fig. 2.23: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 120 s. (p. 94)
- Fig. 2.24: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 140 s. (p. 95)
- Fig. 2.25: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 160 s. (p. 96)
- Fig. 2.26: Isolinee temporali della concentrazione in altezza alla distanza di 4200 m. (p. 97)

Simulazione 3 (S3)

- Fig. 2.27: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 25 s. (p. 100)
- Fig. 2.28: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 50 s. (p. 101)
- Fig. 2.29: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 75 s. (p. 102)
- Fig. 2.30: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 100 s. (p. 103)
- Fig. 2.31: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 125 s. (p. 104)
- Fig. 2.32: Isolinee temporali della concentrazione in altezza alla distanza di 1500 m. (p. 105)

Simulazione 4 (S4)

- Fig. 2.33: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 30 s. (p. 107)
- Fig. 2.34: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 60 s. (p. 108)
- Fig. 2.35: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 90 s. (p. 109)

Fig. 2.36: Isolinee temporali della concentrazione in altezza alla distanza di 1100 m. <i>Simulazione 5 (S5)</i>	(p. 110)
Fig. 2.37: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 20 s.	(p. 112)
Fig. 2.38: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 40 s.	(p. 113)
Fig. 2.39: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 60 s.	(p. 114)
Fig. 2.40: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 80 s.	(p. 115)
Fig. 2.41: Isolinee temporali della concentrazione in altezza alla distanza di 500 m. <i>Simulazione 6 (S6)</i>	(p. 116)
Fig. 2.42: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 15 s.	(p. 118)
Fig. 2.43: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 30 s.	(p. 119)
Fig. 2.44: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 45 s.	(p. 120)
Fig. 2.45: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 45 s.	(p. 121)
Fig. 2.46: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 75 s.	(p. 122)
Fig. 2.47: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 90 s.	(p. 123)
Fig. 2.48: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 105 s.	(p. 124)
Fig. 2.49: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 120 s.	(p. 125)
Fig. 2.50: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 135 s.	(p. 126)
Fig. 2.51: Isolinee temporali della concentrazione in altezza alla distanza di 1000 m. <i>Simulazione 7 (S7)</i>	(p. 127)
Fig. 2.52: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 25 s.	(p. 129)
Fig. 2.53: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 50 s.	(p. 130)
Fig. 2.54: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 75 s.	(p. 131)
Fig. 2.55: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 100 s.	(p. 132)
Fig. 2.56: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 125 s.	(p. 133)
Fig. 2.57: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 150 s.	(p. 134)
Fig. 2.58: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 175 s.	(p. 135)
Fig. 2.59: Isolinee temporali della concentrazione in altezza alla distanza di 850 m. <i>Simulazione 8 (S8)</i>	(p. 136)
Fig. 2.60: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 10 s.	(p. 138)
Fig. 2.61: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 30 s.	(p. 139)
Fig. 2.62: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 50 s.	(p. 140)
Fig. 2.63: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 70 s.	(p. 141)
Fig. 2.64: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 90 s.	(p. 142)
Fig. 2.65: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 110 s.	(p. 143)
Fig. 2.66: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 130 s.	(p. 144)
Fig. 2.67: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 150 s.	(p. 145)
Fig. 2.68: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 170 s.	(p. 146)
Fig. 2.69: Isolinee temporali della concentrazione in altezza alla distanza di 1000 m. <i>Figure finali</i>	(p. 147)
Fig. 2.69: Variazione della velocità media nelle PDC durante le simulazioni S1-S8.	(p. 150)
Fig. 2.70: Schema della CDP che ha impattato con i muri di Pompei (da Luongo et al., 2003a).	(p. 153)

CAPITOLO 3

- Fig. 3.1:** Grafico dei Jc (verdi) e dei Jm (rossi) in funzione dell'altezza nella fiala. (p. 162)
- Fig. 3.2:** Sezione del reattore nucleare TRIGA installato presso l'USGS. (p. 165)
- Fig. 3.3:** Schema a riquadri della GLM collocata nel laboratorio di Menlo Park dell'USGS. (p. 166)
- Fig. 3.4:** Schema geologico semplificato, con la traccia del bordo calderico dell'Ignimbrite Campana e del Tufo Giallo Napoletano, modificato da Cole et al. (1994) e Perrotta et al. (2006). I martelli numerati indicano l'ubicazione delle colonne stratigrafiche, riportate nella Fig. 3.5. I rombi, invece, la collocazione dei centri eruttivi più antichi dell'Ignimbrite Campana. (p. 168)
- Fig. 3.5:** Colonne stratigrafiche nell'area napoletana. In rosso i campioni prelevati per le datazioni geocronologiche $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ [modificata da Perrotta et al. (2006)]. (p. 169)
- Fig. 3.6:** Diagrammi riguardanti la determinazione delle età per il deposito COR-1. (p. 171)
- Fig. 3.7:** Diagrammi riguardanti la determinazione delle età per il deposito TRE-1. (p. 172)
- Fig. 3.8:** Diagrammi riguardanti la determinazione delle età per il deposito CSM-B2. (p. 174)
- Fig. 3.9:** Diagrammi riguardanti la determinazione delle età per il deposito VET-1. (p. 175)
- Fig. 3.10:** Diagrammi riguardanti la determinazione delle età per il deposito CSM-A1. (p. 177)

INDICE DELLE TABELLE

CAPITOLO 1

Tab. 1.1: Variazione di alcune grandezze nelle cinque simulazioni numeriche	(p. 42)
---	---------

CAPITOLO 2

Tab. 2.1: I parametri adoperati per la simulazione test	(p. 71)
Tab. 2.2: Condizioni iniziali sull'intero dominio e per il flusso granulare	(p. 72)
Tab. 2.3: Valori dei parametri in S1	(p. 81)
Tab. 2.4: Valori dei parametri in S2	(p. 88)
Tab. 2.5: Valori dei parametri in S3	(p. 98)
Tab. 2.6: Valori dei parametri in S4	(p. 106)
Tab. 2.7: Valori dei parametri in S5	(p. 111)
Tab. 2.8: Valori dei parametri in S6	(p. 117)
Tab. 2.9: Valori dei parametri in S7	(p. 128)
Tab. 2.10: Valori dei parametri in S8	(p. 137)
Tab. 2.11: I parametri adottati nelle simulazioni delle PDC; in rosso le variazioni rispetto alla precedente	(p. 148)

CAPITOLO 3

Tab. 3.1: Sintesi delle principali conoscenze stratigrafiche nei Campi Flegrei	(p. 158)
Tab. 3.2: Isotopi dell'argon prodotti durante il bombardamento di neutroni	(p. 161)
Tab. 3.3: Unità eruttive affioranti nell'area urbana napoletana e sigle dei campioni prelevati	
Dove vi è il # significa che non è stato prelevato alcun campione per la datazione	(p. 170)
Tab. 3.4: Età geocronologiche dei cinque campioni datati	(p. 178)

Ringraziamenti

Desidero rivolgere i miei ringraziamenti a tutte le persone che mi hanno validamente aiutato nello svolgimento di questa tesi. In particolare, ringrazio:

Il prof. Claudio Scarpati, mio tutore, per avermi incoraggiato nell'intraprendere questo progetto di tesi e per il suo continuo sostegno.

Il dott. Sebastien Dartevelle (Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico) per avermi reso disponibile il software GMFIX permettendo lo sviluppo delle simulazioni numeriche e per la proficua collaborazione, tuttora in corso, su miglioramenti delle prestazioni del programma.

Il prof. Gregory Valentine e tutto il suo gruppo per avermi accolto con amichevole ospitalità alla University at Buffalo (N.Y.), coinvolgendomi nella loro ricerca e permettendomi di accedere al Computational Center of Research (Buffalo, N.Y.), e per la fruttuosa collaborazione, tuttora in corso, nell'elaborazione delle simulazioni numeriche. Il periodo trascorso a Buffalo (settembre-dicembre 2009) è stato certamente un momento importante per la mia preparazione scientifica.

Il prof. Andrew Calvert (United States Geological Survey) e il suo gruppo per l'aiuto che mi hanno fornito nelle misure di datazione geocronologica durante il periodo trascorso presso il suo laboratorio a Menlo Park, California (settembre-dicembre 2008).

Introduzione

Nella regione Campania sono avvenute numerose eruzioni vulcaniche esplosive, da centinaia di migliaia d'anni fa [ignimbriti più antiche dell'Ignimbrite Campana, De Vivo et al. (2001)] fino ai giorni nostri [eruzione vesuviana del 1944, Imbò (1949)]. I depositi di alcune di queste eruzioni hanno uno spessore considerevole (fino a decine di metri) e ricoprono un'area di migliaia di km². Il verificarsi di queste eruzioni, in associazione con l'elevata densità abitativa dell'area Campana, e in particolare dell'area Napoletana, comporta un notevole rischio vulcanico su un vasto e popolato territorio.

Lo scopo di questa tesi di dottorato è fornire un contributo alla mitigazione di quest'elevato rischio vulcanico attraverso innovative metodologie quantitative. Sono perciò sviluppati due filoni di ricerca, di cui il più importante riguarda la simulazione numerica, attraverso modelli fisico-matematici, della dinamica delle colonne collassanti e delle associate correnti di densità piroclastiche (CDP). Le simulazioni sono utilizzate sia per la ricostruzione del comportamento fisico di alcune fasi delle CDP da eruzioni di diversa magnitudo, ossia i piccoli tuff-cone localizzati nell'area urbana Napoletana [Perrotta et al. (2006)] e il grande evento freatopliniano che ha determinato la messa in posto del Tufo Giallo Napoletano [Scarpati et al. (1993)], sia per la riproduzione dell'impatto delle CDP sull'abitato di Pompei durante l'eruzione vesuviana del 79 d.C.. L'altro filone di ricerca concerne la ricostruzione della storia eruttiva nell'area vulcanica Napoletana mediante la datazione geocronologica [Faure (1986)] di alcuni depositi piroclastici preistorici. Le datazioni eseguite sono molto importanti al fine di identificare correttamente la sequenza dei vari eventi eruttivi del complesso vulcanico Napoletano. Esse ampliano l'intervallo di attività precedentemente definito per la storia vulcanica Napoletana dilatandolo a circa 80 mila anni. Così come le simulazioni numeriche, anche la geocronologia è quindi fondamentale per le indagini sul rischio vulcanico [Gasparini & Mantovani (1984)].

Sono quindi discusse alcune delle numerose simulazioni numeriche di CDP eseguite, con lo scopo di ricostruire la dinamica dell'attività delle eruzioni esplosive considerata potenzialmente più pericolosa. Le CDP sono miscele turbolente non omogenee di gas e frammenti di magma solidificato ad alta temperatura (150 °C ÷ 750 °C [Porreca et al. (2006), Lesti et al. (2010)]), che scorrono sul suolo per l'azione della gravità e per la differenza tra la loro densità e quella dell'atmosfera circostante. Esse possono trasportare grandi volumi di detriti caldi rapidamente e per molti chilometri, e perciò costituiscono una manifestazione vulcanica distruttiva e letale [Branney & Kokelaar (2002)]. La maggior parte dei processi che avvengono all'interno delle CDP è impossibile da osservare, data la loro elevata temperatura e quantità di moto. Dall'esame dei depositi associati, inoltre, è possibile ricostruire soltanto la

dinamica presente nello strato limite (SL) basale (sistema deposizionale) delle CDP [Branney & Kokelaar (2002)]. Per questo motivo da circa vent'anni si è sviluppato un filone di ricerca che utilizza le simulazioni per analizzare la dinamica delle eruzioni vulcaniche esplosive, principalmente quelle collassanti da cui si originano le CDP [Valentine & Wohletz (1989), Valentine et al. (1991, 1992), Dobran et al. (1993), Giordano & Dobran (1994), Neri & Dobran (1994), Neri & Macedonio (1996), Clarke et al. (2001), Todesco et al. (2002), Neri et al. (2003), Dartevelle (2004), Dartevelle et al. (2004), Dartevelle & Valentine (2007), Ongaro et al. (2007, 2008a, 2008b)]. In seguito ad un attento esame dei principali modelli numerici disponibili in letteratura [Dartevelle et al. (2004), Neri et al. (2003)], si è scelto di sviluppare le simulazioni attraverso il software GMFIX (Geophysical Multiphase Flow with Interphase eXchanges). Questo software, che è stato creato recentemente da Sebastien Dartevelle nel 2003, è la versione geofisica del codice computerizzato multiuso MFIX (Multiphase Flow with Interphase eXchanges, <https://mfix.netl.doe.gov/>), che è stato sviluppato al NETL (National Energy Technology Laboratory, USA.) per descrivere l'idrodinamica, il trasferimento di calore, e le reazioni chimiche nei sistemi solido-fluidi. In questa versione sono stati aggiunti i trattamenti [Dartevelle et al. (2004)] dell'interazione tra il sistema solido-fluido e l'atmosfera, della turbolenza, e del trascinamento delle particelle dal moto turbolento gassoso. MFIX è stato nel passato estensivamente validato [Boyle et al. (1998)], e più di recente anche GMFIX [Dartevelle (2005)]. La tecnica di simulazione numerica è stata ampiamente approfondita durante il periodo trascorso presso il Natural Sciences Complex dell'University at Buffalo (New York, USA.).

Inoltre, sono state eseguite le datazioni di depositi di alcune eruzioni vulcaniche esplosive allo scopo di presentare una ricostruzione geocronologica della storia eruttiva dell'area vulcanica Napoletana, elemento critico per la mitigazione del rischio vulcanico di quest'area densamente abitata. All'interno della regione Campania, rispetto al vulcanismo Vesuviano ed a quello dei Campi Flegrei, la ricostruzione del vulcanismo autoctono di Napoli ha ricevuto minore attenzione a causa dell'intensa urbanizzazione. L'evoluzione geocronologica rimane ancora definita soltanto parzialmente, sebbene una sequenza degli eventi eruttivi sia stata proposta da Cole et al. (1994) e integrata recentemente da Perrotta et al. (2006), in conformità a dettagliati studi stratigrafici. Per questo motivo sono state condotte, attraverso il metodo geocronologico $^{40}\text{Ar} / ^{39}\text{Ar}$ [Dalrymple et al. (1981), Dalrymple (1989)], alcune datazioni dei depositi vulcanici preistorici affioranti nell'area urbana Napoletana. Le varie misure di datazione geocronologica sono state eseguite durante il periodo trascorso presso i laboratori del United States Geological Survey (USGS), Menlo Park, California, USA.

I risultati ottenuti dalle simulazioni numeriche e dalle datazioni geocronologiche sono stati l'oggetto di alcune presentazioni in diversi convegni internazionali [Fedele (2009), Lepore (2009), Calvert (2010), Lepore (2010a, 2010b)].

Capitolo 1

Modellizzazione fisico-matematica delle eruzioni esplosive

In questo capitolo è illustrata la dinamica delle eruzioni esplosive, partendo dai processi di risalita del magma nel condotto vulcanico. Si passa poi alla descrizione dell'evoluzione delle colonne eruttive galleggianti e collassanti, con particolare riferimento ai meccanismi di trasporto e deposizione delle CDP. Infine, sono introdotti i principali modelli presenti in letteratura sulla simulazione numerica delle CDP. I risultati ottenuti con questi modelli sono poi comparati e discussi. Lo sviluppo della modellizzazione numerica delle CDP rappresenta uno dei più promettenti campi d'indagine di questi pericolosi fenomeni naturali, sui quali è difficile indagare con misure e osservazioni dirette.

1.1 Modalità di risalita del magma nel condotto

Il verificarsi delle eruzioni vulcaniche è condizionato dall'accumularsi del magma nelle camere magmatiche, collocate al confine tra il mantello e la crosta (Fig. 1.1). Queste camere sono dei serbatoi in cui si accumula il magma, che è risalito grazie al contrasto di densità con le rocce circostanti. Il magma è una miscela viscosa, composta essenzialmente da silicati e generata dalla fusione parziale delle rocce presenti nel mantello. Quando il magma si forma all'interno della Terra, ha origine un'instabilità che genera una spinta per galleggiamento (forza di Archimede), che permette al magma di risalire verso la superficie. La crosta rappresenta, nei confronti della risalita del magma, una barriera di densità che annulla gli effetti della forza di Archimede e tende a farlo ristagnare nei serbatoi. Le modalità di trasporto del magma nel mantello, e in seguito nella crosta terrestre, dipendono dalle proprietà reologiche della roccia incassante [Cashman et al. (2000)]. Le eruzioni avvengono quando un condotto si apre e mette in comunicazione la camera magmatica con il camino eruttivo. L'apertura del condotto è possibile in risposta ad un aumento di pressione nella camera, che può avvenire in seguito a due importanti meccanismi. In una camera aperta (ossia in comunicazione con gli strati sottostanti), si accumula nuovo magma dal mantello nella crosta: questo provoca la crescita della pressione interna e di conseguenza l'apertura del condotto. In una camera chiusa, invece, il raffreddamento del magma, favorito dall'eventuale presenza d'acqua esterna, comporta l'aumento di pressione necessario per l'apertura del condotto [Valentine et al. (2002)]. Nel momento in cui il magma si raffredda, le fasi anidre cristallizzano. Il fuso residuo diventa più ricco in acqua: può così avere inizio un processo di saturazione (Fig. 1.1). Quest'evoluzione provoca l'essoluzione di bolle dei componenti volatili (essenzialmente H₂O e CO₂ gassosi), alla cui formazione è associata un'ulteriore crescita di pressione [Woods (1995)]. In corrispondenza dell'area di essoluzione (Fig. 1.1), perciò, l'energia libera di Gibbs raggiunge un valore critico tale da provocare la fuoriuscita di gas accompagnata dalla formazione di bolle più piccole possibili

per essere stabili [Hirth (1970)]. La decompressione del magma avviene per una concentrazione delle bolle uguale al 10% [Woods (1995)]. In queste condizioni il magma (miscela di liquido e gas intrappolato) raggiunge uno stato che permette l'inizio della risalita nei condotti vulcanici aperti [Cashman et al. (2000)]. Dall'equazione (1) di Swanger et al. (1972),

$$P_s = 100 / \sqrt{(\sigma^3 / 1.6 \times T)} \quad [\text{con } T(\text{media}) = 1300 \text{ K}], \quad (1)$$

si vede che la pressione superficiale P_s della fase gassosa intrappolata è circa il doppio della tensione σ esercitata sulle stesse superfici dalla fase liquida. Durante la risalita, a causa del lavoro da compiere contro la forza gravitazionale e quelle di frizione sulle pareti del condotto, nel magma si riduce la pressione interna. La perdita di pressione riduce la solubilità della fase volatile dissolta nel magma, e ciò implica l'essoluzione delle bolle [Woods (1995)]. A mano a mano che le bolle essolvono, il nuovo magma diventa meno viscoso. Esso è inoltre sottoposto a una rapida decompressione, ossia all'azione di una forza d'attrazione verso l'alto che gli permette di risalire celermente nei condotti vulcanici. Nel frattempo le bolle, inizialmente in modo esponenziale e in seguito in maniera parabolica, aumentano in concentrazione e si dilatano, diminuendo così progressivamente la loro velocità di crescita durante la risalita. La dilatazione delle bolle è controllata dalla diffusione del gas dissolto nel magma, governata a sua volta dalla concentrazione volumetrica dei componenti volatili. L'aumento di concentrazione delle bolle, e la loro dilatazione, provocano la crescita del volume totale della fase gassosa [Sparks (1978)] e della pressione interna (P_b) delle bolle. La pressione interna prodotta dai gas è data dall'equazione (2):

$$P_b = \rho_m g h_{\bar{t}} + 2\sigma / R_{\bar{t}} + \rho_m \left[\dot{R}_{\bar{t}} \cdot \ddot{R}_{\bar{t}} + (3/2) \dot{R}_{\bar{t}}^2 \right] + 4\eta \dot{R}_{\bar{t}} / R_{\bar{t}} \quad (2)$$

In quest'uguaglianza ρ_m è la densità della miscela magmatica e R il raggio delle bolle. Il primo termine rappresenta la pressione idrostatica, il secondo quella superficiale, il terzo quella derivante dalle forze d'inerzia, e il quarto quella proveniente dalla resistenza viscosa [Sparks (1978)]. Non appena la pressione P_b supera la resistenza superficiale del magma circostante e la concentrazione delle bolle è compresa tra il 70% e lo 80% della miscela eruttiva, avviene la frammentazione (Fig. 1.1) del magma [Zhang Y. (1999)]. Questo fenomeno comporta una terza trasformazione del magma in una miscela di frammenti solidi (piroclasti), dispersi in una fase gassosa continua con flusso turbolento. Questa miscela iniettata nell'atmosfera forma una colonna eruttiva (Fig. 1.1) sopra il camino [Cashman et al. (2000)]. In questo caso, le eruzioni vulcaniche si definiscono come esplosive: di conseguenza, esse hanno origine dalla

frammentazione del magma nella parte finale dei condotti vulcanici. L'entità della forza interna ($P_b * S$) regola la pressione del flusso magmatico nella colonna eruttiva rispetto a quell'atmosferica e la sua velocità rispetto a quella del suono [Woods (1995)].

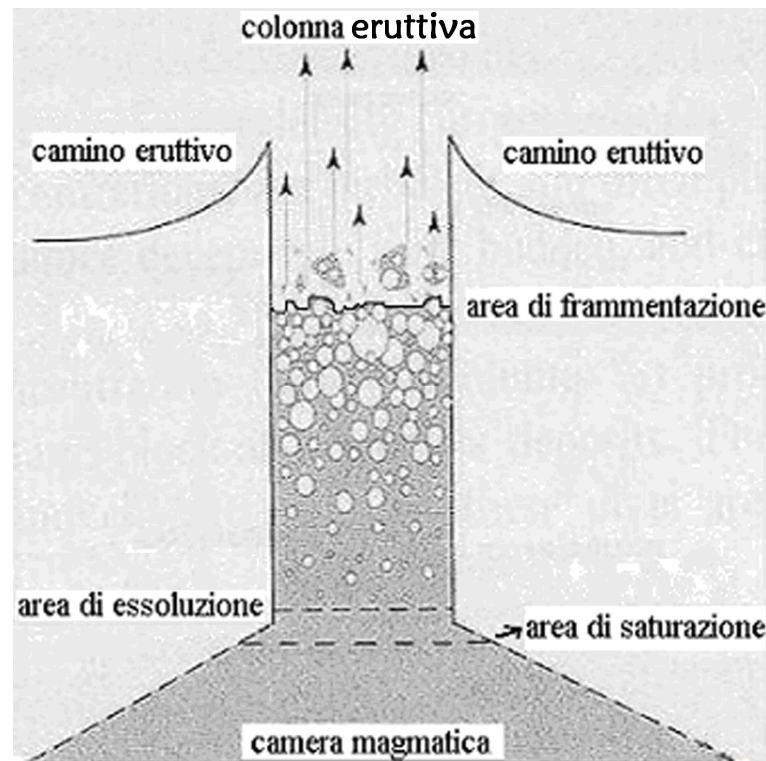


Fig. 1.1: Rappresentazione della risalita del magma in un condotto vulcanico.

L'evoluzione delle colonne piroclastiche, condizionata dalla loro pressione e velocità iniziali, e quindi dalla loro densità, sarà trattata nel paragrafo successivo.

1.2 Evoluzione delle colonne piroclastiche

La colonna eruttiva, che si è formata in base ai meccanismi descritti nel paragrafo precedente, è espulsa verticalmente a getto dal condotto con una velocità d'alcune centinaia di metri per secondo e una temperatura media interna di circa 900 °C. Essa presenta, inoltre, una densità maggiore di quella dell'atmosfera circostante, ($\sim 1.20 \text{ kg/m}^3$) ed è soggetta a una rapida accelerazione, in gran parte controllata dall'espansione dei gas dovuta alla diminuzione di pressione che si verifica durante l'eruzione [Valentine (1998)]. Il suo comportamento è controllato dalla composizione del magma eruttato, dalla quantità, natura e distribuzione granulometrica dei piroclasti, dalla velocità d'espulsione del magma e

dalla geometria del condotto eruttivo [Carey et al. (2000)]. In seguito, mentre risale sotto la spinta dei gas, ingloba e mescola internamente aria a temperatura più bassa dall'atmosfera circostante. Il riscaldamento dell'aria favorisce l'espansione per decompressione già presente, e sovrasta l'eventuale contrazione dovuta all'abbassamento di temperatura. Questo comporta che la densità della miscela, ρ_m , diminuisce notevolmente [Valentine (1998)]. La perdita dei balistici nella regione a getto determina poi un ulteriore abbassamento. Le possibili evoluzioni future della colonna (Fig. 1.2) sono condizionate principalmente dalla relazione tra la densità ρ_m e quella atmosferica ρ_a [Dartevelle et al. (2004)].

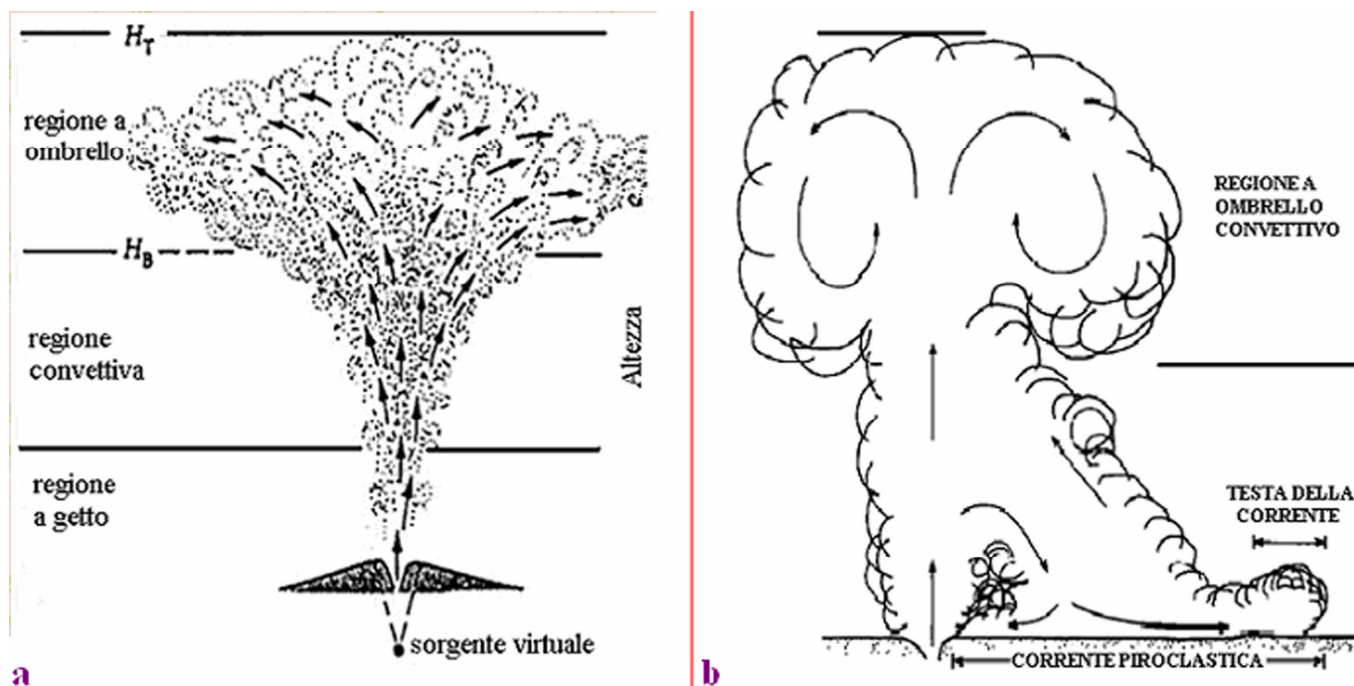


Fig. 1.2: Confronto tra una colonna eruttiva galleggiante (a) e una collassante (b).

Se $\rho_m < \rho_a$, si genera una colonna galleggiante (Fig. 1.2a), la quale dapprima risale sostenuta dai moti convettivi turbolenti finché non si ha $\rho_m \approx \rho_a$, poi si slarga lateralmente a ombrello in modo simmetrico in assenza di venti atmosferici [Valentine (1998)]. L'altezza massima raggiungibile è funzione dell'intensità dell'eruzione, del flusso termico rilevato al camino eruttivo, della velocità d'uscita del magma, della grandezza del cratere, della stratificazione e della composizione dell'atmosfera, e della quantità di piroclasti contenuti nel magma [Carey & Bursik (2000)]. I piroclasti dispersi all'interno si depositano cadendo verticalmente al suolo e formano i depositi da caduta. Questo avviene quando l'attrazione verso il basso, prodotta dalla forza gravitazionale, supera lo sforzo di trascinamento prodotto dalla turbolenza. Se invece $\rho_m > \rho_a$, ha origine una colonna collassante (Fig. 1.2b) dalla quale, in seguito all'abbassamento di pressione durante la risalita e subito dopo la fase di ascesa inerziale, si origina una CDP radiale con una viscosità granulare variabile in base al diverso comportamento reologico dei

piroclasti. All'interno della parte di colonna non collassata, infine, la regione convettiva può fondersi con quella ad ombrello (Fig. 1.2b), originando una nuova regione a ombrello convettivo [Valentine (1998)].

Per descrivere matematicamente le differenze di comportamento tra le due tipologie di colonne piroclastiche (galleggiante e collassante), è molto vantaggioso determinare il numero di Reynolds per queste miscele, definito come:

$$Re = (\rho v / \eta) \cdot r \quad (3)$$

Nell'equazione (3) ρ , v e η sono, rispettivamente, la densità, la velocità e la viscosità della miscela, mentre r è il raggio dei vortici. Di conseguenza, Re mette direttamente in relazione le grandezze inerziali con quelle riguardanti la viscosità. Dai valori che tale numero assume nelle colonne eruttive sostenute, risulta che la turbolenza della zona convettiva presenta vortici di dimensioni comprese tra varie centinaia e qualche migliaio di metri. Questo permette di sostenere soprattutto le particelle fini ad altezze molto elevate. Per le colonne collassanti, invece, il collasso è principalmente controllato dalla turbolenza prodotta da vortici di dimensioni di poche centinaia di metri. Essa provoca mescolamento di vortici ed eterogeneità sui fianchi della colonna, implicando che il collasso sia favorito soltanto in certe aree [Andrews & Gardner (2009)] dove si generano le CDP.

La generazione delle CDP è stata studiata di recente anche attraverso analisi sperimentali. L'apparato usato per alcuni esperimenti è costituito da un tubo cilindrico (condotto eruttivo) riempito con campioni di depositi vulcanici, il cui piatto di base è collegato, attraverso ugelli, con un recipiente pieno di gas ad alta pressione. L'apertura delle valvole del recipiente comporta, per una pressione maggiore del gas, una risalita più rapida del materiale solido frammentato (piroclasti). Per un'energia meccanica specifica del sistema solido-gas minore di 1.5 kJ/kg, si ha lo sviluppo di flussi di taglio totalmente analoghi alle CDP. Il numero di Reynolds di questi flussi è maggiore di 10^6 , perciò essi sono completamente turbolenti [Dellino et al. (2007)]. Attraverso altri esperimenti, eseguiti per analizzare lo sviluppo di flussi di taglio multifase, è stato anche studiato come la lunghezza del condotto influisce sul collasso e sullo sviluppo delle CDP. Per condotti lunghi circa 300 cm (Fig. 1.3) la CDP è poco spessa, densa e a bassa energia. Per condotti lunghi circa 50 cm (Fig. 1.4), invece, la CDP è molto spessa, diluita e ad alta energia [Sulpizio et al. (2008)].

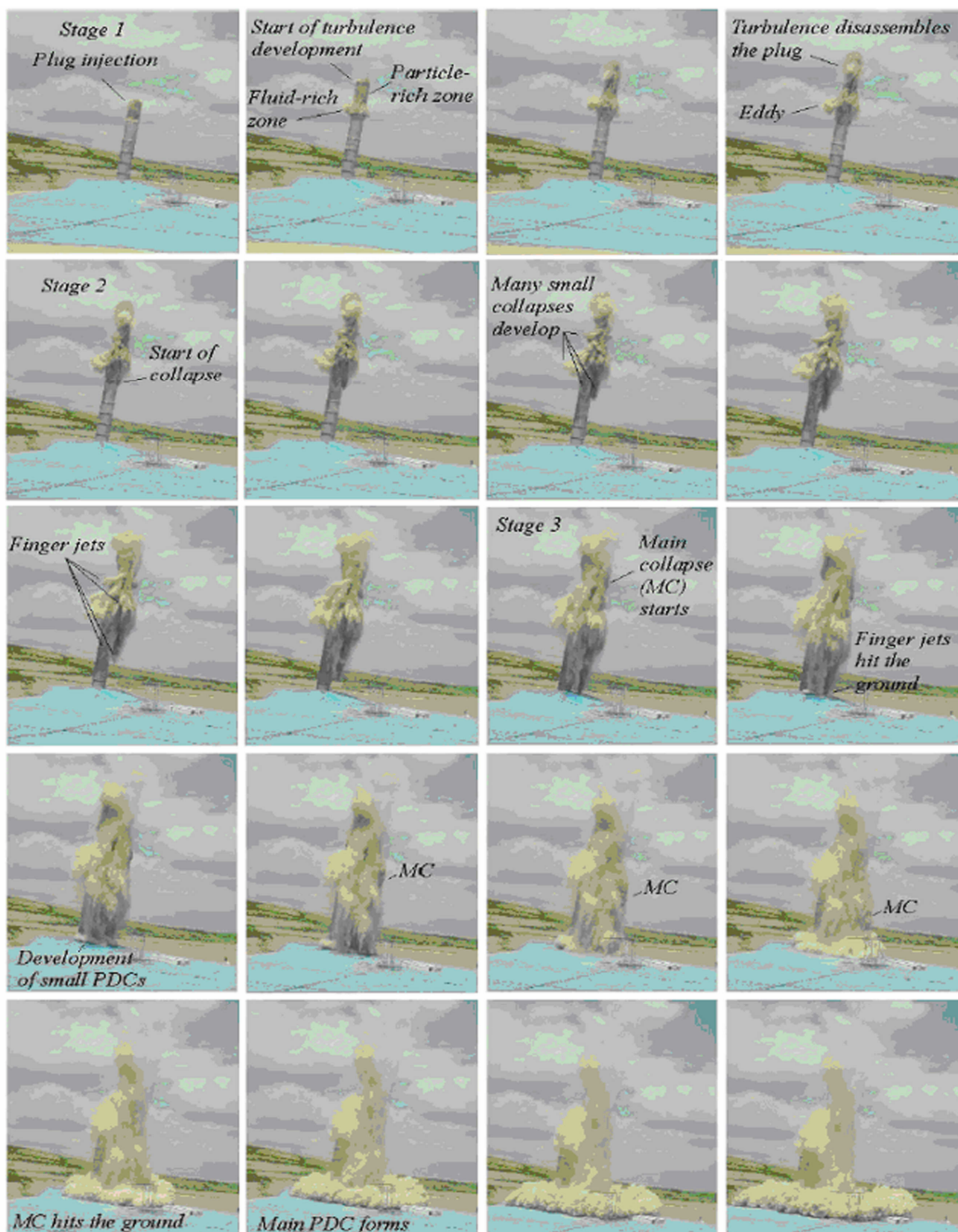


Fig. 1.3: Esperimento di generazione di correnti piroclastiche da un condotto lungo circa 300 cm.

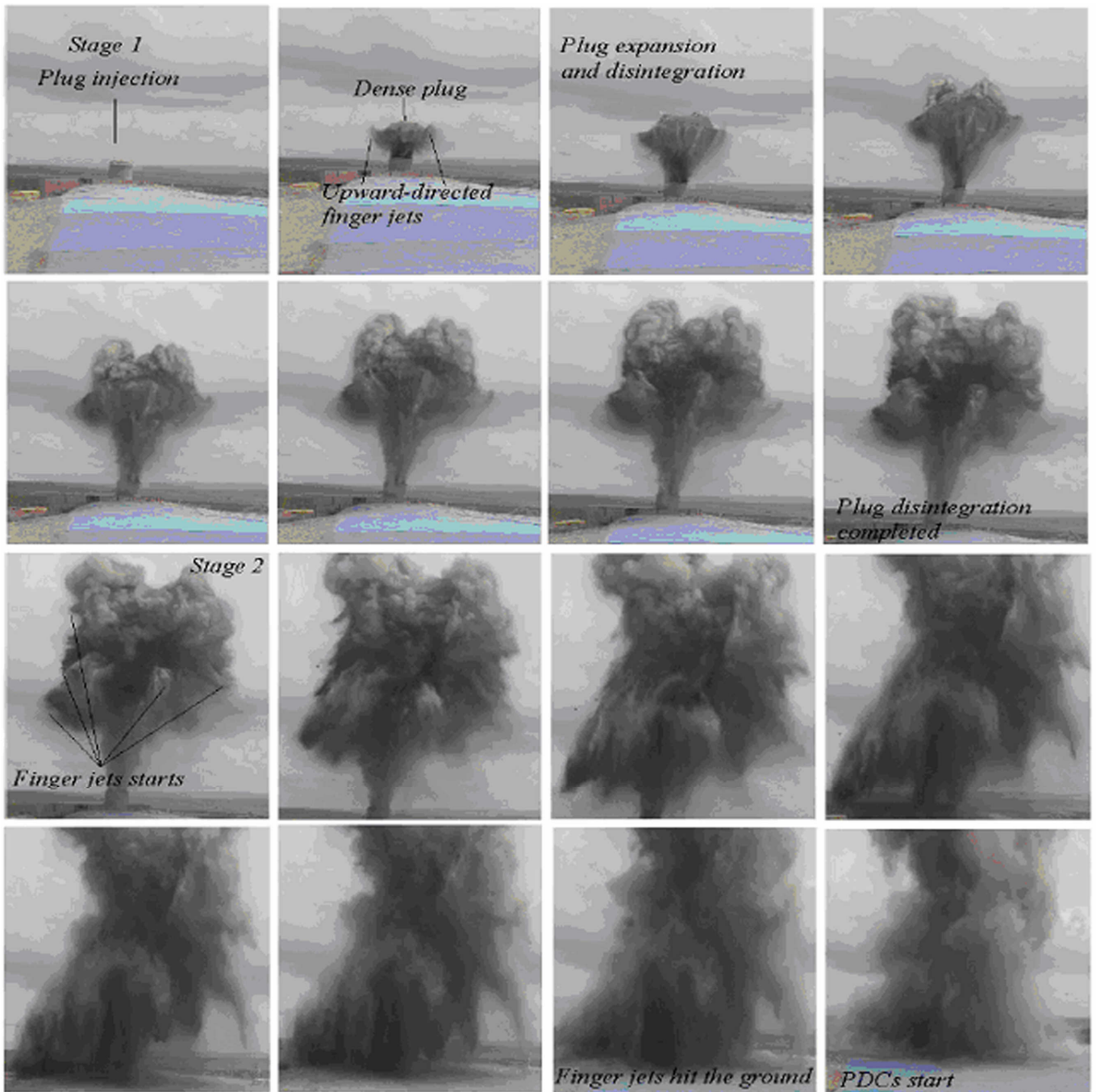


Fig. 1.4: Esperimento di generazione di correnti piroclastiche da un condotto lungo circa 50 cm.

1.3 Propagazione delle correnti di densità piroclastiche

La più recente definizione descrive le CDP come una miscela di gas e piroclasti multifase, eterogenea sia nello spazio sia nel tempo, turbolenta, dissipativa, e ad alta temperatura [Branney & Kokelaar (2002)]. In Fig. 1.5 è riassunta la struttura termica delle CDP e le implicazioni di tale assetto sul suo meccanismo di trasporto e deposizione [Lesti et al. (2010)].

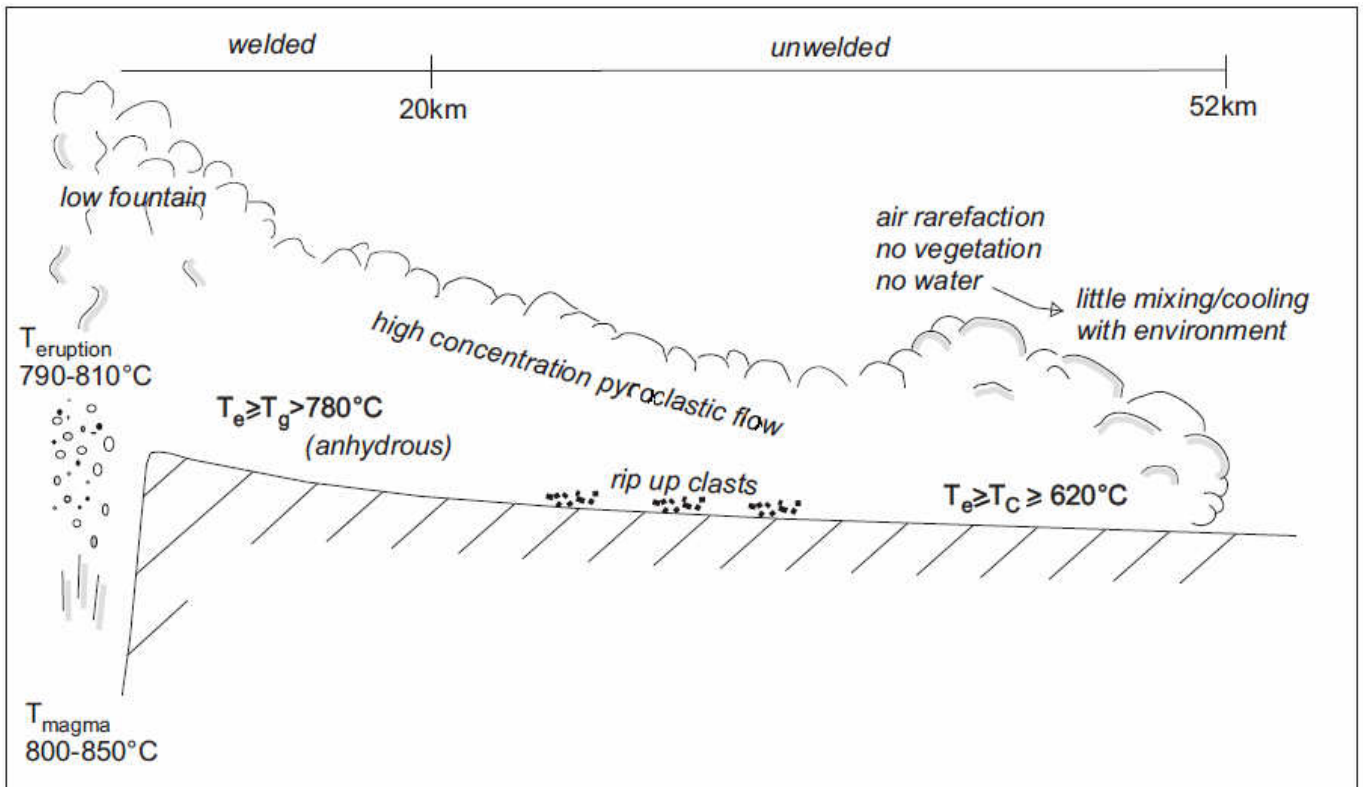


Fig. 1.5: Struttura termica delle correnti di densità piroclastiche.

Le CDP sono state classificate sulla base delle loro variazioni temporali e spaziali. I cambiamenti temporali (non stazionarietà) si hanno quando i parametri che le descrivono variano nel tempo. I cambiamenti spaziali (non uniformità), invece, si hanno quando i parametri che le descrivono variano nello spazio. Le non stazionarietà sono di due tipi: waxing, quando un parametro cresce nel tempo, e waning, quando un parametro diminuisce nel tempo. Le non uniformità sono di due tipi: accumulative, quando un parametro aumenta nello spazio, e depletive, quando un parametro decresce nello spazio [Branney & Kokelaar (2002)]. Questa classificazione ha permesso di definire tredici CDP, come si vede dalla Fig. 1.6. Tra queste, quelle da 3 a 7 possono erodere, la 1 e quelle da 9 a 12 possono depositare, mentre la 2, la 8 e la 13 hanno un comportamento misto.

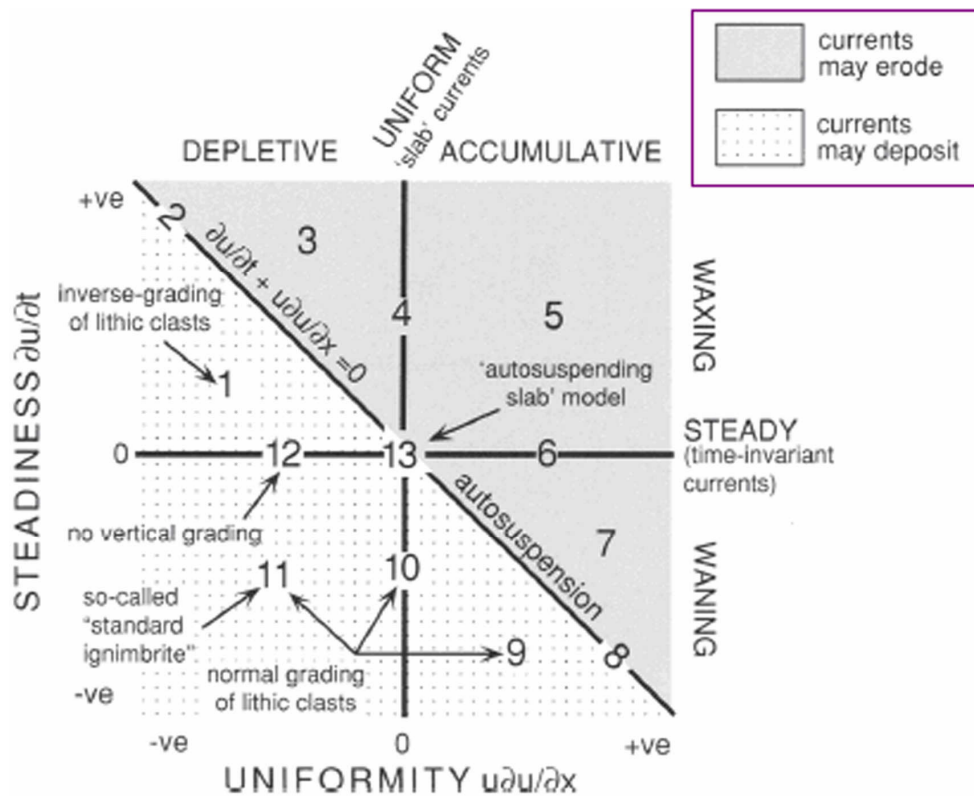


Fig. 1.6: Le tredici tipologie di correnti piroclastiche definite da Branney & Kokelaar (2002).

Tutte queste tredici tipologie di CDP sono state racchiuse tra due di riferimento. La prima è quella totalmente diluita, dove la collisione tra i piroclasti trasportati dalla turbolenza della fase gassosa è poco importante (classicamente, surge piroclastico). La sospensione dei piroclasti è perciò turbolenta in tutti gli strati della CDP, e in modo intermittente può formarsi uno SL trattivo dove i piroclasti rotolano o scivolano. La seconda è quella completamente concentrata, dove i piroclasti sono trasportati principalmente dalla quantità di moto trasferita attraverso le collisioni piuttosto che dalla turbolenza (classicamente, flusso piroclastico). La sospensione turbolenta dei piroclasti riguarda solo gli strati superiori della CDP, mentre in quelli inferiori avviene per interazioni granulari. Si ha la formazione di uno SL trattivo oppure a sedimentazione impedita in base alla concentrazione dei solidi [Branney & Kokelaar (2002)]. La sedimentazione impedita rappresenta una diminuzione della velocità di deposizione dovuta a collisioni tra piroclasti o a risalite del fluido gassoso [Selim et al. (1983)]. In ambedue le tipologie principali di CDP, la distanza percorsa è controllata dal suo flusso di massa, dalla densità, dalla granulometria e dalla rapidità di sedimentazione dei piroclasti, dalla topografia del suolo, e dalla velocità d'inglobamento dell'aria. Il loro comportamento, invece, è condizionato dalla densità, dalla viscosità, dalla velocità, dalla conduttività termica, dall'attrito interno, e dalla grandezza dei piroclasti [Branney & Kokelaar (2002)].

Lungo le pendici di un vulcano, una CDP inizialmente totalmente diluita può trasformarsi in una completamente concentrata (Fig. 1.7). Durante il suo scorrimento, una quantità sempre maggiore di piroclasti sedimenta, e perciò si forma alla base della CDP uno SL dove prevale lo scorrimento per contatto tra i granuli (Fig. 1.7). I piroclasti sedimentano dalle CDP in maniera eterogenea quando l'attrito radente col terreno e la forza gravitazionale eccedono le azioni di traino dei granuli indotte dalla turbolenza. Il tipo di scorrimento dei piroclasti nello SL cambia nello spazio e nel tempo. Inizialmente, lo scorrimento avviene per trazione (Fig. 1.7, sez. 1), con sviluppo di moti di rotolamento o scivolamento. Aumentando poi la concentrazione, si passa ad uno scorrimento prodotto dalla quantità di moto trasferita attraverso le collisioni tra i piroclasti (Fig. 1.7, sez. 2), soggetti a sforzi di taglio. In seguito, diminuisce la velocità di deformazione e quindi si giunge ad uno scorrimento per fluidizzazione (Fig. 1.7, sez. 3), in cui il sistema di supporto dei piroclasti è principalmente la fuga verso l'alto del fluido gassoso. Infine, si riduce la rapidità di sedimentazione e lo scorrimento avviene per caduta diretta dei piroclasti (Fig. 1.7, sez. 4). In questo caso, i piroclasti si depositano direttamente dalla CDP, con irrilevanti meccanismi di rotolamento, scivolamento o interazione. I processi di trasformazione riportati in Fig. 6 rappresentano una possibilità d'evoluzione delle CDP. La deposizione dei piroclasti avviene proprio da questo SL una volta superata una certa concentrazione: di conseguenza, il deposito registra solo il moto delle particelle solide avvenuto in tale strato. Il meccanismo principale di deposizione è d'aggradazione dallo SL (accumulo verticale di piroclasti in successioni regolari con diametro crescente o decrescente dalla base alla sommità del deposito), condizionato dai processi che si sviluppano vicino al confine inferiore di tale strato. La successione delle facies deposizionali che si sviluppano longitudinalmente è la seguente: deposito piroclastico litificato ricco in lapilli a stratificazione incrociata (xsLT), deposito piroclastico litificato ricco in lapilli a stratificazione diffusa (dsLT), e deposito piroclastico litificato ricco in lapilli massivo (mLT) (Fig. 1.7). La stratificazione incrociata ha origine dai moti di trazione dei piroclasti, mentre quella diffusa è generata dai moti innescati dalle loro collisioni. Se le collisioni diventano molto frequenti, allora avviene prematuramente il passaggio ad un deposito massivo, che difatti normalmente deriva da uno SL dominato dalla risalita dei fluidi [Branney & Kokelaar (2002)].

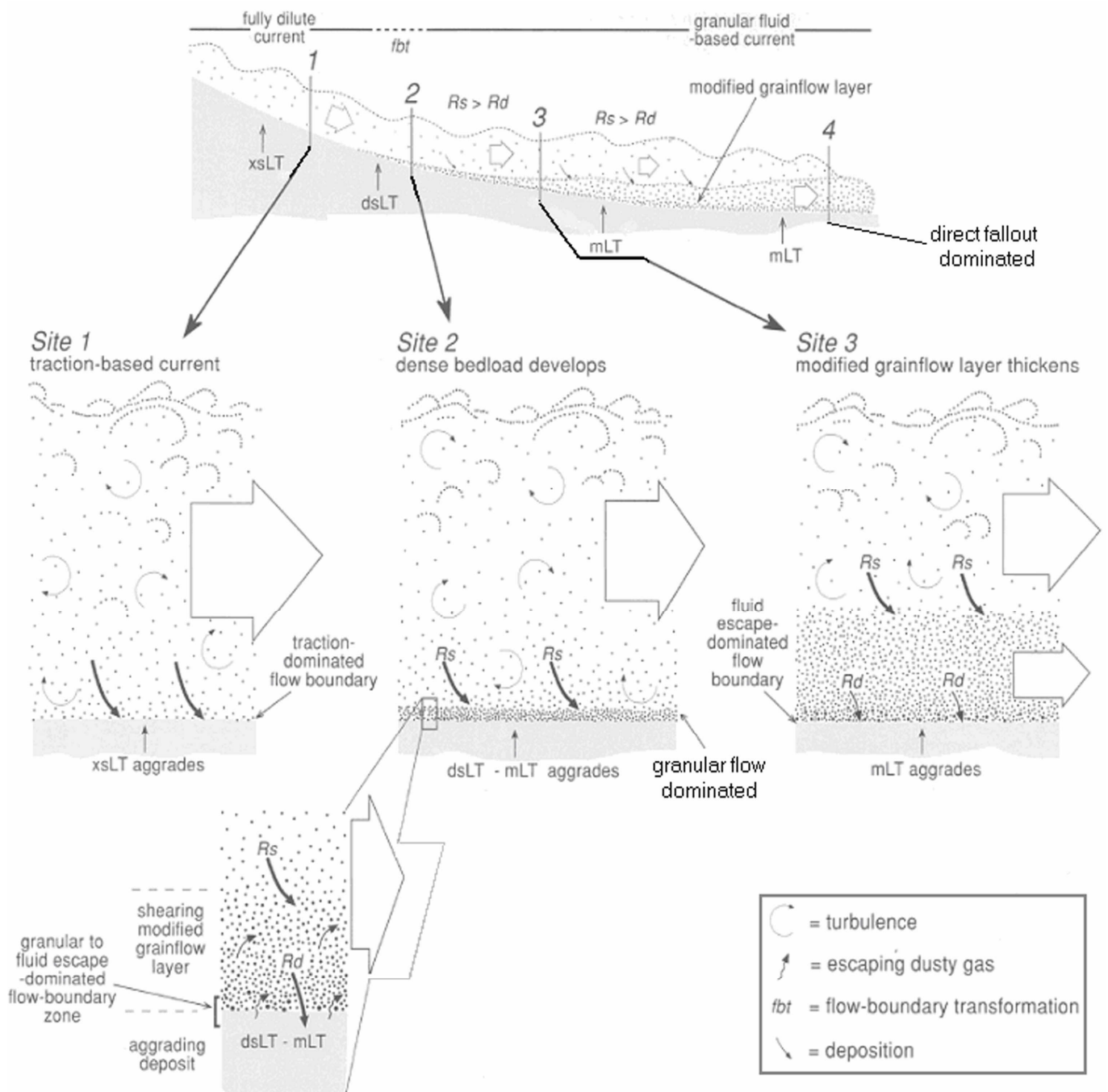


Fig. 1.7: Le trasformazioni laterali di una corrente piroclastica diluita.

L'assetto dei depositi verticale può evidenziare una non stazionarietà dovuta alle trasformazioni temporali, mentre la loro struttura orizzontale può manifestare una non uniformità per i cambiamenti spaziali. Le variazioni temporali sono descritte come discostamenti dalle depochrons (superfici di deposizione isocrone), mentre quelle spaziali come divergenze dalle entrachrons (linee di deposizione isospaziali) [Giordano (1998), Branney & Kokelaar (2002)]. Questo meccanismo di deposizione è ben diverso da quello classico formulato principalmente da Sparks (1976), da Fisher (1979), e da Wohletz & Sheridan (1979). Quest'ultimo prevede una deposizione in massa secondo cui è tutta la CDP,

considerata ad alta concentrazione, laminare, e di poco più spessa del deposito associato, a fermarsi e a depositare istantaneamente, imponendo così un'univoca corrispondenza tra depositi e flussi. Questa modalità di deposizione era stata invocata per spiegare principalmente i depositi massivi, la presenza di blocchi litici in una matrice massiva, e l'esistenza di lobi o levees. In base al modello di Branney & Kokelaar (2002), invece, un deposito massivo deriva dalla risalita dei fluidi nello SL, la presenza di blocchi litici si ha per rotolamento in tale strato, e l'esistenza di lobi o levees è spiegata attraverso deposizioni non uniformi da uno SL alterato da processi accumulativi o depletivi. E' possibile così risolvere tutti i processi con l'aggradazione, senza dover ricorrere alla deposizione in massa che comunque, ad esempio, non spiegava chiaramente i depositi stratificati. Negli anni '70 [Sparks et al. (1973)] fu introdotto per la prima volta il deposito ignimbrico standard, definito come una roccia piroclastica composta essenzialmente da materiale juvenile vescicolato derivante da un flusso piroclastico. La definizione è stata completamente modificata più di recente dopo l'analisi approfondita di vari depositi che si discostavano dall'ignimbrite standard. Secondo Branney & Kokelaar (2002), infatti, l'ignimbrite è costituita da una miscela poco ordinata di pomice e litici sostenuti in una matrice di frammenti vetrosi e cristallini. Essa può essere poco o molto compatta, e inoltre variare in spessore da centimetri a molte centinaia di metri, e in volume da pochi metri cubi a vari chilometri cubici. La sua origine va ricercata nei processi di deposizione dallo SL che si è formato per sedimentazione da CDP sostenute turbolente. Qualche ignimbrite, infine, può mostrare delle caratteristiche derivanti da una deposizione ad alta temperatura (≥ 500 °C).

Le CDP sostenute turbolente sono generalmente definite come un flusso che presenta delle fluttuazioni ciascuna delle quali è dipendente dalle precedenti. Ciò comporta un discostamento sempre maggiore dalle proprietà che caratterizzano i flussi laminari, in cui invece si riscontra la conservazione della massa, del momento e dell'energia. La turbolenza è fortemente in relazione con le proprietà principali della CDP, quindi dipende dallo spazio e dal tempo [Ferziger & Perić (2002)]. Per descrivere come la turbolenza è influenzata dal diametro dei piroclasti, è utile riportare a conclusione del paragrafo alcune osservazioni di Valentine (1987) e di Neri et al. (2003). La turbolenza risulta sfavorita quando nella CDP si ha la prevalenza di piroclasti grossi (Fig. 1.8A). Questo può essere valutato studiando il numero di Rouse P_n che diminuisce al ridursi del raggio delle particelle solide (per $P_n < 2,5$ la turbolenza aumenta sempre). Per piroclasti grossi dunque è appena minore di 2,5 [Valentine (1987)]. Sotto la CDP si sviluppa un underflow layer denso dove prevalgono i meccanismi di scorrimento per collisione delle particelle solide. L'attrito che si produce è elevato e la capacità di scorrimento risulta bassa. Questi sono i motivi per i quali a 400 s la testa della CDP si è propagata per circa 2 km [Neri et al. (2003)]. La turbolenza risulta favorita, invece, quando nella CDP si ha la prevalenza di piroclasti fini (Fig. 1.8B). Il numero di Rouse, infatti, è ben più piccolo rispetto al valore di 2,5 di riferimento [Valentine (1987)]. Di

conseguenza, la turbolenza è maggiore rispetto al caso precedente. Nell'underflow layer sono favoriti meccanismi di scorrimento per fluidizzazione. In questo modo si riduce l'attrito e la capacità di scorrimento diventa più elevata. Questo spiega perché in questo secondo caso a 400 s la testa della CDP si è propagata, invece, per circa 4 km [Neri et al. (2003)]. La Fig. 1.7 evidenzia, quindi, che la CDP rappresentata in B, che presenta un underflow layer più fluidizzato di quello della CDP raffigurata nel riquadro A, percorre una distanza più lunga. La capacità delle CDP di percorrere distanze più lunghe è attribuita proprio alla maggiore fluidizzazione dell'underflow layer [Neri et al. (2003)].

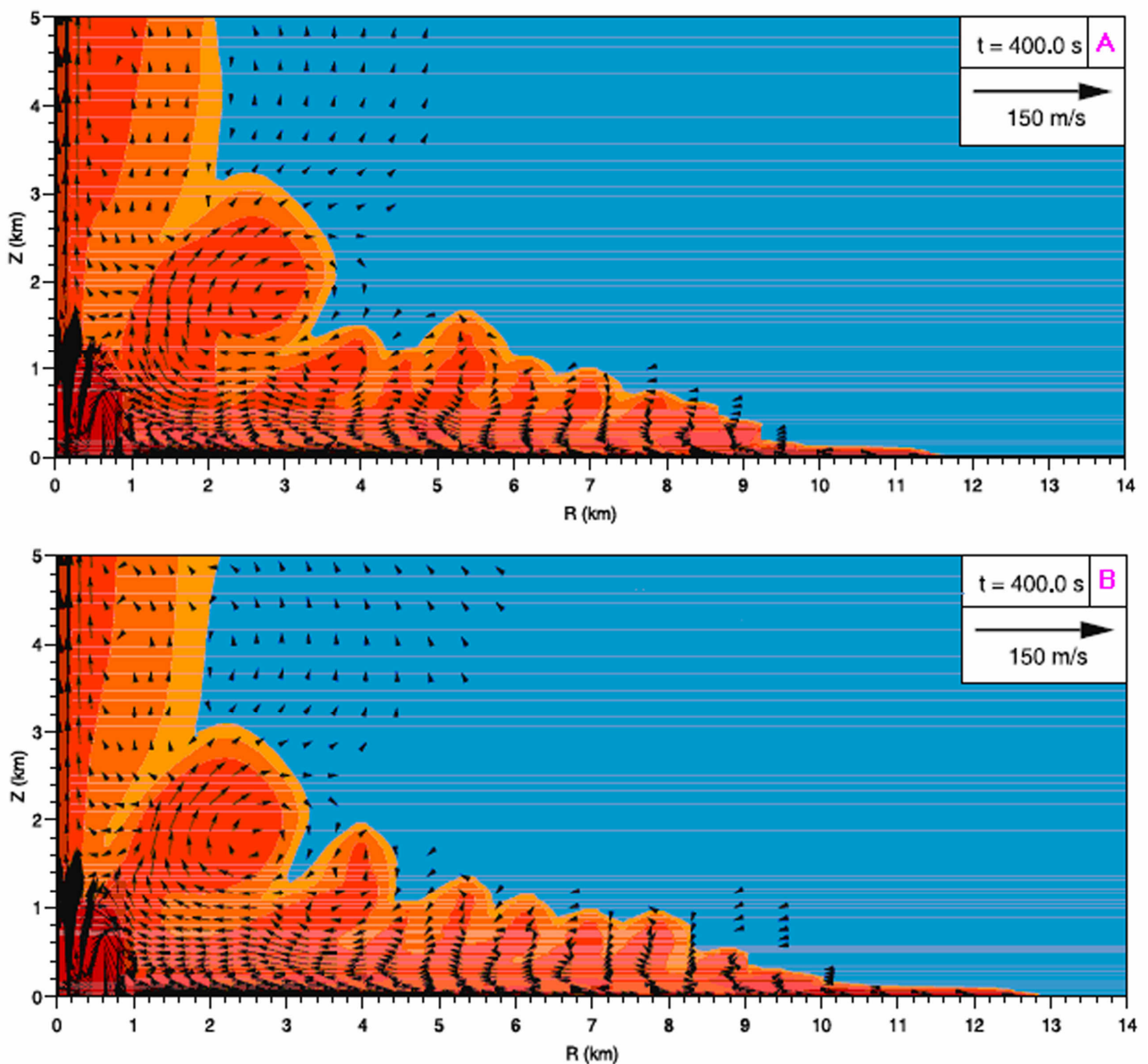


Fig. 1.8: Due correnti piroclastiche a confronto.

1.4 Modellizzazioni numeriche dei flussi piroclastici

Negli ultimi venti anni è stata sviluppata una modellizzazione numerica dei flussi piroclastici mediante diversi programmi. Questi software sono descritti negli articoli di Valentine & Wohletz (1989), Syamlal et al. (1993), Neri et al. (2003) e Dartevelle (2004). Ciò ha permesso di elaborare uno schema completo di simulazione numerica delle colonne e delle CDP, con lo scopo di arricchire e migliorare il modello geofisico illustrato in precedenza. Questa simulazione dei meccanismi di trasporto e di deposizione, associati alle colonne e alle CDP, è stata svolta inizialmente attraverso il software DASH (Dusty Air SHock) ideato al LANL (Los Alamos National Laboratory, New Mexico, USA.) da Valentine nel 1988. In seguito, è stato sviluppato nel 1993 da Syamlal M. al METC (Morgantown Energy Technology Center) del NETL (National Energy Technology Laboratory) il software MFIX. Più tardi, tra il 1995 e il 2002, alla sezione di Pisa dell'INGV (Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia), è stato realizzato da Neri & Macedonio il software PDAC (Pyroclastic Dispersion Analysis Code). Infine, è stato prodotto da Dartevelle nel 2002 al LANL il software GMFIX.

Tramite il software DASH sono state eseguite simulazioni di getti gassosi piroclastici turbolenti bifasi, basandosi sulla soluzione numerica delle equazioni di Navier-Stokes riguardanti la conservazione della massa (4a e 4b), del momento (5a e 5b), e dell'energia (6a e 6b) [Valentine & Wohletz (1989)].

$$\frac{\partial(\theta_g \rho_g)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\theta_g \rho_g \vec{v}_g) = 0 \quad (4a)$$

$$\frac{\partial(\theta_s \rho_s)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\theta_s \rho_s \vec{v}_s) = 0 \quad (4b)$$

$$\frac{\partial(\theta_g \rho_g \vec{v}_g)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\theta_g \rho_g \vec{v}_g \vec{v}_g) = K_g(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) + \theta_g \rho_g \vec{g} - \theta_g (\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}_g) \quad (5a)$$

$$\frac{\partial(\theta_s \rho_s \vec{v}_s)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\theta_s \rho_s \vec{v}_s \vec{v}_s) = K_s(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) + \theta_s \rho_s \vec{g} - \theta_s (\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}_s) \quad (5b)$$

$$\rho_g \theta_g \left[\frac{\partial J_g}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (J_g \vec{v}_g) + J_g \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_g \right] = \dot{Q}_g + \dot{K}_g \cdot \Delta \vec{v} - \tilde{\tau}_g \theta_g (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_g) - p \vec{\nabla} \cdot (\theta_g \vec{v}_g + \theta_s \vec{v}_s) \quad (6a)$$

$$\rho_s \theta_s \left[\frac{\partial J_s}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (J_s \vec{v}_s) + J_s (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_s) \right] = \dot{Q}_s - \tilde{\tau}_s \theta_s (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_s) \quad (6b)$$

In questa formulazione vettoriale di Harlow & Amsden (1975) gli indici g e s indicano rispettivamente gas e solidi, θ la frazione volumetrica, ρ la densità, \vec{v} la velocità, K il momento trasferito, \vec{g} l'accelerazione di gravità, p la pressione esercitata, $\vec{\tau}$ il tensore degli sforzi, J l'energia interna e Q il calore scambiato. Le equazioni (4) stabiliscono che il differenziale totale della massa è uguale a zero. Le (5) stabiliscono che il differenziale totale del momento è pari alla somma della quantità di forza trasferita. Le (6) stabiliscono che il differenziale totale dell'energia interna è identico alla somma dell'energia cinetica, della pressione esercitata e del calore scambiato. Dato che i piroclasti sono considerati come dispersi, si possono ritenere nulli l'energia cinetica e lo sforzo normale nell'equazione (6b). Avendo assimilato il trasporto turbolento dei piroclasti da parte dei gas a quello cinetico-molecolare [Tennekes & Lumley (1972)], si può esplicitare il tensore degli sforzi viscosi:

$$\vec{\tau} = \rho\eta \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial \vec{d}} \right] \text{ dove } \eta = 0.2L|\vec{v}| \quad (7)$$

Nell'equazione (7) \vec{d} rappresenta il vettore per la distanza, e la viscosità η è funzione della lunghezza L e del modulo della velocità. Per risolvere le Navier-Stokes bisogna fissare le condizioni al contorno. Il dominio computazionale bidimensionale è stato impostato come in Fig. 1.9 [Harlow & Amsden (1975)].

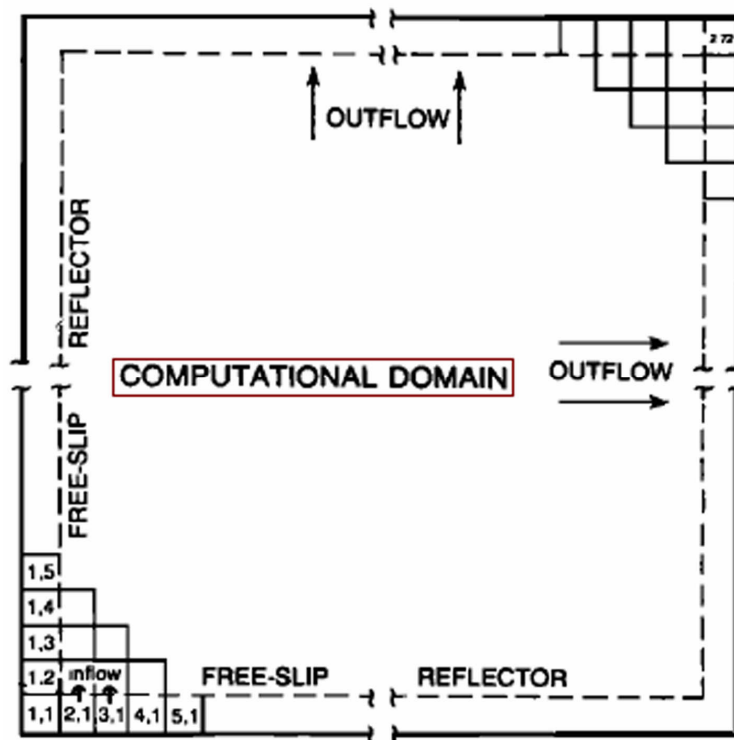


Fig. 1.9: Il dominio computazionale impostato nel modello numerico DASH.

In questo dominio vi sono due riflettori con scivolamento esteso ($\partial v_i / \partial x_k = 0$, attrito nullo) lungo la verticale a sinistra, e lungo l'orizzontale in basso. Lungo la verticale a destra e lungo l'orizzontale in alto, invece, vi sono due pareti attraverso le quali il getto può propagarsi liberamente (outflow boundaries). La superficie di ciascuna cella è pari a L^2 . Dalle celle (2,1) e (3,1) è stato immesso nel dominio un getto turbolento bifase con una certa velocità, pressione, temperatura, capacità termica e concentrazione piroclastica. L'evoluzione del getto è stata osservata attraverso la risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes in ciascuna cella. Sono state analizzate, attraverso questo modello numerico, sia le colonne galleggianti sia quelle collassanti [Valentine & Wohletz (1989)].

Il software MFIX è un codice computerizzato che sviluppa un modello idrodinamico applicabile in molte situazioni. Esso descrive le reazioni chimiche e il trasferimento di calore in flussi densi o diluiti, costituiti da fluidi e solidi, i quali si producono tipicamente in processi di conversione d'energia e nei reattori chimici. I calcoli svolti da MFIX forniscono informazioni dettagliate sulla pressione, temperatura, composizione e distribuzioni di velocità nei reattori. Questo software è strutturato per risolvere le equazioni di bilancio (massa, momento, ed energia) delle fasi gassose e di quelle solide, fissare un numero arbitrario di specie per ciascuna delle fasi, descrivere gli sforzi agenti sulle particelle solide basandosi sulle teorie cinetiche e frizionali, scegliere tra sistemi di coordinate cilindriche o cartesiane, utilizzare di griglie con celle di dimensioni non uniformi, e disporre di varie tipologie di superfici (permeabili, semipermeabili, e isolanti) interne ed esterne [Syamlal et al. (1993)]. Le equazioni presenti in questo codice sono le seguenti (8a, 8b, 9a, 9b, 10a, 10b, 11a, 11b, 12). In queste gli indici g e s indicano rispettivamente gas e solidi, l'indice n si riferisce alle diverse specie, e gli indici m e l alle varie particelle solide. La grandezza θ indica la frazione volumetrica, ρ la densità, \vec{v} la velocità, \vec{g} l'accelerazione di gravità, \vec{I}_{gm} il momento trasferito tra i gas e la particella solida m, \vec{f}_g la resistenza prodotta dalle superfici interne permeabili, \vec{I}_{ml} il momento trasferito tra la particella solida m e quella l, T la temperatura, \vec{q} il calore di conduzione per ciascuna fase, H_{gm} il calore scambiato tra il gas e la particella solida m ed E l'energia granulare delle particelle solide. Inoltre, R è la funzione che descrive i processi fisici che avvengono all'interno del flusso, \vec{S} il tensore degli sforzi, Γ la dissipazione energetica prodotta dalle collisioni, Φ_{gm} il trasferimento d'energia granulare tra il gas e la particella solida m, e Φ_{ml} quello tra la particella solida m e quella l. Le (8) stabiliscono che il differenziale totale della massa è uguale alla quantità di materiale trasferita. Le (9) stabiliscono che il differenziale totale del momento è pari alla somma della quantità di forza trasferita. Le (10) stabiliscono che il differenziale totale della temperatura è identico alla somma del calore di conduzione e di quello scambiato. Le (11) rappresentano la conservazione della massa per ciascuna specie (X definisce la frazione massiva). La (12) stabilisce che il

differenziale totale dell'energia granulare è uguale alla somma dell'energia cinetica, del calore di conduzione, dell'energia di dissipazione e di quella trasferita.

$$\frac{\partial(\theta_g \rho_g)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\theta_g \rho_g \vec{v}_g) = \sum_{n=1}^{N_g} R_{gn} \quad (8a)$$

$$\frac{\partial(\theta_{sm} \rho_{sm})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\theta_{sm} \rho_{sm} \vec{v}_{sm}) = \sum_{n=1}^{N_{sm}} R_{smn} \quad (8b)$$

$$\frac{\partial(\theta_g \rho_g \vec{v}_g)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\theta_g \rho_g \vec{v}_g \vec{v}_g) = \vec{\nabla} \cdot \tilde{S}_g + \theta_g \rho_g \vec{g} - \sum_{m=1}^M \bar{I}_{gm} + \vec{f}_g \quad (9a)$$

$$\frac{\partial(\theta_{sm} \rho_{sm} \vec{v}_{sm})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\theta_{sm} \rho_{sm} \vec{v}_{sm} \vec{v}_{sm}) = \vec{\nabla} \cdot \tilde{S}_{sm} + \theta_{sm} \rho_{sm} \vec{g} - \bar{I}_{mg} - \sum_{l=1}^M \bar{I}_{ml(l \neq m)} \quad (9b)$$

$$\theta_g \rho_g C_g \left[\frac{\partial T_g}{\partial t} + \vec{v}_g \cdot \vec{\nabla} T_g \right] = H_w (T_w - T_g) - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_g - \sum_{m=1}^M H_{gm} \quad (10a)$$

$$\theta_{sm} \rho_{sm} C_{sm} \left[\frac{\partial T_{sm}}{\partial t} + \vec{v}_{sm} \cdot \vec{\nabla} T_{sm} \right] = \sum_{m=1}^M H_{mg} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_s \quad (10b)$$

$$\frac{\partial(\theta_g \rho_g X_{gn})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\theta_g \rho_g X_{gn} \vec{v}_g) = R_{gn} \quad (11a)$$

$$\frac{\partial(\theta_{sm} \rho_{sm} X_{smn})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\theta_{sm} \rho_{sm} X_{smn} \vec{v}_{sm}) = R_{smn} \quad (11b)$$

$$\frac{\partial(\theta_{sm} \rho_{sm} E_{sm})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\theta_{sm} \rho_{sm} E_{sm} \vec{v}_{sm}) = \frac{\tilde{S}_{sm}}{\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_{sm}} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_{E_{sm}} - \Gamma_{E_{sm}} + \Phi_{gm} + \sum_{l=1}^M \Phi_{ml(l \neq m)} \quad (12)$$

Per risolvere tutte queste equazioni bisogna definire le condizioni iniziali e quelle al contorno. Per le condizioni iniziali, è necessario fissare le grandezze θ , ρ , T , X , v , sull'intero dominio computazionale. Per le condizioni al contorno si sceglie di solito una parete isolante sulla verticale a sinistra, una parete riflettente lungo l'orizzontale in basso con un'apertura all'inizio per far entrare il flusso e due pareti permeabili lungo l'orizzontale in alto e la verticale a destra. Per il flusso sono stabiliti separatamente i valori iniziali dei parametri che descrivono la sua futura dinamica.

Il software PDAC, invece, tratta le colonne collassanti e i flussi piroclastici associati come fluidi termici a più particelle. Il modello tiene conto di tutte le condizioni di non equilibrio meccaniche e termiche tra una fase gassosa continua e N fasi solide, ciascuna caratterizzata da specifici parametri fisici

[Neri et al. (2003)]. Le equazioni di Navier-Stokes, perciò, sono scritte per il gas (13a, 14a, 15a) e una generica particella solida (13b, 14b, 15b):

$$\frac{\partial(\theta_g \rho_g)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\theta_g \rho_g \vec{v}_g) = 0 \quad (13a)$$

$$\frac{\partial(\theta_k \rho_k)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\theta_k \rho_k \vec{v}_k) = 0 \quad (13b)$$

$$\frac{\partial(\theta_g \rho_g \vec{v}_g)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\theta_g \rho_g \vec{v}_g \vec{v}_g) = \vec{\nabla} T_g + \theta_g \rho_g \vec{g} - \theta_g \vec{\nabla} p_g - \sum_{k=1}^N D_{g,k} (\vec{v}_g - \vec{v}_k) \quad (14a)$$

$$\frac{\partial(\theta_k \rho_k \vec{v}_k)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\theta_k \rho_k \vec{v}_k \vec{v}_k) = \vec{\nabla} T_k + \theta_k \rho_k \vec{g} - \theta_k \vec{\nabla} p_g - \sum_{i=1}^N D_{k,i} (\vec{v}_k - \vec{v}_i) \quad (14b)$$

$$\rho_g \theta_g \left[\frac{\partial h_g}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_g h_g \right] = \theta_g \left[\frac{\partial p_g}{\partial t} + \vec{v}_g \cdot \vec{\nabla} p_g \right] + \vec{\nabla} \cdot (\chi_g \theta_g \vec{\nabla} T_g) - \sum_{k=1}^N \dot{Q}_{g,k} (T_g - T_k) \quad (15a)$$

$$\rho_k \theta_k \left[\frac{\partial h_k}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_k h_k \right] = \vec{\nabla} \cdot (\chi_k \theta_k \vec{\nabla} T_k) - \dot{Q}_{k,g} (T_k - T_g) \quad (15b)$$

Nelle equazioni (13, 14, 15) θ indica la frazione volumetrica di una certa fase, ρ la densità, \vec{v} la velocità, T la temperatura, h l'entalpia e χ la conduttività. Le grandezze \vec{g} , p_g , $D_{g,k}$, $D_{k,i}$ e $Q_{g,k}$, definiscono, rispettivamente, l'accelerazione di gravità, la pressione esercitata dai gas, la forza di trascinamento tra gas e particelle, la trazione interparticellare e il calore scambiato. L'indice i per le particelle solide nell'equazione (14b) è diverso da k , e può includere anche la fase gassosa. Le equazioni (13) stabiliscono che il differenziale totale della massa è uguale a zero. Le (14) stabiliscono che il differenziale totale del momento è pari alla somma dei gradienti di temperatura e pressione, e delle forze di gravità e di trascinamento. Le (15) stabiliscono che il differenziale totale dell'entalpia è identico alla somma del lavoro esercitato dalla pressione, dell'energia di conduzione, e del calore scambiato [Neri et al. (2003)]. Per risolvere le equazioni di Navier-Stokes bisogna poi definire le condizioni iniziali e quelle al contorno. In un'atmosfera imperturbata composta di vapor acqueo e aria (ossia da due tipi di gas), è stato introdotto da un cratere di un certo diametro il fluido multiparticellare, caratterizzato da una data pressione della fase gassosa e da una temperatura, una densità, una velocità verticale e una concentrazione per tutte le fasi. La velocità orizzontale è stata posta uguale a zero, poiché nella risalita della colonna eruttiva non sono previste espansioni radiali. Le condizioni al contorno sono servite per definire le caratteristiche del dominio tridimensionale in cui si propaga il fluido. Esse sono le seguenti: un piano con scivolamento

nullo ($v_i = v_k = 0$, attrito totale) sul quale il flusso può scorrere, e tre pareti (in alto, a sinistra e a destra) attraverso le quali il flusso può propagarsi liberamente (open-flow boundaries). In Fig. 1.10 è riportata una sezione obliqua del dominio tridimensionale. Nella figura, le celle verdi sono quelle computazionali a scacchiera verticale, radiale e mista [Ongaro et al. (2007)].

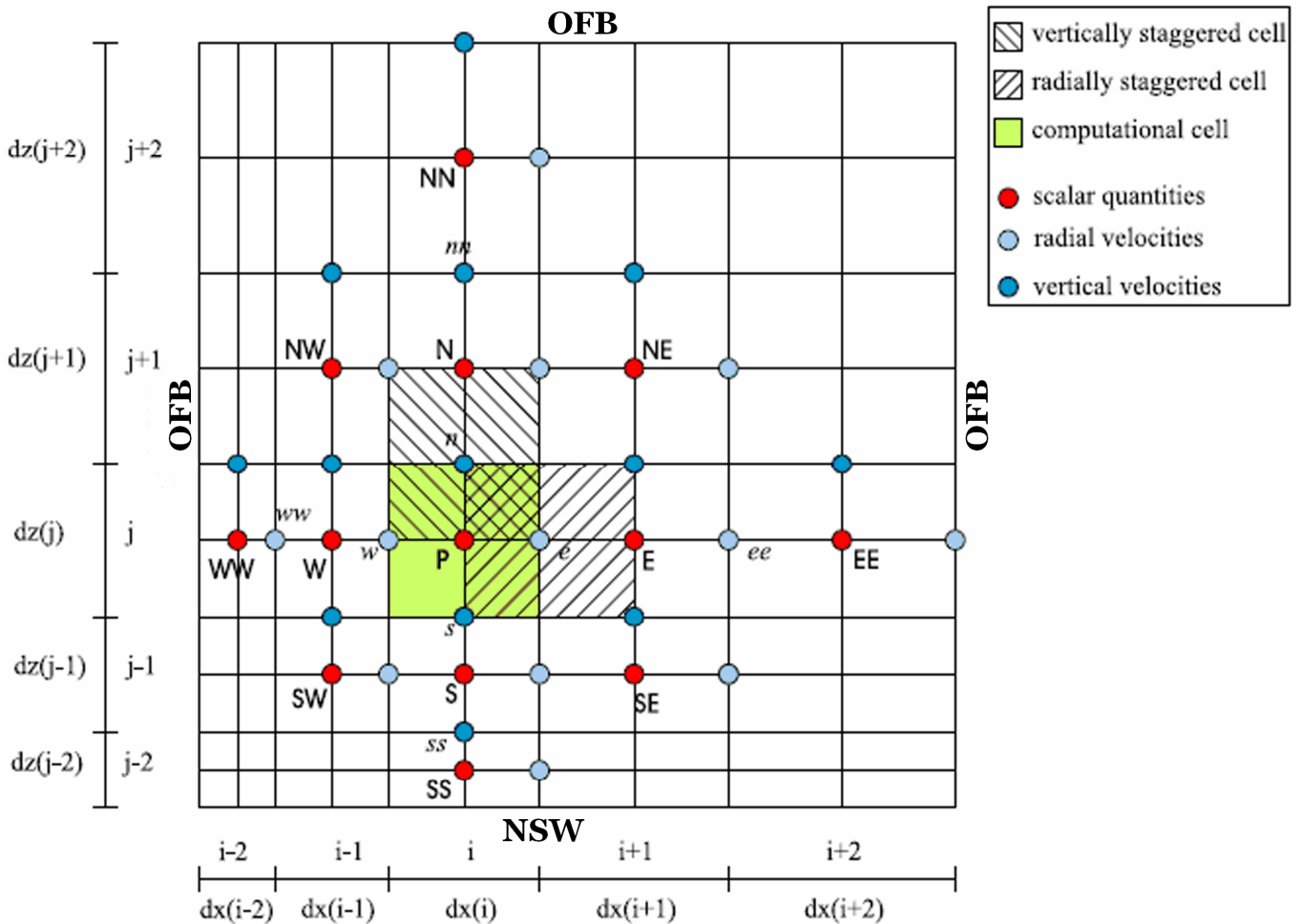


Fig. 1.10: Sezione del dominio tridimensionale usato per le simulazioni col codice PDAC.

Nel software GMFIX, infine, le colonne e le CDP sono state interpretate come flussi granulari multifase. Tali flussi granulari possono essere definiti come una moltitudine di particelle solide discrete inglobate in un fluido mobile interstiziale che funge da fase portante. Essi presentano un'ampia varietà di comportamenti e caratteristiche. Difatti, sono flussi multifase fortemente dissipativi, poiché presentano turbolenza, attriti, e collisioni anelastiche. Inoltre, mostrano un'ampia gamma di concentrazioni dei granuli insieme a reologie complesse non lineari, non uniformi e non stazionarie. Per una descrizione complessiva delle reologie, è richiesta la definizione di un tensore degli sforzi unificato capace di rappresentare adeguatamente gli sforzi per ciascun comportamento. Questi flussi sono stati studiati

estesamente per molte decadi. Le colonne collassanti e i flussi piroclastici sono definiti come flussi granulari concentrati, mentre le colonne pliniane, i surge piroclastici e le nuvole di cenere coignimbristiche come flussi granulari diluiti. In quelli concentrati, la viscosità granulare risulta elevata così come lo sforzo di rottura. Nel passaggio a quelli diluiti, invece, la viscosità granulare si abbassa e similmente anche l'energia d'interazione granulare. La viscosità è fortemente non lineare, non stazionaria e dipendente dalla concentrazione. I flussi granulari non sono stati ancora compresi a fondo, poiché essi si comportano diversamente dagli altri stati comuni (solido, liquido, gas) della materia e anzi dovrebbero essere considerati come degli stati addizionali a sé stanti [Dartevelle (2003)]. Il software GMFIX, in continua evoluzione dal 2002, è stato congegnato proprio per riprodurre l'idrodinamica, lo spettro reologico completo, la turbolenza, e la trazione nei flussi granulari [Dartevelle (2004)].

L'idrodinamica studia in modo specifico la natura multifase dei flussi granulari. Essa si basa sulla risoluzione delle equazioni di conservazione per la massa, il momento e l'energia di gas e piroclasti in un flusso multifase turbolento. Questi flussi sono costituiti da un gran numero di frammenti solidi e ciò comporta la non facile risoluzione di un sistema di N equazioni, ciascuna per ogni singola variazione di flusso. Per porre rimedio a questo problema, è conveniente adottare l'IMF (Implicit Multifield Formalism), che si fonda sulla definizione di un volume elementare rappresentativo (VER, parte sinistra in Fig. 1.10) in cui è possibile trattare sia il flusso granulare come un continuo, sia riferirsi a grandezze medie per gas e piroclasti. E' così possibile sia suddividere domini tridimensionali di flusso sia integrare agevolmente le tre equazioni di Navier-Stokes. E' molto importante scegliere accuratamente la scala di lunghezza del VER, compresa tra la macroscopica e la microscopica (parte destra in Fig. 1.11), poiché una dimensione troppo grossolana comporterebbe la non convergenza delle equazioni di Navier-Stokes.

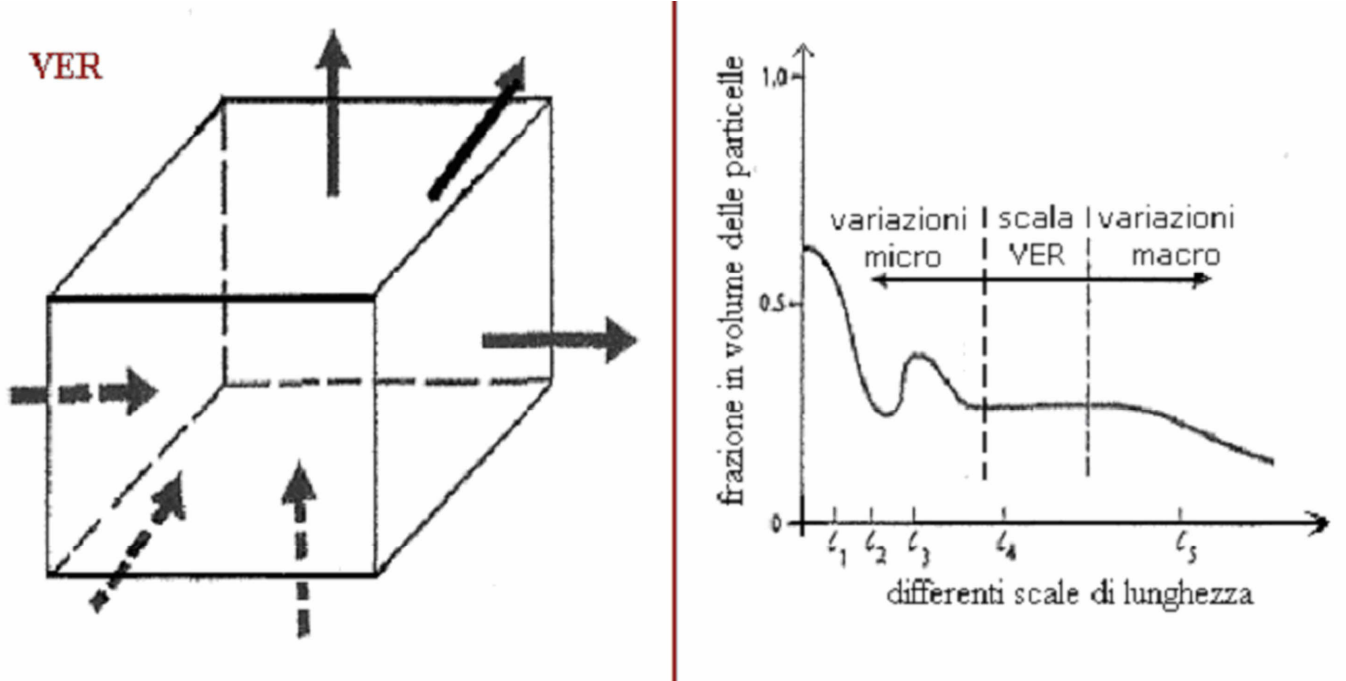


Fig. 1.11: Il volume elementare rappresentativo (a sinistra) e la sua collocazione in scala (a destra).

All'interno del VER si considera il flusso granulare come bifase, e quindi le equazioni di Navier-Stokes (16, 17, 18) si scrivono nel seguente modo:

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_g \vec{v}_g) = 0 \quad (16a)$$

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_s \vec{v}_s) = 0 \quad (16b)$$

$$\frac{\partial (\rho_g \vec{v}_g)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_g \vec{v}_g \vec{v}_g) = K(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) + \rho_g \vec{g} - \vec{\nabla} p - \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}_g \quad (17a)$$

$$\frac{\partial (\rho_s \vec{v}_s)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_s \vec{v}_s \vec{v}_s) = K(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) + \rho_s \vec{g} - \vec{\nabla} p - \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}_s \quad (17b)$$

$$\rho_g C_g \left[\frac{\partial T_g}{\partial t} + \vec{v}_g \cdot \vec{\nabla} T_g \right] = \dot{Q} \Delta T + \dot{K}(\Delta \vec{v}) - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_g - p_g \left[\frac{\partial \theta_g}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \theta_g \vec{v}_g \right] \quad (18a)$$

$$\rho_s C_s \left[\frac{\partial T_g}{\partial t} + \vec{v}_s \cdot \vec{\nabla} T_s \right] = Q \Delta T - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_s \quad (18b)$$

In queste gli indici g e s indicano rispettivamente gas e solidi, θ la frazione volumetrica di una certa fase, ρ la densità, \vec{v} la velocità, K il momento di trascinamento, \vec{g} l'accelerazione di gravità, p la pressione

esercitata, $\bar{\tau}$ il tensore degli sforzi, T la temperatura, Q il calore scambiato, e \bar{q} il calore di conduzione della miscela. Le (16) stabiliscono che il differenziale totale della massa è uguale a zero. Le (17) stabiliscono che il differenziale totale del momento è pari alla somma del gradiente di pressione, degli sforzi viscosi e delle forze d'attrito e di gravità. Le (18) stabiliscono che il differenziale totale dell'energia termica è dato dalla somma dell'energia cinetica, del calore di conduzione e quello scambiato, e del lavoro associato alle variazioni di volume per la fase gassosa. Dato che i piroclasti sono considerati dispersi, si può ritenere nulla l'energia cinetica nell'equazione (18b). La risoluzione numerica diretta è l'approccio migliore per risolvere le tre equazioni differenziali. Questa consente una descrizione corretta dei flussi sia per la parte temporale sia per quella spaziale, senza dover ricorrere a forzate semplificazioni di stazionarietà o di uniformità [Dartevelle (2004)].

La reologia tratta interamente i comportamenti dei granuli, dispersi nel flusso, in base alla loro concentrazione. Lo scopo è di definire i contributi al tensore degli sforzi viscosi nell'equazione (8) per i solidi. Osservazioni sperimentali hanno permesso di riconoscere tre distinti comportamenti di scorrimento dei granuli: cinetico, collisionale, e frizionale [Anderson K. & Jackson R. (1992)]. Il cinetico, nel quale i granuli traslano e fluttuano in modo casuale, caratterizza i flussi granulari diluiti (Fig. 1.12a). Il collisionale, invece, nel quale i granuli possono urtare tra loro, contrassegna i flussi granulari mediamente concentrati (Fig. 1.12b). Il frizionale, infine, nel quale i granuli hanno tra loro dei contatti scivolosi e con sfregamenti, identifica i flussi granulari molto concentrati (Fig. 1.12c) [Dartevelle (2004)].

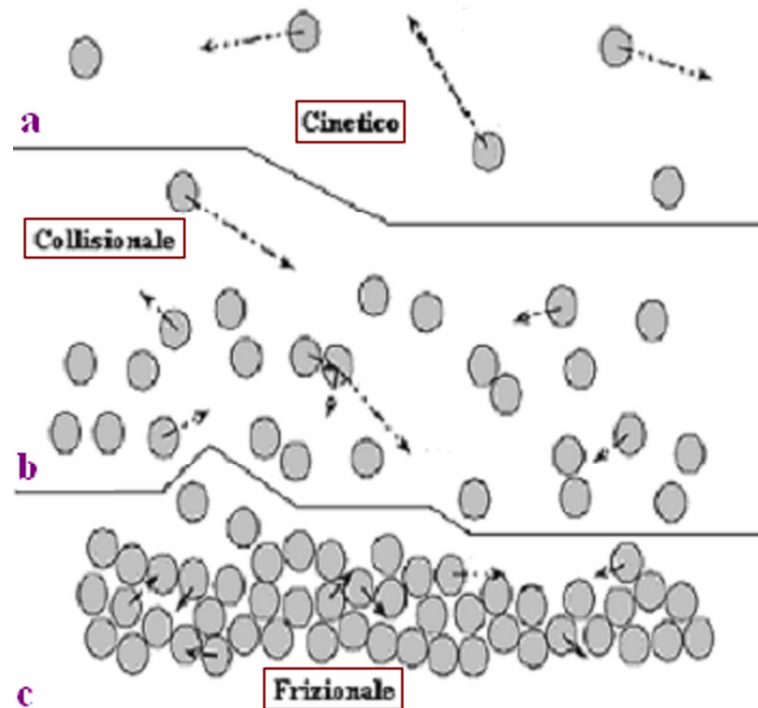


Fig. 1.12: Comparazione tra i tre regimi di scorrimento.

Indagini matematiche hanno richiesto la definizione di un tensore generale degli sforzi capace di descrivere in modo adeguato tutti e tre i comportamenti. Il modo più semplice per comporre il tensore generale è quello di associare a ciascun comportamento un tensore caratteristico [Anderson & Jackson (1992)], e poi sommarli tra loro:

$$\hat{S}_{\text{gen}} = \hat{S}_{\text{ci}} + \hat{S}_{\text{co}} + \hat{S}_{\text{fr}} \quad (19)$$

Nell'equazione (19) \hat{S}_{gen} rappresenta il tensore generale, \hat{S}_{ci} quello associato al comportamento cinetico, \hat{S}_{co} quello riferito al collisionale, e \hat{S}_{fr} quello collegato al frizionale. Si osserva, quindi, che il tensore degli sforzi presente nell'equazione di conservazione riguardante il momento è costituito da tre termini, ciascuno dei quali corrisponde a ogni singolo comportamento reologico dei granuli. Ciò ha permesso di definire una metodologia di risoluzione per l'equazione (17b) [Jenkins & Savage (1983)].

La turbolenza della fase gassosa è un fenomeno molto complesso, dissipativo, irregolare, e difficile da modellizzare in gran dettaglio senza osservazioni empiriche. Esso, infatti, dipende fortemente dalle proprietà principali spazio-temporali dei flussi granulari. Per riprodurlo adeguatamente è quindi necessario adottare una descrizione più locale dei flussi granulari. Ne consegue che si rappresenta in modo opportuno superando l'IMF e suddividendo in celle il VER. Uno schema di cui ci si può servire è il LES (Large Eddy Simulations), il quale si basa su considerazioni statistiche elaborate per flussi granulari con un numero di Reynolds sufficientemente elevato [Kolmogorov (1941)]. Secondo queste osservazioni, si ritiene che un campo turbolento sia composto di strutture vorticosi (eddies), ciascuna di differente scala caratteristica. Gli effetti dei vortici sono analizzati solo a grande scala, suddividendo il VER in celle di dimensioni al massimo di dieci metri [Dartevelle (2004)]. Questo schema di simulazione, in cui gli effetti della turbolenza sono rappresentati attraverso vortici (Fig. 1.13), è riconosciuto come un eccellente sistema fisico e matematico per sviluppare dei modelli di turbolenza multifase che tengono conto sia dell'accoppiamento tra effetti turbolenti associati a ciascuna singola fase, sia del trasferimento di massa tra più fasi [Dartevelle (2004)]. La velocità di scorrimento del flusso granulare è in relazione con le dimensioni dei vortici, che per svilupparsi devono avere dimensioni non più piccole di un certo valore di riferimento [Brown & Roshko (1974)].

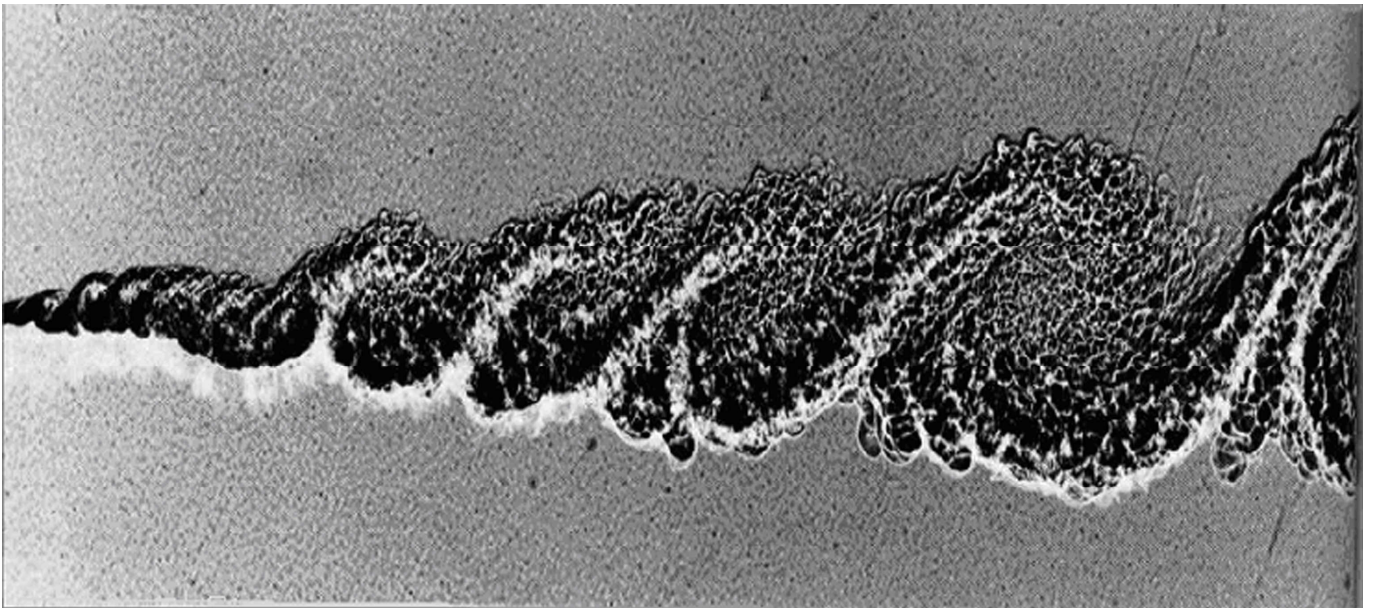


Fig. 1.13: I vortici (eddies) dello schema LES dalle piccole alle grandi scale.

L'instabilità delle strutture vorticosi comporta che l'energia cinetica turbolenta presenti una caduta a cascata senza attrito dalle strutture più grandi a quelle più piccole (Fig. 1.14). Il processo si arresta a quelle strutture sufficientemente piccole per le quali la viscosità granulare sia in grado di dissipare l'energia cinetica trasferita. Da considerazioni empiriche è stato inoltre stabilito il valore delle dimensioni dei vortici per i quali avviene la dissipazione dell'energia trasferita [Moeng (1984)].

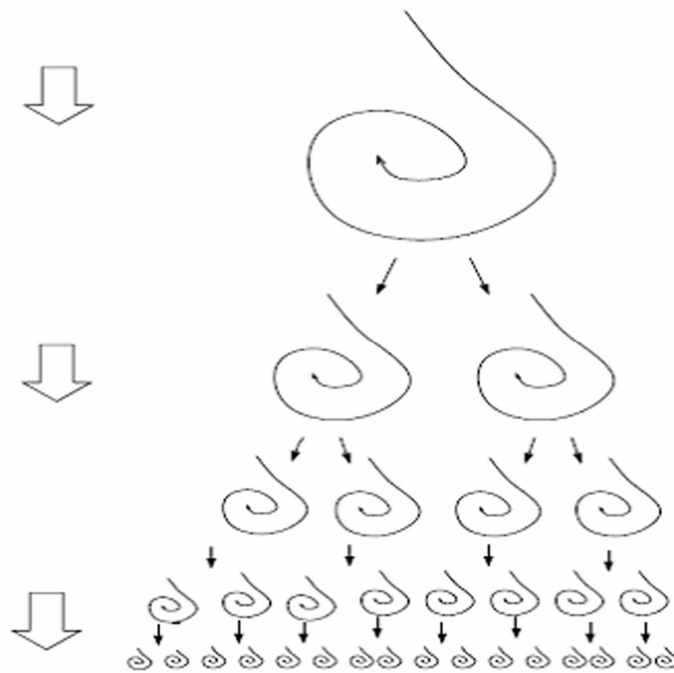


Fig. 1.14: Caduta a cascata dell'energia cinetica turbolenta.

Secondo alcune riflessioni teoriche, sono state definite due grandezze associate alla dissipazione prodotta dalla viscosità granulare, ossia il tensore degli sforzi viscosi turbolenti (20) e il flusso di calore (21) turbolento [Smagorinsky (1963)].

$$\tilde{\tau}_{\text{tur}} = 2 \eta_{\text{tur}} \tilde{\delta} \quad (20)$$

$$Q_{\text{tur}} = -k_{\text{tur}} \vec{\nabla} T \quad (21)$$

Nell'equazione (20) η_{tur} indica la viscosità turbolenta e $\tilde{\delta}$ il tensore delle deformazioni. Nella (21), invece, k_{tur} è la conduttività termica turbolenta vorticoso e $\vec{\nabla} T$ il gradiente della temperatura. Al fine di completare la descrizione teorica della turbolenza, la prima grandezza va poi inserita nell'equazione di conservazione del momento e la seconda nell'equazione di conservazione dell'energia. Le due nuove equazioni devono essere risolte, a tal punto, tenendo conto anche di questi termini aggiuntivi. Un altro schema di modellizzazione della turbolenza è rappresentato dal RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes). Seguendo questo schema, si assume che ciascuna grandezza Φ definita in un campo turbolento sia scomponibile (22) nella somma del valor medio $\bar{\Phi}$ e di un termine di perturbazione $\tilde{\Phi}$ [Ferziger & Perić (2002)].

$$\Phi(x,t) = \bar{\Phi}(x) + \tilde{\Phi}(x,t) \quad (22)$$

Riscrivendo le tre equazioni di Navier-Stokes (17, 18a e 18b) in base a questa scomposizione, si possono distinguere due gruppi di termini, di cui uno cinetico e l'altro dissipativo. Gli effetti della turbolenza, in questo schema, sono descritti attraverso una nuova equazione (23).

$$\rho_m \cdot \overline{\tilde{v}_i \tilde{v}_k} = \frac{2}{3} \rho_m \delta_{ik} k - \mu \left(\frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \tilde{v}_k}{\partial x_i} \right) \quad (23)$$

In quest'equazione ρ_m è la densità della CDP. La grandezza k è l'energia cinetica turbolenta, definita secondo l'equazione (24). La grandezza μ rappresenta la viscosità turbolenta, definita in base all'equazione (25):

$$k = (1/2) \cdot \sum_i \overline{\tilde{v}_i \tilde{v}_i} \quad (24)$$

$$\mu = \rho_m \cdot C \cdot L \quad (25)$$

In quest'equazione C è uguale a 0.1, e L è una lunghezza uguale a $k^{3/2}/\epsilon$, dove ϵ è una costante dissipativa [Ferziger J. & Perić M. (2002)]. La densità ρ_m della CDP è calcolata in base alla definizione (26) di Dartevelle S. et al. (2004).

$$\rho_m = \rho_s \epsilon_s + \rho_g \epsilon_g \quad (26)$$

Nell'equazione (26) la densità ρ_g è ricavata dall'equazione di stato del gas perfetto.

La trazione dei solidi da parte del moto turbolento gassoso è descritta attraverso un'equazione (27) che definisce l'energia granulare di trascinamento:

$$\frac{\partial \rho_s E_\theta}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_s E_\theta \vec{v}_s) = \Phi_{ex} - p_s (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_s) - \vec{\nabla} q_\theta + \Gamma_{sl} - \Sigma_{co} - \Psi_{dr} \quad (27)$$

Nell'equazione (27) per le particelle solide ρ_s è la densità, E_θ l'energia granulare, v_s la velocità, p_s la pressione e q_θ il calore di conduzione. L'energia granulare e il calore di conduzione dipendono dalla concentrazione dei solidi θ . Le quattro grandezze Φ_{ex} , Γ_{sl} , Σ_{co} , e Ψ_{dr} , descrivono l'energia scambiata, lo scivolamento, la collisione e l'attrito tra le particelle solide nel loro moto di trascinamento da parte dei gas [Dartevelle (2004)].

Secondo quanto illustrato in precedenza, la turbolenza modifica le tre equazioni di conservazione di Navier-Stokes per i flussi granulari laminari introducendo dei termini dissipativi non lineari. Per risolvere le nuove equazioni differenziali, si ricorre perciò a dei metodi iterativi. Le iterazioni sono controllate mediante i fattori di sottorilassamento α_A , come descritto nell'equazione (28):

$$A_n = A_{n-1} + \alpha_A (A_{n+1} - A_{n-1}), \quad \text{dove } 0 < \alpha_A < 1 \quad (28)$$

I tre metodi iterativi usati più di frequente sono il SOR (Successive Over-Relaxation), il Bi-CGStab (Bi-Conjugate Gradient Stabilized), e il GMRes (Generalized Minimal Residuals) [Ferziger & Perić (2002)]. Bisogna in seguito definire le condizioni iniziali e quelle al contorno. Generalmente si considera allo stato iniziale un'atmosfera imperturbata composta di vapor acqueo e aria (ossia da due tipi di gas). Si fissano poi le condizioni iniziali per il flusso granulare definendo il diametro del cratere, la pressione della fase gassosa, la temperatura e della velocità verticale per tutte le fasi, la densità macroscopica per le fasi

solide, e la frazione in massa separatamente per i due tipi di gas e per le fasi solide. La velocità orizzontale è posta uguale a zero, poiché nella risalita della colonna eruttiva non sono previste espansioni radiali. Le condizioni al contorno, invece, servono per definire le caratteristiche del dominio tridimensionale in cui si propaga il flusso granulare: un riflettore con scivolamento libero ($\partial v_i / \partial x_k = 0$, senza attrito) lungo la verticale all'estrema sinistra, una parete senza scivolamento ($v_i = v_k = 0$, con attrito) lungo l'orizzontale in basso, e due pareti attraverso le quali il flusso può propagarsi liberamente (open-flow boundaries), ossia quello all'estrema destra e quello in alto. Le "open-flow boundaries" sono introdotte in modo che le grandezze finali siano determinate in base alle trasformazioni interne della CDP, senza essere imposte dall'esterno. La rappresentazione del dominio è riportata nella successiva Fig. 1.14. Per le colonne piroclastiche si preferisce un dominio cilindrico (Fig. 1.15A), mentre per le CDP un dominio cartesiano (Fig. 1.15B).

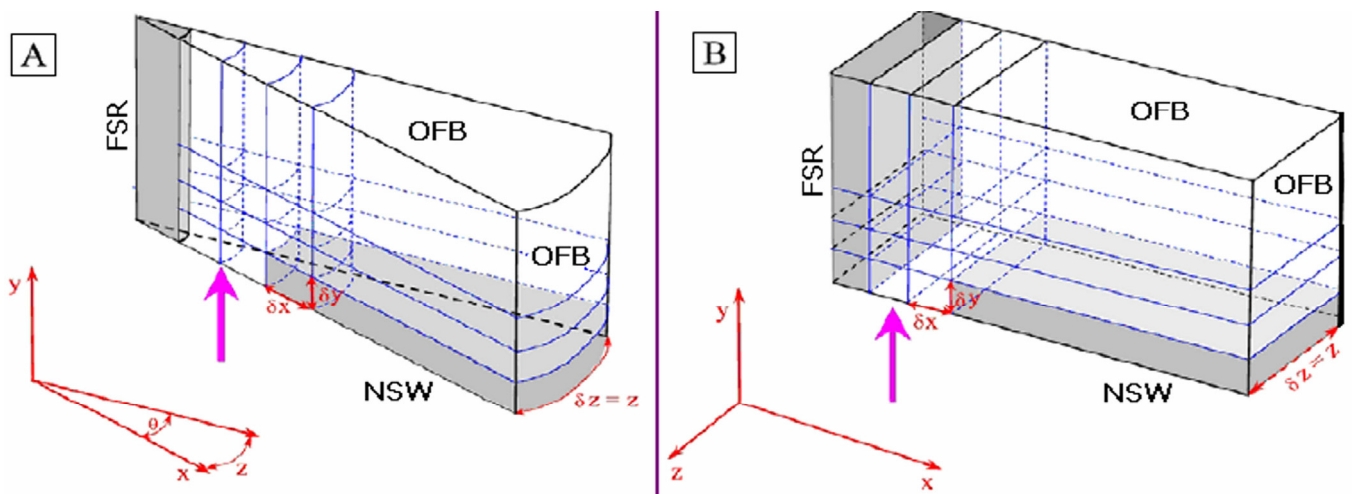


Fig. 1.15: I due domini tridimensionali, cilindrico (A) e cartesiano (B), per i flussi granulari.

E' necessario poi dividere il dominio di definizione tridimensionale continuo in celle di superficie opportuna. Per semplificare il calcolo delle grandezze riportate nelle equazioni di Navier-Stokes all'interno di ciascuna cella, è possibile ricorrere a tre tipi di scomposizione. Nella prima si presume che la grandezza A sia data dalla somma di \bar{A} e di un termine A_t dipendente dal tempo, sulla base della scomposizione di Lax-Wendroff [Hoffmann & Chiang (2000)]. Nella seconda si ipotizza che A è la somma di \bar{A} e di un termine dipendente dalle derivate spaziali, sulla base della scomposizione upwind [Ferziger & Perić (2002)]. Nella terza si suppone che ciascuna grandezza è la somma di \bar{A} e di un termine dipendente dallo spazio e dal tempo, sulla base della scomposizione upstream [Tannehill et al. (1984)]. Queste operazioni permettono di analizzare, in maniera più o meno accurata, le trasformazioni che si verificano all'interno di un flusso granulare. Tali trasformazioni si seguono attraverso la risoluzione delle

equazioni di Navier-Stokes in ciascuna cella. Esse sono principalmente condizionate dal loro tipo di mescolamento con l'atmosfera circostante [Kaminski & Jaupart (1998)].

1.5 Risultati di letteratura dalle modellizzazioni numeriche

Negli ultimi vent'anni sono stati pubblicati diversi lavori in cui si riporta come servirsi di modelli numerici per analizzare l'evoluzione delle colonne collassanti nelle eruzioni esplosive.

I lavori di Valentine & Wohletz (1989) e di Valentine et al. (1991, 1992) trattano il gas eruttato e l'atmosfera come due gas ideali. In particolare, per quanto riguarda la colonna eruttiva, s'ipotizza che la fase gassosa sia composta di acqua gassosa eruttata dal vulcano e aria inglobata durante il mescolamento col gas atmosferico esterno. Questo permette una trattazione abbastanza rigorosa degli effetti del galleggiamento nelle eruzioni. In Fig. 1.16 sono disegnate le isolinee di concentrazione delle particelle solide per un'eruzione esplosiva galleggiante a tre diversi istanti (10 s, 80 s, e 110 s). In Fig. 1.17, invece, sono tracciate le isolinee per un'eruzione collassante a tre diversi istanti (10 s, 80 s e 140 s).

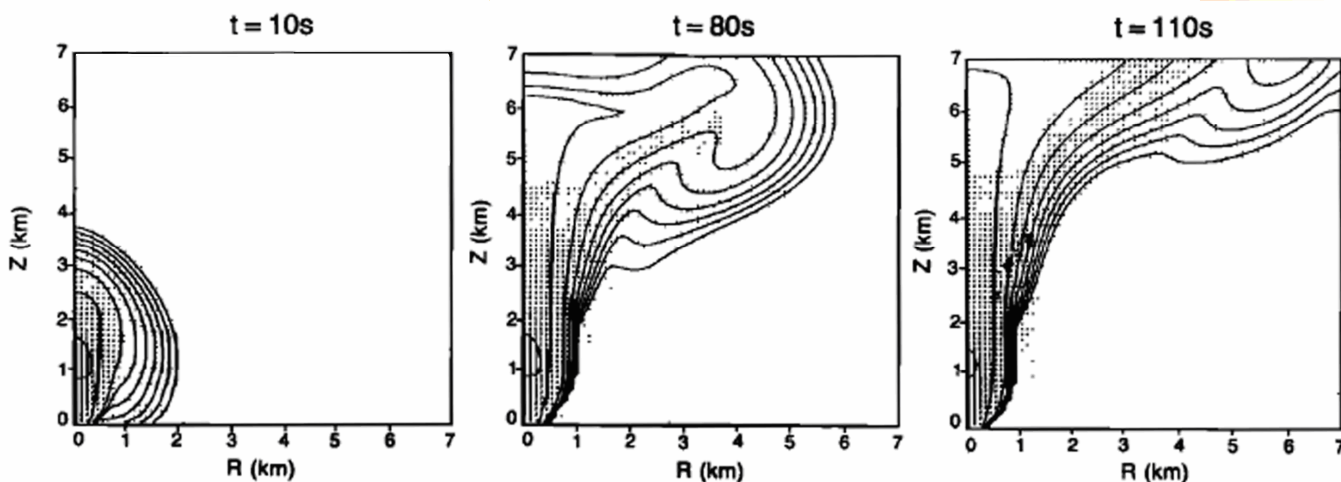


Fig. 1.16: Isolinee di concentrazione delle particelle solide per un'eruzione esplosiva galleggiante.

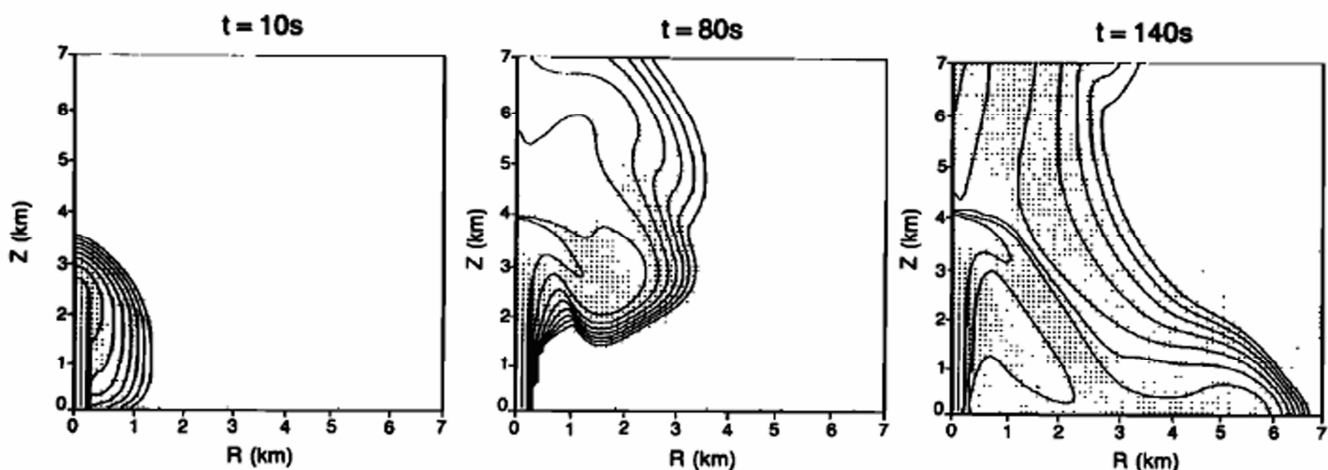


Fig. 1.17: Isolinee di concentrazione delle particelle solide per un'eruzione esplosiva collassante.

Per ottenere questi grafici, sono usate le seguenti condizioni iniziali: velocità d'espulsione al cratere uguale a 300 m/s, frazione volumetrica delle particelle solide al cratere pari allo 1%, pressione del magma eruttato uguale a quella atmosferica (1 atm), diametro del cratere pari a 200 m, raggio delle particelle solide (supposte sferiche) uguale a 10 μm , temperatura del magma eruttato pari a 1200 K. Le equazioni costitutive utilizzate sono quelle di Navier-Stokes per il codice DASH (3, 4, e 5), illustrate nel paragrafo precedente. Supposto che l'eruzione è avvenuta da un unico cratere centrale, le equazioni sono risolte in un sistema di riferimento bidimensionale a simmetria cilindrica dove R (km) è l'asse radiale e Z (km) quello verticale di simmetria. Quando il getto di magma penetra in un ambiente fluido, che in questo caso è l'atmosfera, si forma un vortice rotolante alla testa del getto che spinge l'ambiente al di fuori del suo percorso. Per l'eruzione galleggiante (Fig. 1.16), dopo 10 s una colonna alta circa 4 km si è sviluppata, mostrando un vortice rotolante ad un'altezza di circa 2 km. Dopo 80 s, inoltre, la colonna si è innalzata fino a circa 6,5 km e la zona a bassa concentrazione di particelle solide si è slargata per circa 5 km. Il vortice rotolante si trova adesso ad un'altezza di 5,5 km circa. Dopo 110 s, infine, la colonna ha raggiunto un'altezza di 7 km e il vortice rotolante si è allargato fino al bordo del dominio computazionale. Per l'eruzione collassante (Fig. 1.17), dopo 10 s la colonna è risalita fino ad un'altezza di 3,5 km, mostrando un vortice rotolante ad un'altezza di 1,5 km circa. Nel frattempo, il margine della colonna si è gonfiato a causa della turbolenza e della diffusione, e la velocità verticale ha subito una rapida diminuzione verso la sommità della colonna lungo l'asse di simmetria. Questa decelerazione ha prodotto aree di alta pressione nel flusso, permettendo la conversione di energia cinetica in interna. Le linee di contorno per la pressione mostrano, inoltre, un'onda di spostamento emisferica che si è propagata all'interno dell'atmosfera, innescata dall'impulso iniziale della colonna. Dopo 80 s, inoltre, la colonna si è diffusa lateralmente e ha raggiunto un'altezza di circa 4 km, alla quale la sua energia cinetica iniziale si esaurisce. Dato che la

miscela di gas e particelle solide si è mantenuta più densa dell'atmosfera circostante a quest'altezza, la parte diffusasi lateralmente comincia a collassare verso il suolo. Oltre a ciò, la velocità verticale è diventata nulla: questo produce un intorno di alta pressione. Ancora, il vortice rotolante si è spostato alla testa del getto collassante, e quantità sostanziose di cenere sono risalite sopra la colonna collassante, formando un pennacchio galleggiante coignimbrico. Questo pennacchio di cenere risulta dal mescolamento turbolento e dal riscaldamento dell'aria lungo i margini della colonna collassante. Dopo 140 s, infine, si è sviluppata una caratteristica colonna collassante che alimenta la CDP associata, la quale si muove lateralmente attraverso il suolo. Dove il getto collassante è sbattuto al suolo, si è formata una regione di alta pressione, da cui si è prodotta una forza capace di spingere la CDP lateralmente. E' da notare che il getto impatta il suolo ad una certa distanza dal cratere e che la CDP si muove radialmente verso l'esterno e l'interno. Analizzando varie simulazioni d'eruzioni esplosive collassanti, si deduce che la distanza della zona d'impatto (l'area in cui la velocità delle particelle solide è nulla) dal cratere è proporzionale all'altezza di collasso della colonna. La dinamica di una colonna bifase è fortemente condizionata dalla relazione della velocità di impatto al suolo con la pressione, la velocità d'espulsione del magma, il diametro del cratere, e la composizione del gas. Fissati la pressione, la velocità, il diametro, e la composizione, il rapporto tra la distanza della zona d'impatto e l'altezza massima dipenderà soltanto dal diametro delle particelle solide. Questi tre lavori, per quanto innovativi per l'epoca, non avevano ancora esaminato completamente l'interazione tra gas e solidi nelle eruzioni esplosive.

Il modello descritto nel lavoro di Dobran et al. (1993), benché proponga un approccio simile a quello illustrato nei tre articoli precedenti, presenta alcune importanti integrazioni. In questo lavoro è sviluppato e perfezionato un modello di flusso granulare bifase, che, tra gli altri miglioramenti, tiene conto del non equilibrio meccanico e termico tra la fase gassosa (composta sempre da acqua e aria) e quella solida (contenente ancora una sola classe granulometrica). Questo permette una modellizzazione più accurata degli effetti di galleggiamento nelle colonne eruttive. Tale aspetto si manifesta chiaramente nello sviluppo dei "pennacchi-fenice" (così denominati, poiché si sollevano dalla risalita di cenere). Le collisioni tra le particelle sono modellizzate attraverso una teoria cinetica degli urti, mentre la turbolenza gassosa mediante uno schema di sottogriglia (in cui la griglia è suddivisa in celle di 100 m di lato). L'evoluzione temporale di una simulazione di un'eruzione esplosiva collassante, attraverso alcuni grafici a vari tempi delle isolinee logaritmiche della frazione volumetrica solida, è mostrata in Fig. 1.18.

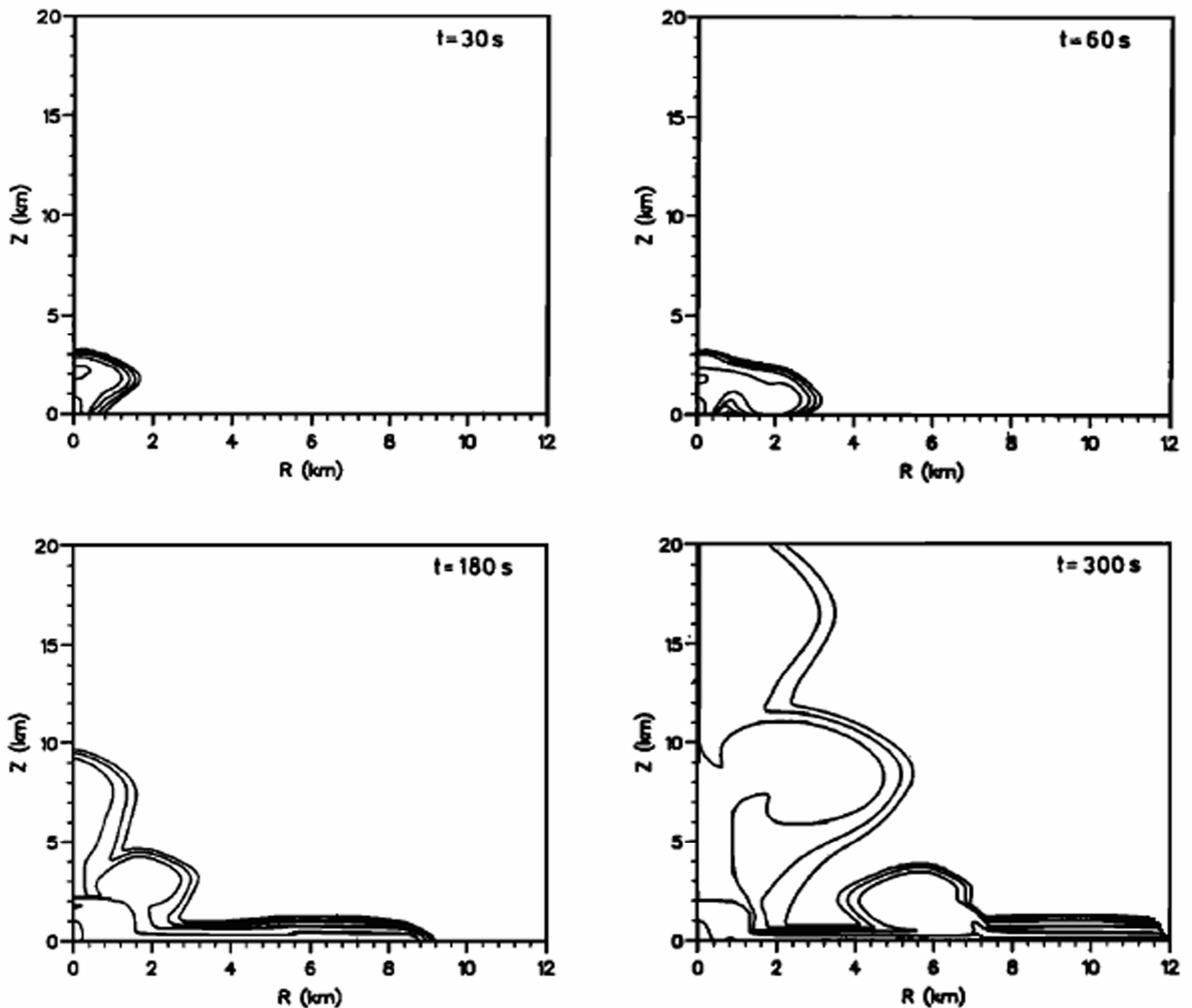


Fig. 1.18: Simulazione numerica di una generica eruzione esplosiva collassante.

Le condizioni iniziali per la simulazione numerica raffigurata sono: diametro del cratere pari a 300 m, temperatura uguale a 1200 K, velocità d'uscita del magma pari a 200 m/s, pressione d'emissione del magma uguale a quella atmosferica, frazione volumetrica delle particelle solide pari allo 1%, diametro delle particelle uguale a 10 μm . Durante i primi 60 s di simulazione si sviluppa una colonna collassante, che, sulla base delle condizioni iniziali, collassa da un'altezza di circa 2 km. Dopo 180 s, invece, si evidenzia una CDP che si muove radialmente allontanandosi dal cratere. In corrispondenza della sedimentazione delle particelle solide nel flusso granulare, l'acqua gassosa calda forma pennacchi sopra la CDP. Questi "pennacchi-fenice" si ergono trascinando con sé una piccola quantità di cenere, e lentamente sono trainati verso il basso per congiungersi con il pennacchio centrale coignimbratico (ben visibile dopo 300 s). Ciascun "pennacchio-fenice" produce un impulso nel pennacchio coignimbratico ed

essi, inoltre, influenzano il movimento laterale della CDP. Durante l'allontanamento della CDP dal cratere, i "pennacchi-fenice" tendono a sollevarsi dritti verso l'alto, perciò un osservatore remoto vedrà una nuvola eruttiva che si allarga continuamente. Un primo esempio d'applicazione del modello illustrato è riportato nell'articolo di Giordano & Dobran (1994) che analizza, attraverso simulazioni numeriche, l'unità di flusso piroclastico Pozzolane Rosse dell'eruzione vulcanica Tuscolano-Artemisio (IuufTA). Le simulazioni, della durata di circa 15 minuti, sono eseguite usando un modello di flusso bifase con una dinamica termo-fluida complessa, che tiene conto del non equilibrio meccanico e termico tra le fasi, delle collisioni tra le particelle solide, e della turbolenza gassosa. La presenza di una sola fase solida costituisce probabilmente il maggior inconveniente del modello, poiché i flussi piroclastici contengono particelle con ampi intervalli di proprietà. Questo implica che i risultati delle simulazioni devono essere interpretati con cautela e non possono essere usati per dedurre la dinamica locale dei flussi piroclastici. Nelle cinque simulazioni eseguite è impiegata la topografia attuale del vulcano, ed è collocata a circa 20 km dal cratere una barriera. In ciascuna di queste sono fatti variare diverse grandezze, come riportato in Tab. 1.1.

Tab. 1.1: Variazione di alcune grandezze nelle cinque simulazioni numeriche

No.	D_v (m)	T_v (K)	v_v (m/s)	P_v (MPa)	ϵ_{pv}	ρ_p (kg/m ³)	d_p (μ m)	\dot{m} (kg/s)
A	900	1373	150	0.1	0.015	2200	100	3.16×10^9
B	900	1373	150	0.1	0.015	2000	200	2.87×10^9
C	900	1373	150	0.1	0.015	1700	500	2.45×10^9
D	600	1373	100	0.1	0.015	2000	200	8.52×10^8
E	600	1373	100	0.1	0.015	2000	500	8.52×10^8

Per la scelta della dimensione e della densità delle particelle solide si è seguita la classificazione di Lowe (1982), che individua tre classi principali di particelle in termini del loro comportamento in un flusso granulare. La prima classe consiste di particelle d'argilla e di limo, di dimensioni cineritiche con granulometria da fine a media. Questa classe è mantenuta in sospensione nel flusso dalla turbolenza dei gas, ed è presente al 45% circa nel deposito della IuufTA. La seconda classe, invece, è costituita di cenere a granulometria grossa e di ghiaia con dimensioni dei lapilli. Questa classe è mantenuta in sospensione dalla turbolenza dei gas nei flussi concentrati ma non in quelli diluiti, ed è presente al 55% circa nel deposito della IuufTA. La terza classe è composta di lapilli a granulometria grossa e di clasti con dimensioni dei blocchi. Questa classe non è mai mantenuta in sospensione nel flusso dalla turbolenza dei gas, ed è sostanzialmente assente nel deposito della IuufTA. Nella seguente Fig. 1.19 sono riportati sei grafici raffiguranti a diversi istanti (80 s, 180 s, 280 s, 380 s, 460 s e 900 s) le isolinee di concentrazione delle particelle solide ricavata dallo svolgimento della simulazione A, con i parametri indicati nella prima

riga della tabella. Dopo 80 s, la colonna eruttiva è collassata e si muove lungo la pendice del vulcano. Dopo 180 s, la testa del flusso piroclastico ha raggiunto una distanza di circa 13 km dal cratere. Dopo 280 s, il flusso ha viaggiato per circa 17 km e il suo spessore si è ridotto in seguito alla formazione di una nuvola coignimbritica sviluppatasi in corrispondenza del cambio di pendenza lungo la pendice del vulcano. Dopo 380 s, il flusso comincia ad arrampicarsi sulla barriera topografica, e dopo 460 s esso ha raggiunto un'altezza di circa 160 m sull'ostacolo. Dopo 900 s, il flusso non si arrampica più sull'ostacolo e si è sviluppata un'ampia nuvola coignimbritica. La simulazione prevede perciò la segregazione delle particelle solide dal flusso piroclastico in corrispondenza del cambio di pendenza lungo la pendice del vulcano e alla base della barriera topografica.

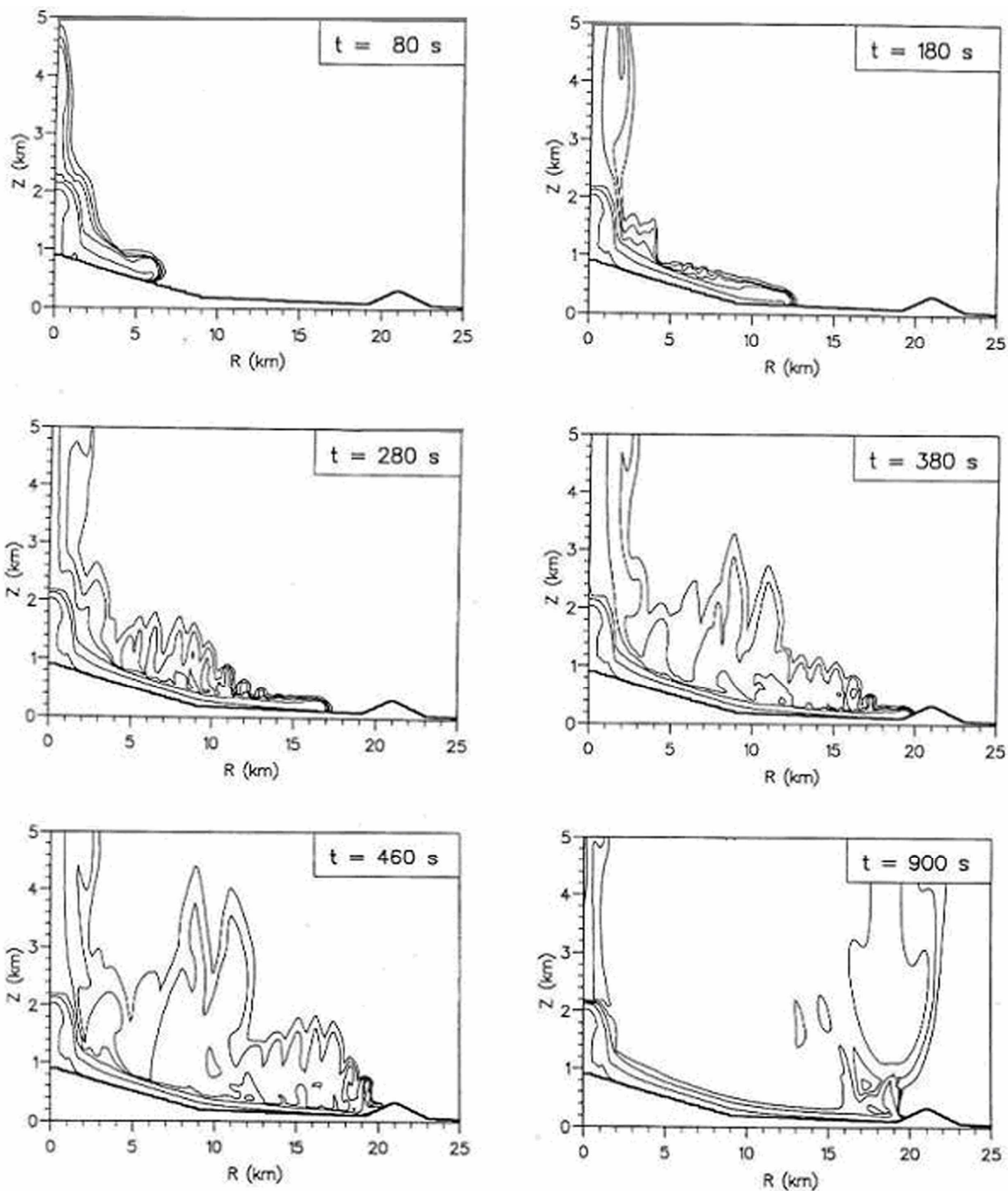


Fig. 1.19: Alcuni grafici ottenuti dalla simulazione numerica A della IuFTA.

I grafici evidenziano che un maggiore flusso di massa produce distanze di propagazione più lunghe del flusso piroclastico, ed inoltre essi sono consistenti con le caratteristiche generali di campo della IuFTA. Un secondo esempio d'applicazione del modello di flusso (granulare) bifase termofluido di

Dobran et al. (1993) è riportato nell'articolo di Neri & Dobran (1994) che analizza il comportamento transiente di eruzioni esplosive vicine alle condizioni critiche che discriminano tra colonne collassanti e sostenute. Un esempio di simulazione numerica di tali eruzioni critiche è riportato nella seguente Fig. 1.20, dove sono riportate tre finestre temporali (50 s, 100 s, 200 s) in cui sono tracciate le linee di contorno per la concentrazione volumetrica delle particelle solide.

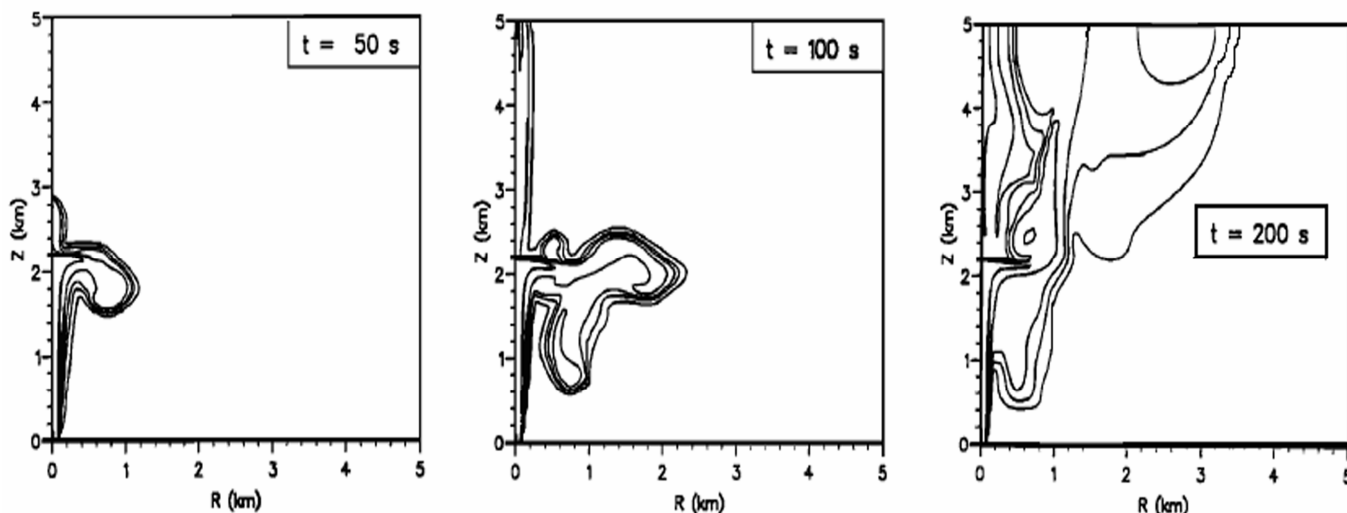


Fig. 1.20: Simulazione numerica di una generica eruzione esplosiva critica.

Dopo 50 s, si sviluppa, da questa colonna eruttiva, una parte collassante a circa 2200 m d'altezza, la quale stenta a collassare a causa della gran densità della parte sommitale della colonna. Dopo 100 s, la colonna è risalita fino a circa 5 km e la parte collassante si è slargata. Questa miscela che collassa è di pochissimo più densa dell'aria circostante e, di conseguenza, mentre comincia a collassare, riscalda anche l'aria circostante. L'aria, perciò, risale e si mescola con la miscela superiore per renderla sostenuta. Così, dopo 200 s, la parte iniziale della miscela si stacca e ricade verso il suolo formando una piccola CDP in quella zona, mentre la parte trascinate della mistura diventa sostenuta prima neutralmente allargandosi in direzione orizzontale, e poi positivamente. Tale parte risale e si sposta verso l'asse di simmetria per congiungersi col pennacchio centrale. Il materiale aggiuntivo finisce dentro la miscela che inizialmente era collassante, di modo che il ciclo (parziale collasso seguito da un'ascensione galleggiante) possa ripetersi. Questi due lavori, pur avendo migliorato il modello di Valentine e Wohletz, impiegavano ancora una sola classe granulometrica per le particelle solide.

Nuovi avanzamenti nella simulazione numerica delle colonne eruttive sono presentati dal lavoro di Neri & Macedonio (1996), che aggiunge una seconda classe di particelle solide al modello di Dobran et al. (1993). Il nuovo modello è perciò uno schema trifase con un insieme d'equazioni di conservazione per la fase gassosa e per ciascuna delle due classi di particelle solide. Questo modello conserva la

configurazione a due componenti (acqua e aria) per la fase gassosa, e, in aggiunta, tiene conto della forza di resistenza che ciascuna classe di particelle solide esercita sull'altra mediante un'equazione costitutiva basata sulla conservazione del momento lineare tra particelle collidenti. Per delucidare gli effetti prodotti da due classi di particelle solide, nel lavoro sono svolte tre simulazioni numeriche (S1, S2 e S3) di eruzioni vulcaniche esplosive collassanti. Le condizioni iniziali sono mantenute tutte identiche, ma in S1 è presente solo la classe di particelle solide più fine, in S2 solo quella più grossa, mentre in S3 entrambe le classi. Le condizioni iniziali per le tre simulazioni numeriche sono le seguenti: diametro del cratere pari a 100 m, temperatura dell'eruzione uguale a 1200 K, velocità d'uscita pari a 120 m/s, pressione d'emissione uguale a quella atmosferica, frazione massiva d'acqua pari allo 0,8%, frazione volumetrica totale delle particelle solide uguale all'1% [0,5% (C1) + 0,5% (C2)]. In Fig. 1.21 è riportata la medesima finestra temporale (420 s) delle linee di contorno della concentrazione volumetrica dei solidi per ciascuna delle tre simulazioni numeriche S1, S2 e S3.

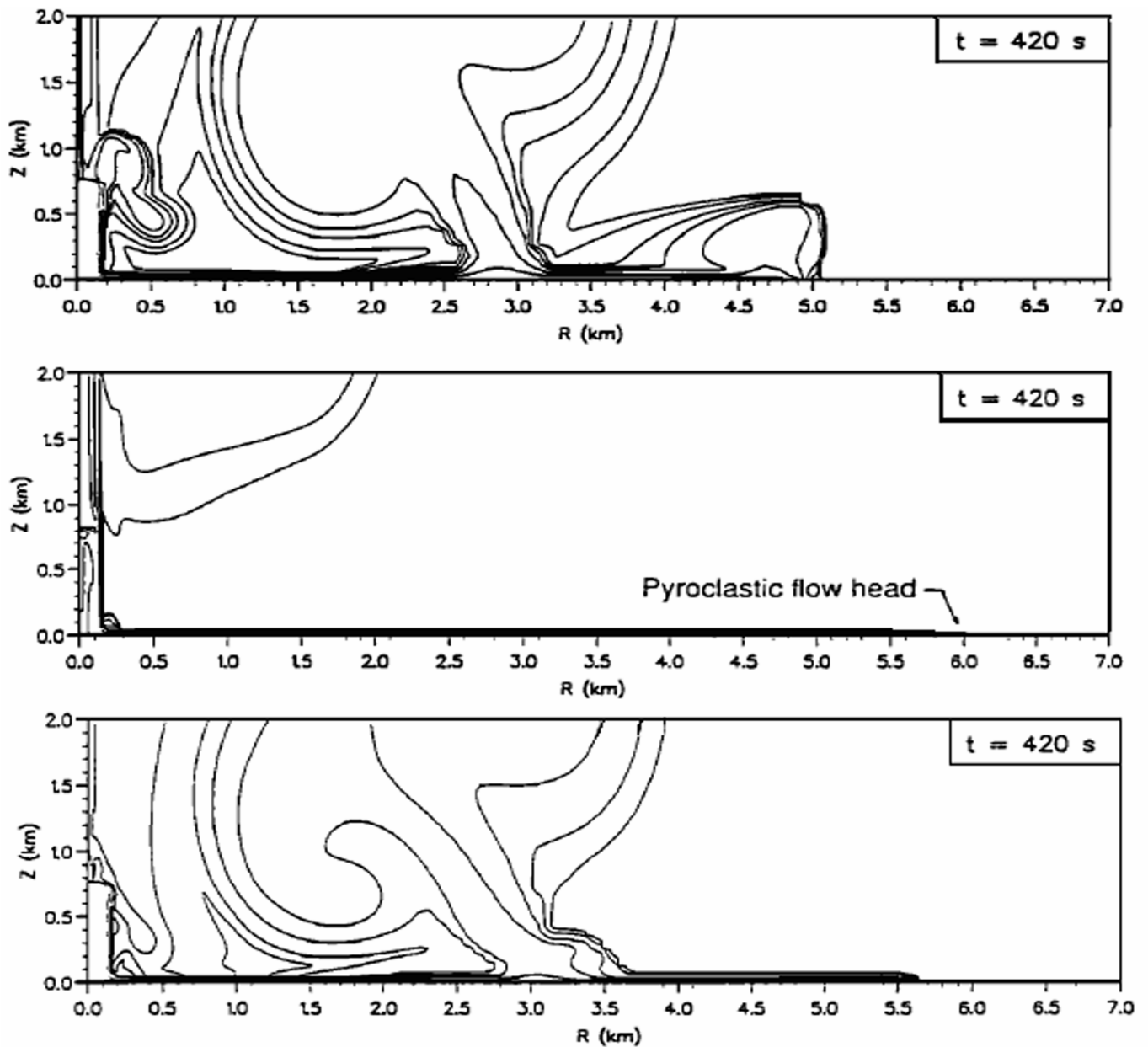


Fig. 1.21: Finestre temporali di simulazioni di eruzioni esplosive collassanti a confronto.

In S1, il diametro della classe di particelle solide C1 è fissato a $10\ \mu\text{m}$. Essendo questa dimensione molto piccola, le particelle sono intrinsecamente accoppiate con la fase gassosa. La porzione “gas thrust” della colonna risale inizialmente fino ad un’altezza di $0.7\ \text{km}$, dove la sua energia cinetica iniziale si esaurisce e comincia a collassare. La miscela ricade al suolo e alimenta una CDP poco densa. Un grande “pennacchio-fenice” sorretto da acqua gassosa calda si forma sopra la sommità della CDP ad una distanza di circa $3\ \text{km}$ dal cratere. Questo pennacchio di particelle solide, con dimensioni molto fini, è capace di trascinare verso l’alto con sé una quantità di cenere relativamente grande. La concomitanza dell’arretramento della miscela più fine e dell’esaurimento di cenere dal pennacchio causa l’arresto della CDP ad una distanza di circa $5\ \text{km}$ dal cratere, mentre il pennacchio è trainato verso il basso. In S2,

invece, il diametro della classe di particelle solide C2 è pari a 200 μm . A causa di questa forte differenza di dimensione rispetto a C1, la CDP che si sviluppa è molto più concentrata, densa e lunga (6 km) rispetto a S1. Questa CDP risulta relativamente non interessata da “pennacchi-fenice”. Il “pennacchio-fenice”, infatti, si sviluppa sopra la colonna, si slarga poco, e risulta impoverito in cenere. Queste osservazioni riflettono che le particelle solide di dimensione grossa sono molto meno accoppiate con la fase gassosa. Dalla fenice, lateralmente, si origina anche un pennacchio coignimbrico molto stretto risultante da una disgregazione della parte carica di cenere. In S3, infine, si ha la combinazione delle due classi di particelle solide C1 (al 50%) e C2 (al 50%). Le particelle solide fini sono trascinate lungo tutta la CDP per una distanza di circa 5.7 km e, contemporaneamente, sono trainate verso l’alto dentro un grande “pennacchio-fenice” come in S1 a circa 3 km dal cratere. Anche la dinamica delle particelle solide grosse risulta influenzata dalla presenza di quelle fini, e ciò si può vedere dalla riduzione rispetto a S2 della distanza di viaggio ($\sim 2,7$ km) nella CDP. A differenza di S1, però, una piccola concentrazione di particelle grosse è trainata dentro il “pennacchio fenice”, e contribuisce ad una sua maggiore espansione. Secondo Neri e Macedonio un settore d’interesse per un lavoro futuro, nella modellizzazione delle colonne eruttive e delle CDP, è continuare ad aggiungere classi di particelle solide in modo da analizzare più realisticamente i comportamenti d’accoppiamento.

Un’applicazione ad un evento eruttivo reale del modello di Neri e Macedonio è riportata nell’articolo di Clarke et al. (2001) che presenta modelli numerici delle esplosioni vulcaniane che avvennero nel 1997 al vulcano Soufriere Hills (Montserrat, isole Antille). L’evoluzione del pennacchio e le velocità calcolate per le ben documentate esplosioni del 6 e 7 agosto 1997, sono paragonate con i risultati ottenuti da simulazioni numeriche bidimensionali a simmetria cilindrica, transienti e multifase, di un flusso granulare eruttato da un condotto vulcanico e di dispersione dei piroclasti. I valori per i parametri d’input usati nelle simulazioni prevedono un condotto di 30 m di diametro, un cratere di 300 m di diametro, un contenuto in acqua fusa del 4,5% in peso, e dimensioni di 30, 2000 e 5000 μm per i piroclasti. Le simulazioni rimarcano che le condizioni d’espulsione del magma sono fortemente non stazionarie durante i pochi minuti iniziali, per la velocità, la pressione, il flusso di massa, e la dispersione spaziale e temporale dei piroclasti. Esse danno luogo ad un comportamento eruttivo di transizione, che divide la massa eruttata in una porzione collassante che genera una CDP radiale, e in una porzione convettiva che genera un pennacchio galleggiante. Questo comportamento mima le esplosioni osservate. La Fig. 1.22 mostra che le esplosioni si sviluppano come un copricapo quasi emisferico in espansione.

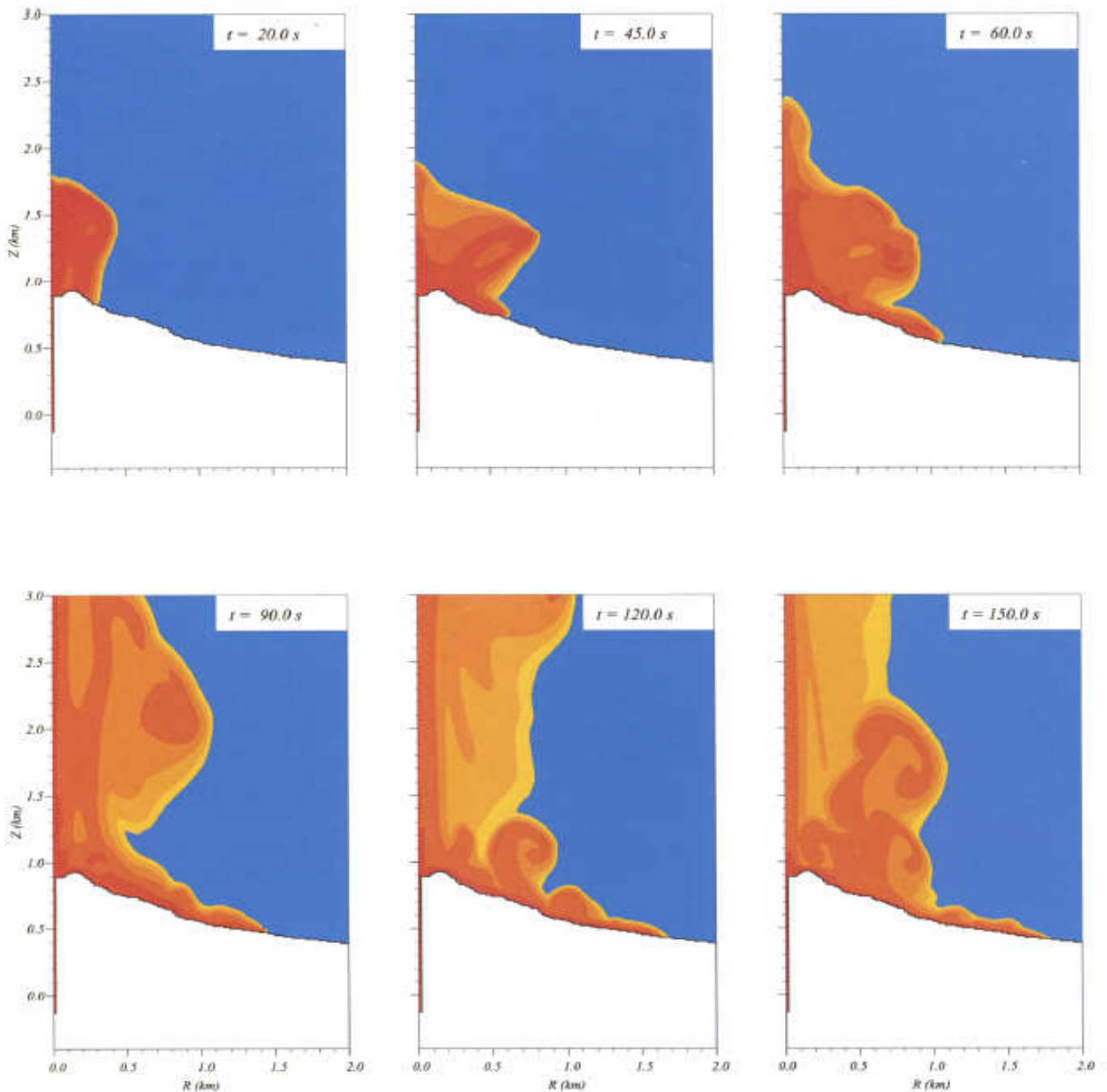


Fig. 1.22: Simulazione numerica di un'eruzione esplosiva di tipo vulcaniano.

Dopo 20 s il pennacchio presenta una cresta lungo l'asse, e nel frattempo si è sviluppata una sporgenza che diventa sempre più pronunciata. Dopo 45 s la separazione, che si è sviluppata tra la massa collassante e il pennacchio galleggiante, diventa evidente. Una testa ben visibile di una CDP radiale raggiunge i 600 m rimanendo sotto la sporgenza, mentre la cresta del pennacchio s'innalza fino a circa 1 km sopra la sorgente. Dopo 60 s il pennacchio si è innalzato fino a 1500 m sopra il cratere, e la CDP si è estesa fino a 1100 m protraendosi oltre la sporgenza. La separazione per gravità delle particelle solide di diversa dimensione collega l'intensificata galleggiabilità del pennacchio assiale con l'accresciuta densità della

CDP. Dopo 90 s il pennacchio galleggiante a bassa densità mostra una crescita drammatica: ciò comporta la formazione di un pennacchio termico galleggiante di cenere coignimbrico sopra la CDP di densità piroclastica. Dopo 120 s questo pennacchio coignimbrico si è unito con quello galleggiante in innalzamento. La progressione radiale della CDP si arresta dopo 150 s a circa 1850 m. Seguendo il movimento delle particelle di differente dimensione, si osserva che quelle fini influenzano in modo dominante il comportamento convettivo della cenere del pennacchio coignimbrico generatosi sopra la CDP e di quello principale. Nelle simulazioni numeriche le velocità d'espulsione iniziali variano tra 85 e 120 m/s, le altezze di collasso tra 450 e 1370 m sopra il cratere, le velocità iniziali della CDP tra 40 e 60 m/s, e le temperature dei depositi della CDP tra 135 e 430 °C. Buona parte di questi risultati è in ragionevole accordo con le grandezze osservate e misurate per le esplosioni del 1997. Si è inoltre notato che la migliore corrispondenza tra simulazioni numeriche e osservazioni sperimentali si ottiene assumendo una perdita di volatili durante la risalita del magma nel condotto. Di conseguenza i risultati delle simulazioni suggeriscono che l'impoverimento in volatili influenza in maniera importante la dinamica delle esplosioni al Soufriere Hills. Questo lavoro, pur avendo inserito vari spunti di riflessione sulla risalita del magma nel condotto, non sviluppava ancora la modellizzazione di tale processo.

Il lavoro di Todesco et al. (2002) analizza la dinamica termofluida dei flussi piroclastici che scorrono sulle pendici del Vesuvio (Napoli, Italia), servendosi di modelli fisici della risalita del magma nel condotto e del processo di dispersione dei piroclasti. Alcune proprietà del magma, come la sua composizione anidra, il contenuto in acqua, e la temperatura, sono basati sulla conoscenza attuale del sistema magmatico e sono usate come parametri d'input per il modello di risalita del magma. Le caratteristiche al cratere, invece, sono usate per definire le condizioni al contorno per la simulazione della dispersione dei flussi piroclastici lungo definiti profili bidimensionali asimmetrici, rappresentativi delle pendici meridionali e settentrionali del Vesuvio. Il modello impiegato descrive l'evoluzione temporale di una miscela trifasica (composta di una fase gassosa continua e due solide, rappresentative della classe fine e grossa). Le specifiche irregolarità del terreno lungo le pendici del Vesuvio, prodotte dalla presenza di boschi di pino e d'insediamenti urbani, sono state inoltre stimate e incluse nel modello. Varie simulazioni numeriche sono condotte assumendo differenti composizioni magmatiche, intensità eruttive, profili topografici, e durata del flusso. La dinamica del flusso piroclastico appare essere fortemente influenzata dal collasso della colonna, dalla velocità del flusso di massa, e dalla stratificazione atmosferica, e inoltre mostra comportamenti complessi, non stazionari, e non uniformi. I profili bidimensionali topografici impiegati paiono influenzare significativamente la propagazione del flusso. I risultati delle simulazioni permettono di quantificare l'evoluzione spaziale e temporale di diverse variabili del flusso critiche negli studi sulla mitigazione della pericolosità vulcanica. Le analisi sono condotte determinando il comportamento temporale di specifiche variabili di pericolosità nel flusso (come densità, velocità,

temperatura, e pressione dinamica) a varie distanze dal cratere e in prossimità al livello del suolo. In Fig. 1.23 è rappresentata l'evoluzione temporale di una simulazione numerica di un'eruzione esplosiva Vesuviana, dove la distribuzione della frazione volumetrica totale delle particelle e il campo di velocità dei gas sono raffigurati a diversi istanti.

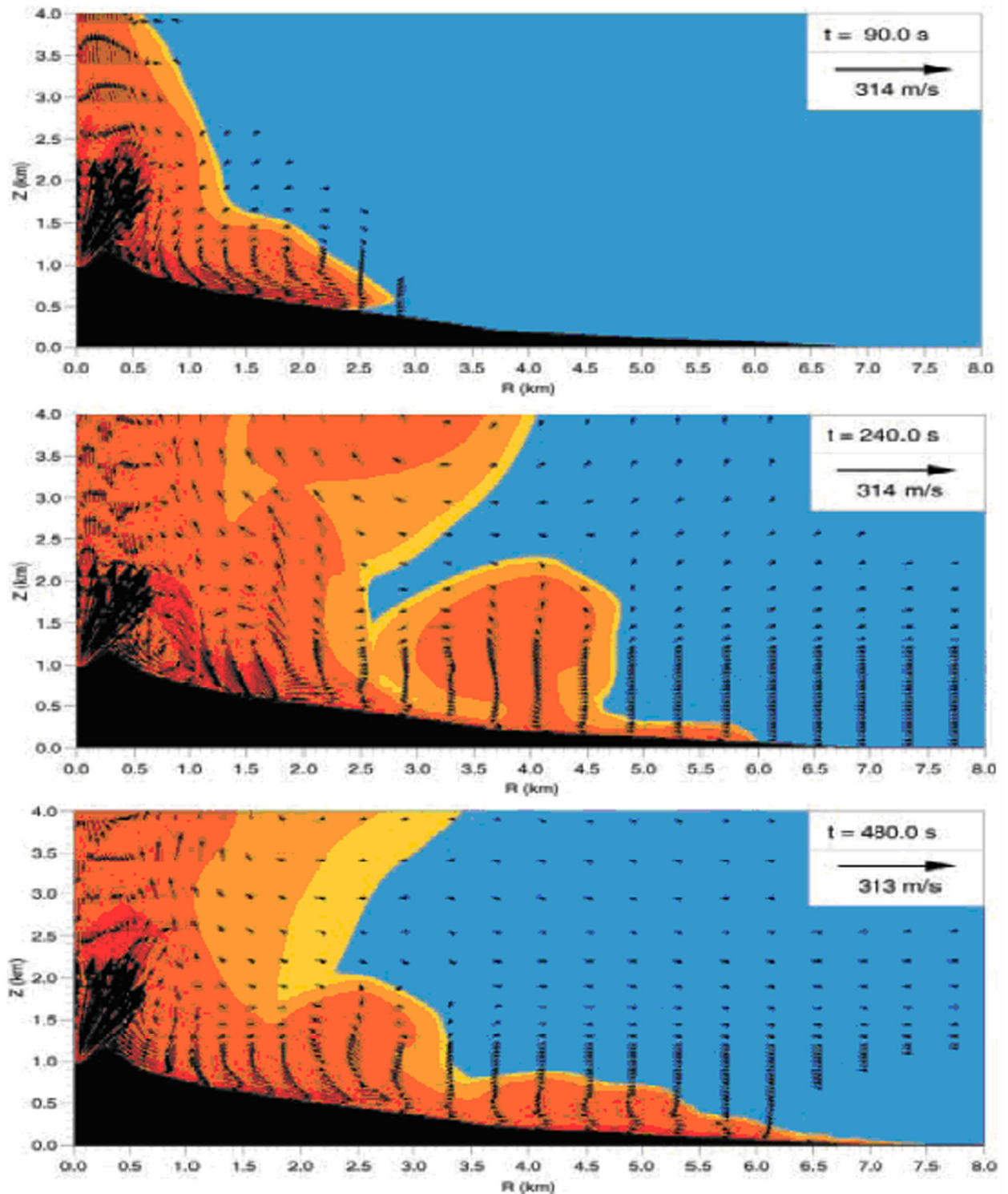


Fig. 1.23: Simulazione numerica di un'eruzione esplosiva collassante Vesuviana.

La miscela eruttiva urta il suolo dopo 80 s, e in 90 s raggiunge una distanza di 2,8 km dal cratere. In questa situazione, il flusso si propaga ad una velocità di 60 m/s e la sua temperatura è di circa 500 °C. Il collasso è caratterizzato da un comportamento transiente, presenta altezze variabili, e si ripete periodicamente favorendo l'alimentazione della testa del flusso. Dopo 240 s, il flusso piroclastico è caratterizzato da una temperatura di 200 °C e ha raggiunto una distanza di 5,7 km dal cratere. E' inoltre facilmente riconoscibile un pennacchio termico più prossimale, che s'innalza ad una distanza di 1,8 km dal cratere. In quest'istante, la colonna fenice ha raggiunto un'altezza di circa 2 km e ha trascinato con sé nell'atmosfera circa il 20% del materiale incluso nel flusso piroclastico, rallentando perciò la propagazione del fronte del flusso, che, infatti, si trova ancora a circa 6 km dal cratere. Dopo 480 s, la colonna fenice si è incorporata con la colonna principale sviluppata sopra al cratere, e non si osservano significative strutture di risalita sopra il flusso. Questo permette ad altro materiale eruttivo di raggiungere la testa del flusso piroclastico e spingerla in avanti. Queste simulazioni numeriche, come quella riportata in Fig. 1.22, sono state eseguite in tale lavoro per valutare la pericolosità a larga scala dei flussi piroclastici nella regione Vesuviana. Questo lavoro del 2002 si basava ancora su un modello a tre fasi (di cui una gassosa, e due solide) per i flussi piroclastici.

L'articolo di Neri et al. (2003), invece, ampliava fino a sei l'insieme delle fasi solide. Nel lavoro è riportato un modello dinamico in due dimensioni di un fluido termico multiparticellare per valutare l'effetto di più particelle solide di diverse dimensioni e densità sul comportamento transiente di colonne collassanti e dei flussi piroclastici associati. Il modello tiene conto di tutte le condizioni meccaniche e termiche di non equilibrio tra una fase gassosa continua e N solide, ciascuna caratterizzata da specifici parametri fisici. Esso studia la dispersione dei piroclasti attraverso simulazioni numeriche bidimensionali condotte col codice PDAC-2D. La simulazione numerica della dinamica del fluido avviene adottando il modello LES per decifrare le caratteristiche a larga scala del fluido, e parametrizzando la turbolenza gassosa di sottogriglia. Gli effetti interfase sono espressi mediante il tensore degli sforzi Newtoniano. La dinamica della dispersione descrive la formazione del getto verticale, il collasso della colonna, la generazione di flussi piroclastici che si diffondono radialmente, e lo sviluppo di instabilità convettive termiche dalla parte collassante e dal flusso. I risultati evidenziano l'importanza della formulazione a più particelle del modello e descrive vari effetti meccanici e termici di non equilibrio. Le particelle fini tendono a seguire il gas caldo in risalita, principalmente nella colonna fenice e, secondariamente, nel pennacchio convettivo sopra la parte collassante. Le particelle grosse tendono a sedimentare principalmente lungo il suolo sia nell'area prossimale vicino al bordo del cratere a causa del materiale di riciclo dalla parte collassante, sia nell'area distale per la perdita della quantità di moto radiale. Le simulazioni numeriche sono eseguite impiegando differenti distribuzioni delle dimensioni delle particelle

solide nella miscela magmatica al cratere, stesse equazioni costitutive, e migliore risoluzione digitale. Come si vede dalla simulazione numerica in Fig. 1.24, i flussi piroclastici sono costituiti da una corrente di sospensione diluita ricca di particelle solide fini che si estende verticalmente per alcune centinaia di metri e si distende dalla regione prossimale del flusso sopra un denso sottoflusso ricco di particelle grosse. Il denso sottoflusso si forma abbastanza presto, si propaga dalle aree prossimali a quelle distali, e resta concentrato in poche decine di metri sopra il terreno.

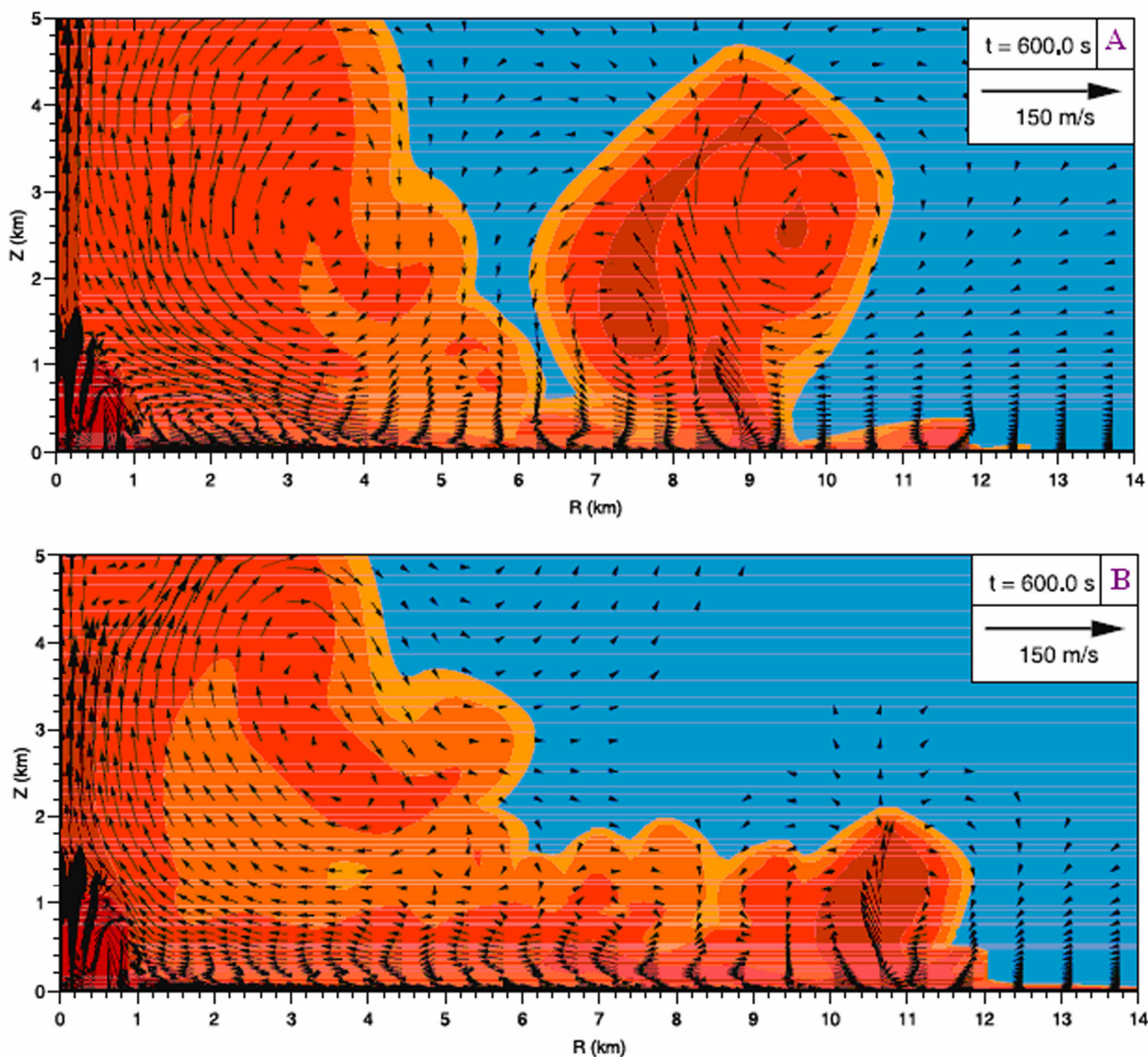


Fig. 1.24: Simulazioni numeriche di flussi piroclastici a confronto.

Gli effetti di non equilibrio tra le particelle di differenti dimensioni sembrano essere controllate dalle collisioni tra particelle nello strato basale del flusso, mentre la dispersione delle particelle nella CDP di

sospensione e del pennacchio di risalita è regolata dalla resistenza tra gas e particelle. Le simulazioni compiute con una differente distribuzione delle dimensioni delle particelle al cratere indicano che una miscela a granulometria fine (Fig. 1.24B) genera un flusso più sottile e più mobile, una distanza di corsa più larga, e una massa elutriata più grande, di quanto può produrre una miscela (Fig. 1.24A) a granulometria più grossa. Infatti, dopo 600 s, il flusso piroclastico in A non ha ancora raggiunto i 13 km, mentre quello in B si trova già oltre i 14 km.

Tutti i lavori descritti trattavano solo di flussi piroclastici. I due lavori di Dartevelle et al. del 2004 furono i primi a distinguere, invece, tra flussi e surge piroclastici. In questi si introduce il concetto di CDP, e si discute del meccanismo di trasporto e di sedimentazione. Si individuano, inoltre, alcune proprietà fondamentali delle CDP, e si sviluppa un modello numerico per la loro analisi mediante il software GMFIX. Questo software è un codice multiuso computerizzato sviluppato per descrivere l'idrodinamica, il trasferimento di calore, le reazioni chimiche, il meccanismo d'interazione con l'atmosfera, e gli effetti della turbolenza nei sistemi multifase (insieme più generale in cui sono incluse anche le CDP). Esso tiene inoltre conto delle interazioni all'interno di tali sistemi tra le varie fasi presenti, e dei sistemi stessi con l'atmosfera circostante. Le CDP, in particolare, rivelano un'ampia varietà di comportamenti e caratteristiche. Esse sono CDP multifase, presentano una forte energia di dissipazione, mostrano un ampio intervallo di concentrazione di particelle, e rivelano complesse reologie non lineari, non uniformi, e non stazionarie. Ne consegue che l'obiettivo primario di questi lavori sono l'enunciazione di un modello idrodinamico che riconosce la natura multifase delle CDP, e la definizione di un modello reologico complessivo che considera tutte le differenti forme di dissipazione viscosa di una CDP a qualsiasi concentrazione. Il modello idrodinamico riconosce in modo specifico la natura multifase delle CDP. Esso si basa sulla risoluzione delle equazioni di conservazione per la massa, il momento e l'energia di gas e piroclasti in un flusso multifase turbolento. Per descrivere il modello reologico, invece, devono essere riconosciuti all'interno dei flussi piroclastici tre importanti comportamenti, ossia il cinetico, il collisionale, e il frizionale. Il comportamento cinetico e collisionale è definito dalla teoria di Boltzmann per un gas denso. Il comportamento frizionale, invece, è definito dalla teoria dello stato critico che tiene conto della compressibilità della materia piroclastica. La quantità di moto e l'energia trasferita si comportano diversamente in base ai meccanismi reologici, ossia sono dipendenti dal grado di deformazione per il cinetico e il collisionale, e indipendenti per il frizionale. Per considerare l'intero spettro di fasi (solide e gassose) e di reologie piroclastiche (e quindi le concentrazioni), è usato il software GMFIX. Come dimostrato in questi lavori, GMFIX è capace di riprodurre con successo un ampio arco di fenomeni piroclastici. Sfruttando ciò, sono simulati non solo i flussi piroclastici, ma anche i surge piroclastici. In particolare, i surge piroclastici presentano un andamento cinetico e debolmente collisionale, mentre i flussi piroclastici ne mostrano uno fortemente collisionale e frizionale. Le

simulazioni dei flussi e dei surge piroclastici mostrano che questi estremi sono intrinsecamente legati. Ciò significa che un surge diluito può generare un flusso sottostante denso basale, e che da un flusso concentrato può originarsi un surge diluito che si distende sopra il flusso. Questo chiarisce l'evidenza dei processi di trasformazione verticali e laterali tra surge diluiti e flussi concentrati. Dal meccanismo di trasporto a quello di deposizione si passa attraverso la discussione del modello reologico. Tale modello implica che un'unità elementare arresta il suo scorrere a qualsiasi altezza all'interno della CDP, quando la resistenza di carico diventa infinita e quindi allorché la sua concentrazione volumetrica è vicina a quella massima, fissata al 64%. Ciascuna unità deposizionale è perciò costituita da materiale piroclastico che deriva o dal flusso denso basale (attraverso accumulazione laterale come congelamento in massa), oppure, se presente, dai surge distesi superiormente (mediante accumulazione verticale come aggradamento). Il modello implica che il congelamento in massa (molto probabile) non è del tutto antagonistico con l'aggradamento (poco probabile). In Fig. 1.25 è riportata l'evoluzione di una CDP nello spazio a vari istanti temporali (30 s, 180 s e 480 s) che collassa da una colonna che è espulsa da un cratere di 100 m di diametro con una velocità di 50 m/s. La concentrazione volumetrica è del 3% al cratere per i piroclasti, mentre il resto della miscela è occupato dai gas.

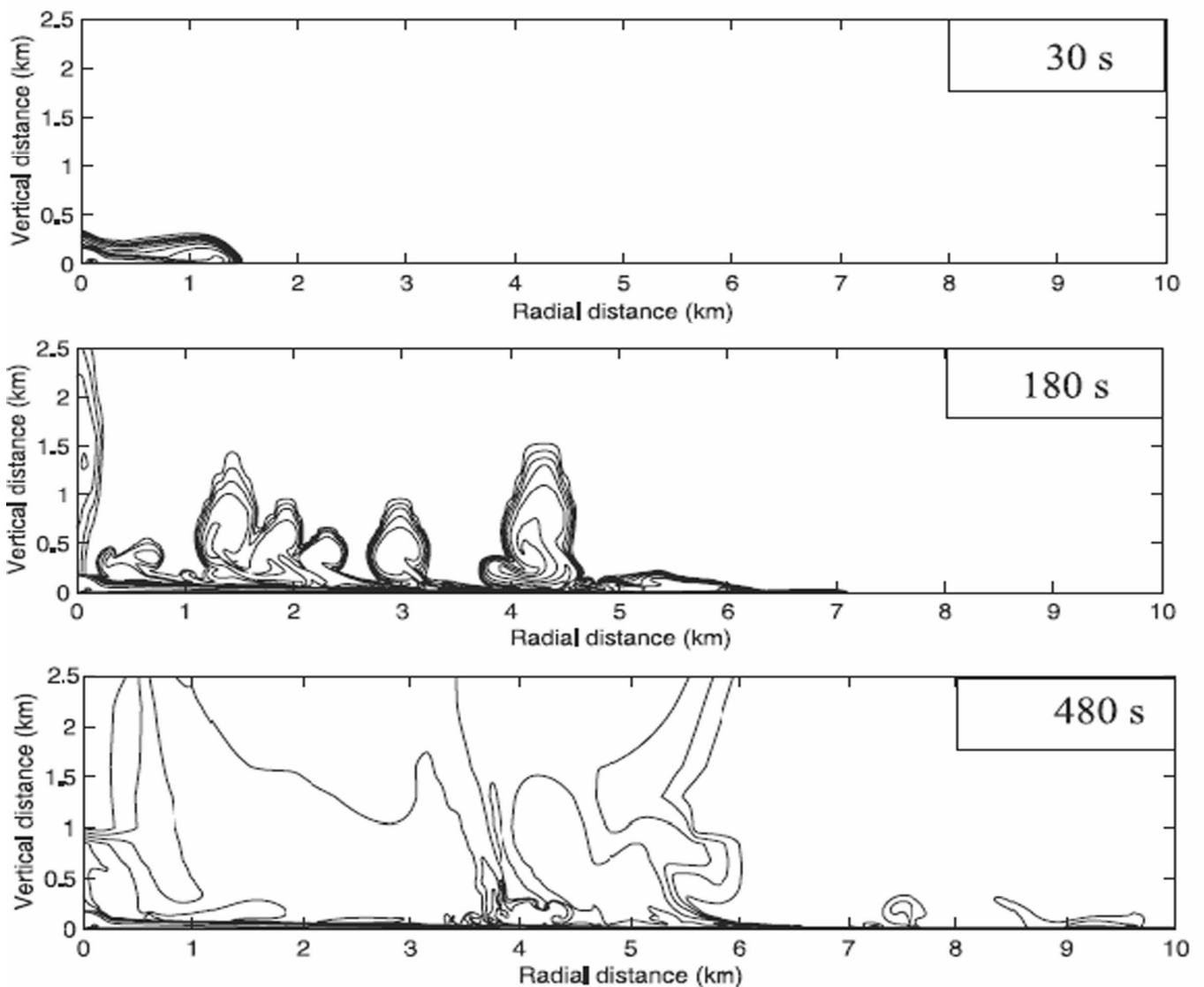


Fig. 1.25: Simulazione numerica di una generica corrente piroclastica.

Dopo 30 s, la CDP ha raggiunto una distanza di 1,4 km e presenta una testa ben sviluppata alta 400 m con concentrazioni piroclastiche che variano da $9 \cdot 10^{-5}$ alla base fino a circa 10^{-2} salendo in altezza. La velocità orizzontale della testa è pari a 9 m/s alla base e 34 m/s ad un'altezza di 20 m. La testa presenta una sporgenza ben estesa che agisce come un tunnel per l'ingresso dell'aria. Di conseguenza, la parte di sotto della testa è molto più diluita e lenta di quella superiore. Sulla base dello schema di classificazione descritto, la testa ha tutte le proprietà di un surge piroclastico. Da questa, un flusso piroclastico denso basale, ben visibile dopo circa 100 s, ha poi origine. A 180 s, il flusso ha sopravanzato il resto della CDP ed ha viaggiato per 7,2 km. Vicino al cratere cominciano a formarsi nuvole fenice (surge diluito generato dal flusso denso), poiché la CDP sta perdendo la sua quantità di moto orizzontale. Ciò comporta la sedimentazione al suolo della parte densa e la risalita di quella diluita, che diventa galleggiante positivamente. A 480 s, dalla CDP si forma un'unità deposizionale (con concentrazioni maggiori del

60%) tra 3,5 e 4,7 km con spessori fino a 10 m. A 180 s e 480 s la concentrazione volumetrica decresce da 50% alla base a meno di 0,1% ad un'altezza di 30 m. Ciò mostra la presenza in questa simulazione di un attivo flusso diluito di sospensione (surge piroclastico cinetico-collisionale che si muove ad una velocità superiore a 50 m/s) sopra ad un sottoflusso basale (flusso piroclastico collisionale e frizionale con una velocità di 40 m/s). Un esempio d'applicazione a un caso reale del nuovo modello delle CDP è riportato nell'articolo di Darteville & Valentine (2007). Esso mostra, attraverso studi sperimentali e numerici che flussi verticali di miscele di gas e particelle solide sono caratterizzati da un comportamento di tipo transiente, con lo sviluppo di ondulazioni ad alta concentrazione di particelle solide separate dalle regioni occupate da gas con basse concentrazioni di solidi. In contrasto, la maggior parte dei modelli di flusso esplosivo in condotti vulcanici tratta la miscela multifase come un singolo fluido o assume un flusso stazionario, annullando così il potenziale per gli effetti dipendenti dal tempo della dinamica multifase. L'eruzione esplosiva da un foro geotermale di tefra basaltico, avvenuta il 8/9/1977 al vulcano Námafjall (Islanda), fornisce un eccezionale caso di verifica per processi multifase, dato che la sua estensione verticale (~ 1 km) è simile a quella dei condotti vulcanici naturali, e la sua geometria è esattamente nota. La modellizzazione di quest'eruzione è eseguita risolvendo separatamente le equazioni dipendenti dal tempo (7, 8, 9a e 9b) per la fase gassosa e per quelle solide, permettendo il trasferimento dell'attrito e del calore tra le fasi. I risultati del modello sono consistenti con lo sviluppo d'ondulazioni transienti ad alta concentrazione di particelle solide che si propagano su per il foro, risultanti in fenomeni complessi di flusso compressibile accompagnato dall'emissione di particelle solide ad impulsi in una maniera che è consistente con le osservazioni a Námafjall. Questi processi transienti avvengono ogni qualvolta che l'afflusso di gas e particelle solide alla base del foro è mantenuto costante. Una rappresentazione di questi risultati è riprodotta nella seguente Fig. 1.26, dove è riportato l'andamento della concentrazione volumetrica delle particelle solide ad alcuni istanti di tempo (112, 113, 114, 115 e 116 s) in funzione della diversa altezza del foro.

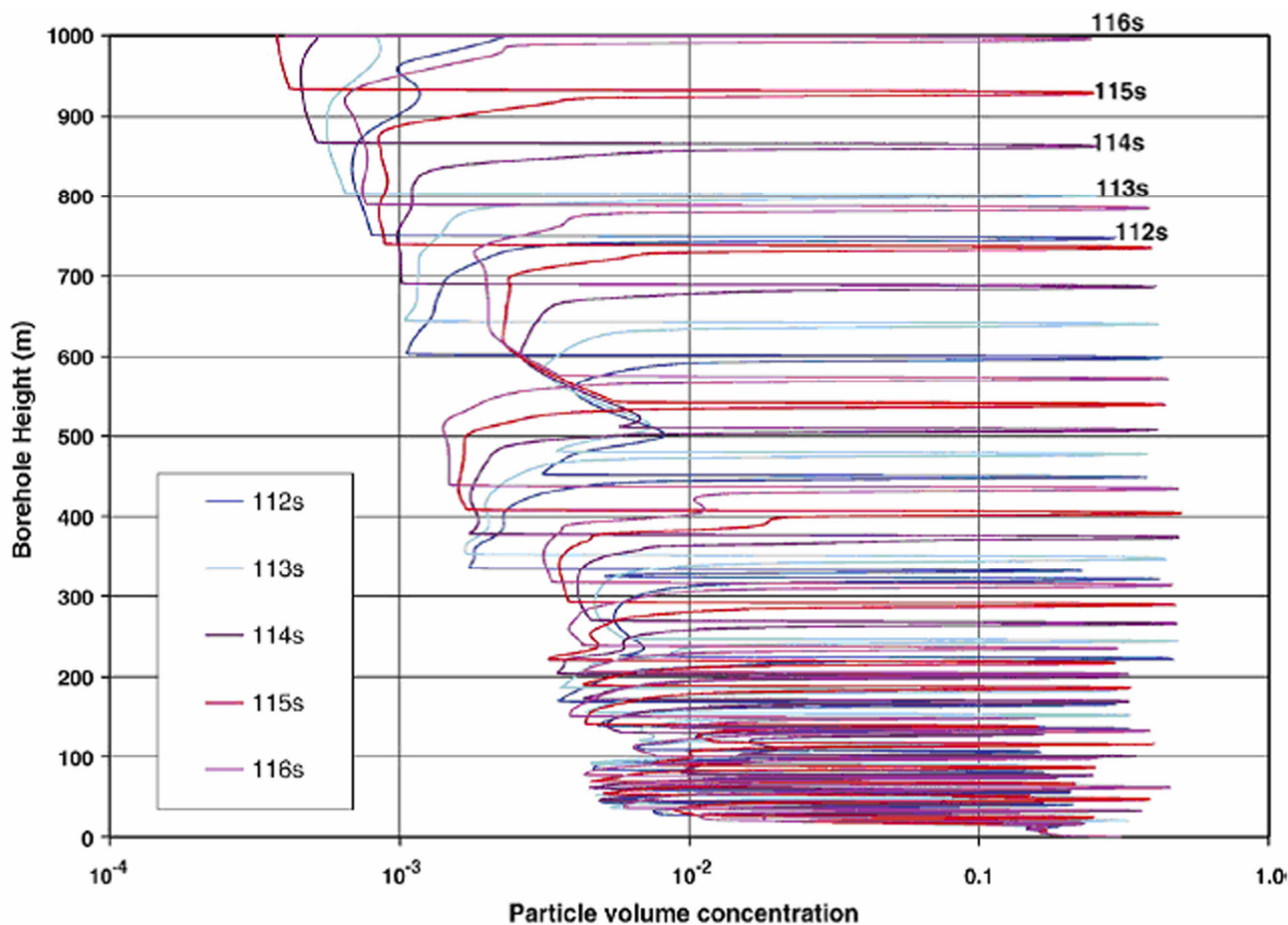


Fig. 1.26: Andamento in altezza della concentrazione volumetrica dei solidi.

I risultati indicano che i comportamenti transienti multifase sembrano essere comuni nei flussi all'interno del condotto vulcanico, e che una materia chiave per la ricerca futura è quantificare i tipi di comportamenti dipendenti dal tempo e il loro impatto sulla dinamica eruttiva delle colonne. I lavori di Darteville del 2004, e l'applicazione del 2007, pur avendo studiato le CDP e le varie trasformazioni tra flussi e surge, si fermavano a simulazioni bidimensionali e ad un meccanismo di deposizione principalmente in massa. Nel 2007 è stato proposto un nuovo modello tridimensionale di simulazione della dinamica del trasporto nelle CDP, applicato poi nel 2008 allo studio del Montserrat e del Vesuvio.

Il lavoro di Ongaro et al. (2007) presenta una nuova versione tridimensionale del codice parallelo PDAC-2D per simulazioni numeriche transienti della dispersione delle particelle vulcaniche nell'atmosfera. Le equazioni di questo modello, che descrivono la dinamica delle CDP multifase di gas e solidi piroclastici espulsi dal cratere vulcanico durante le eruzioni esplosive, sono risolte mediante lo schema di discretizzazione dei volumi finiti e un sistema iterativo non lineare adatto ai flussi multifase compressibili. Il nuovo codice permette la descrizione della dinamica del collasso delle colonne vulcaniche e della propagazione delle CDP associate in condizioni tridimensionali complete, includendo

una descrizione realistica della topografia del vulcano. La modellizzazione in tre dimensioni migliora quella bidimensionale, che impone una propagazione radiale artificiale delle CDP ignorando i flussi azimutali prodotti dalle topografie reali. La soluzione dell'insieme delle equazioni multifase è così impegnativa dal punto di vista computazionale, tanto che la simulazione tridimensionale della dinamica transiente delle colonne eruttive non sarebbe plausibile su una singola stazione di lavoro. Il nuovo codice è stato parallelizzato attraverso l'adozione di uno schema di partizione del dominio "a hoc" che impone un bilanciamento di carico in presenza di un largo numero di celle ostacolanti topografiche. Un risultato ottenuto dalle simulazioni è mostrato nella successiva Fig. 1.27, dove è possibile osservare all'istante di 440 s la dinamica della colonna e della CDP associata. I vari colori si collegano a diverse concentrazioni volumetriche delle particelle solide, e in particolare l'arancione scuro a quelle più alte ($10^{-1} \div 10^{-2}$), mentre il grigio chiaro a quelle più basse ($10^{-8} \div 10^{-9}$).

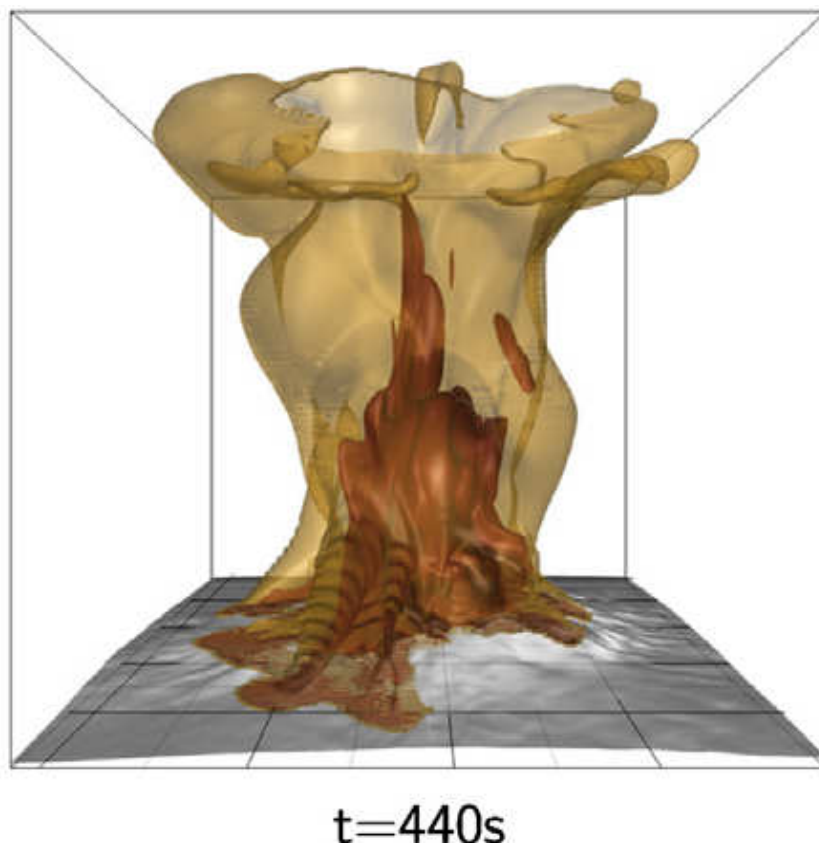


Fig. 1.27: Finestra temporale di una simulazione tridimensionale di una colonna eruttiva.

E' così mostrato che questo codice PDAC-3D ha una considerevole efficienza su varie piattaforme ad alta presentazione e rende possibile, per la prima volta, simulazioni d'eventi eruttivi interamente tridimensionali su una realistica topografia vulcanica. A seguire è riportata l'applicazione ai casi reali del Montserrat e del Vesuvio del nuovo modello tridimensionale per le colonne e le CDP.

Nel primo lavoro di Ongaro et al. (2008) ci si serve di codici bidimensionali (e tridimensionali) sulla dinamica di flussi termofluidi a più particelle per esaminare un energetico blast vulcanico che ebbe luogo al Montserrat nel Dicembre 1997. I blasts vulcanici sono potenti esplosioni con una rilevante parte laterale, che può generare PDC devastanti e ad alta energia. Tali blasts sono un'importante classe di fenomeni eruttivi, ma la quantificazione, per comprendere la loro dinamica e i loro effetti, è ancora incompleta. Sulla base delle simulazioni, il blast è diviso in tre fasi: un'esplosione iniziale della durata di circa 5 s la quale comporta una rapida espansione della miscela di gas e piroclasti, un collasso gravitazionale asimmetrico alla ricaduta del materiale eruttato avvenuto causato da un mescolamento con una quantità d'aria non sufficiente a formare una colonna galleggiante, e una CDP che è dominata da un moto parallelo alla superficie del suolo influenzato dalla topografia. Alcuni parametri chiave d'input, come l'energia complessiva dei gas e la massa totale dei solidi, sono stati variati per comprendere la loro influenza sulle simulazioni. Un esempio delle simulazioni bidimensionali del blast è riportato in Fig. 1.28, nella quale le isolinee delle concentrazioni volumetriche delle particelle solide sono colorate partendo dal rosso per le concentrazioni più alte e terminando con l'azzurro per quelle più basse.

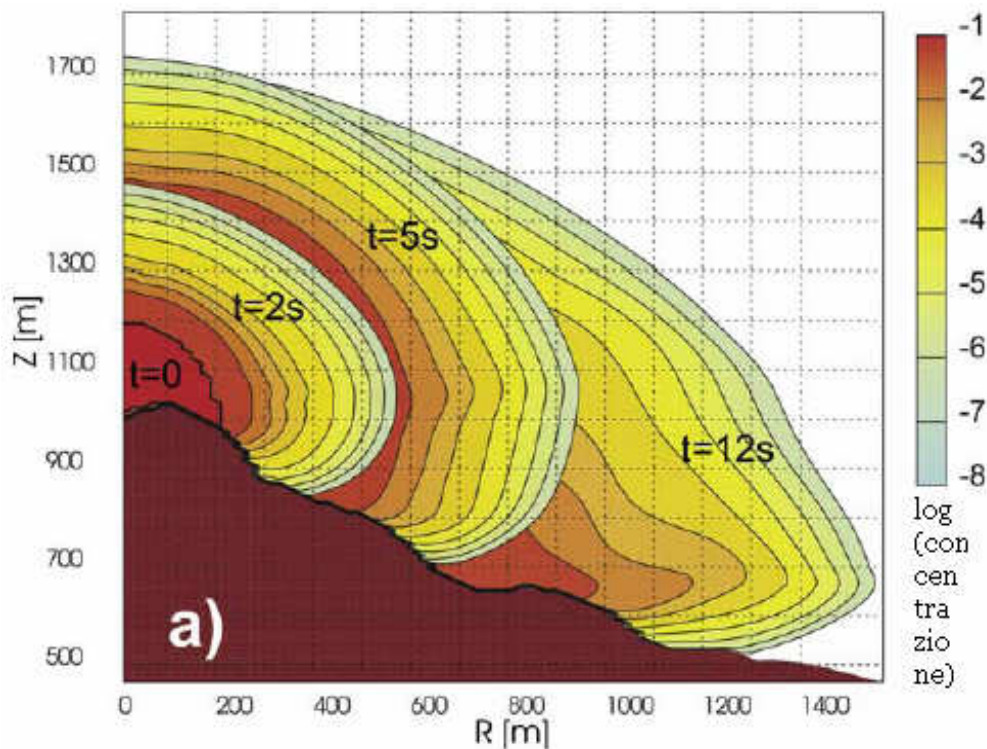


Fig. 1.28: Simulazione numerica di un blast vulcanico al Montserrat.

I risultati delle simulazioni sono stati paragonati con separate osservazioni di campo sul danno e sui depositi. E' stato così dimostrato che il modello generalmente afferra le caratteristiche importanti a larga scala del fenomeno eruttivo.

Il secondo lavoro di Ongaro et al. (2008) riporta simulazioni numeriche delle colonne collassanti e delle CDP, relativi a scenari eruttivi al Vesuvio, servendosi di un modello di fluido transiente tridimensionale basato sulle equazioni (21), (22) e (23). Il modello descrive non solo la dinamica del collasso, ma anche gli effetti della topografia tridimensionale del vulcano sulla propagazione delle CDP. Le condizioni di sorgente fanno riferimento ad un evento di media scala sub-pliniano e considerano un getto bilanciato in pressione. Il collasso della colonna può essere caratterizzato da differenti comportamenti, che vanno da un collasso ravvicinato, passando per uno parziale, fino ad uno quasi totale. Questi comportamenti possono essere caratterizzati dalla frazione di massa eruttiva che raggiunge il suolo e genera le CDP. Si conferma così la possibilità di un comportamento di transizione per le colonne collassanti, caratterizzato da episodi contemporanei o intermittenti di ricaduta di cenere e di CDP. La propagazione e la potenziale pericolosità delle CDP sembrano essere direttamente correlate con la percentuale del flusso di massa (mass flow rate) che collassa al suolo, piuttosto che con l'altezza del collasso della colonna. Il primo ordine per i valori delle variabili di pericolosità associate alle PDC (pressione dinamica, temperatura, e concentrazione di cenere trasportata dall'aria) può essere ricavato dai risultati delle simulazioni, dando così una stima iniziale per la quantificazione del danno degli scenari eruttivi. Per gli scenari che assumono una posizione del cratere centrale coincidente con quello del Gran Cono, la propagazione delle CDP è significativamente influenzata, poiché è ampiamente ridotta la loro diffusione nel settore settentrionale e che la massa eruttata è deviata verso ovest e sudovest. In Fig. 1.29 è mostrato il comportamento generale di una colonna collassante mediante un'istantanea tridimensionale delle isolinee in concentrazione volumetrica delle particelle solide 700 s dopo l'immissione della miscela nell'atmosfera.

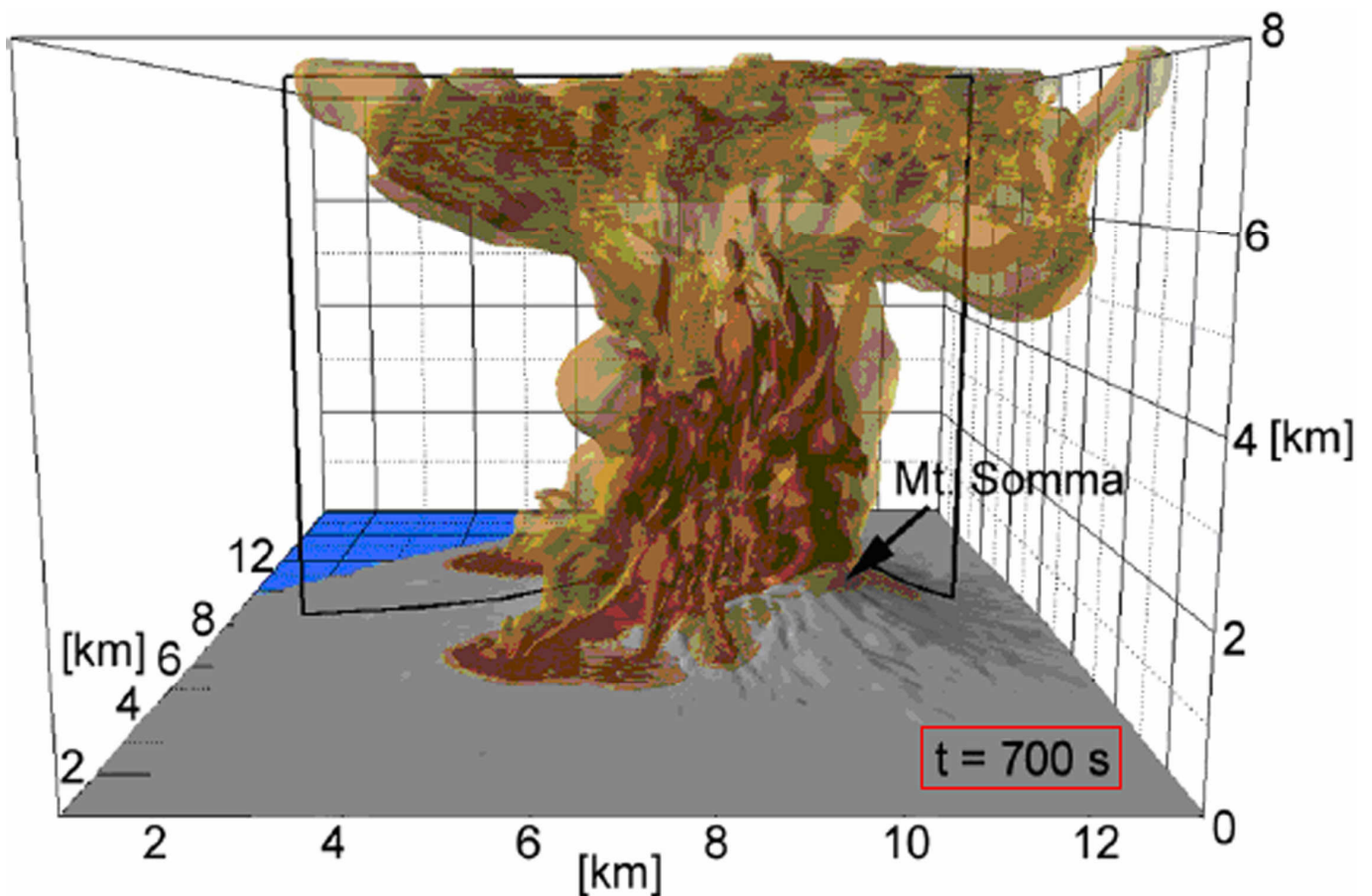


Fig. 1.29: Finestra temporale di una simulazione numerica di uno scenario eruttivo al Vesuvio.

I risultati mostrano che la quantità di massa che tende a collassare varia da circa il 60% del flusso di massa immesso fino ad oltre il 75% alla base del getto, mostrando che il collasso coinvolge l'intera altezza della colonna. Inoltre, solo una piccola porzione della massa collassata (circa il 10%) forma le PDC, mentre il resto è trascinato per convezione nei pennacchi co-ignimbrici prossimi.

A conclusione di questa descrizione dei lavori presenti in letteratura, riguardanti le simulazioni delle eruzioni esplosive, bisogna osservare che la deposizione delle CDP è un aspetto ancora poco sviluppato. L'unica osservazione effettuata è che un'unità elementare arresta il suo scorrere a qualsiasi altezza nella CDP, allorché la sua concentrazione volumetrica è uguale al 64%. In questa condizione si ha la formazione di un deposito [Darteville et al. (2004)].

Descrizione delle simulazioni numeriche dei flussi granulari

Il principale argomento sviluppato in questa tesi riguarda la simulazione numerica di colonne eruttive collassanti a cui sono associati fontane piroclastiche, CDP, e pennacchi termici convettivi che si sviluppano sopra la fontana e la CDP (Fig. 2.1). Fra i possibili stili eruttivi presenti nelle eruzioni sostenute, s'intende analizzare quello in cui la colonna collassante è emessa con un flusso continuo ed i suoi margini esterni si allontanano ricadendo poi al suolo [Parfitt & Wilson (2008)].

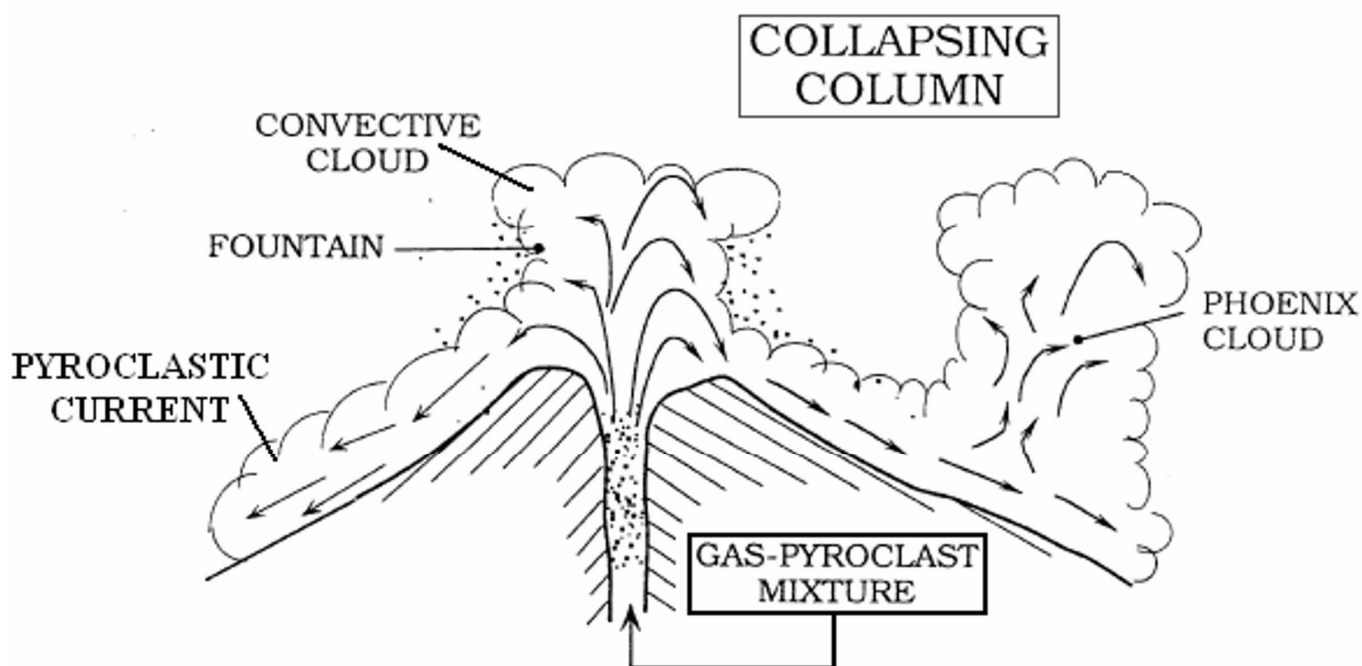


Fig. 2.1: I fenomeni eruttivi associati alle colonne collassanti [modificata da Neri A. et al. (2002)].

Riferendosi alla ripartizione schematica proposta da Neri A. et al. (2002), ottenuta modificando l'originale di Neri A. & Dobran F. (1994), i sistemi di trasporto analizzati si riferiscono (Fig. 2.2) ai domini delle fontane piroclastiche, delle CDP, e dei pennacchi termici convettivi. Le condizioni eruttive stabilite per il sistema (diametro del cratere e velocità verticale d'emissione) non permettono lo sviluppo di una colonna galleggiante in base alla Tab. 1a proposta da Darteville S. et al. (2004), e quindi il dominio pliniano (Fig. 2.2) non è considerato nelle simulazioni proposte.

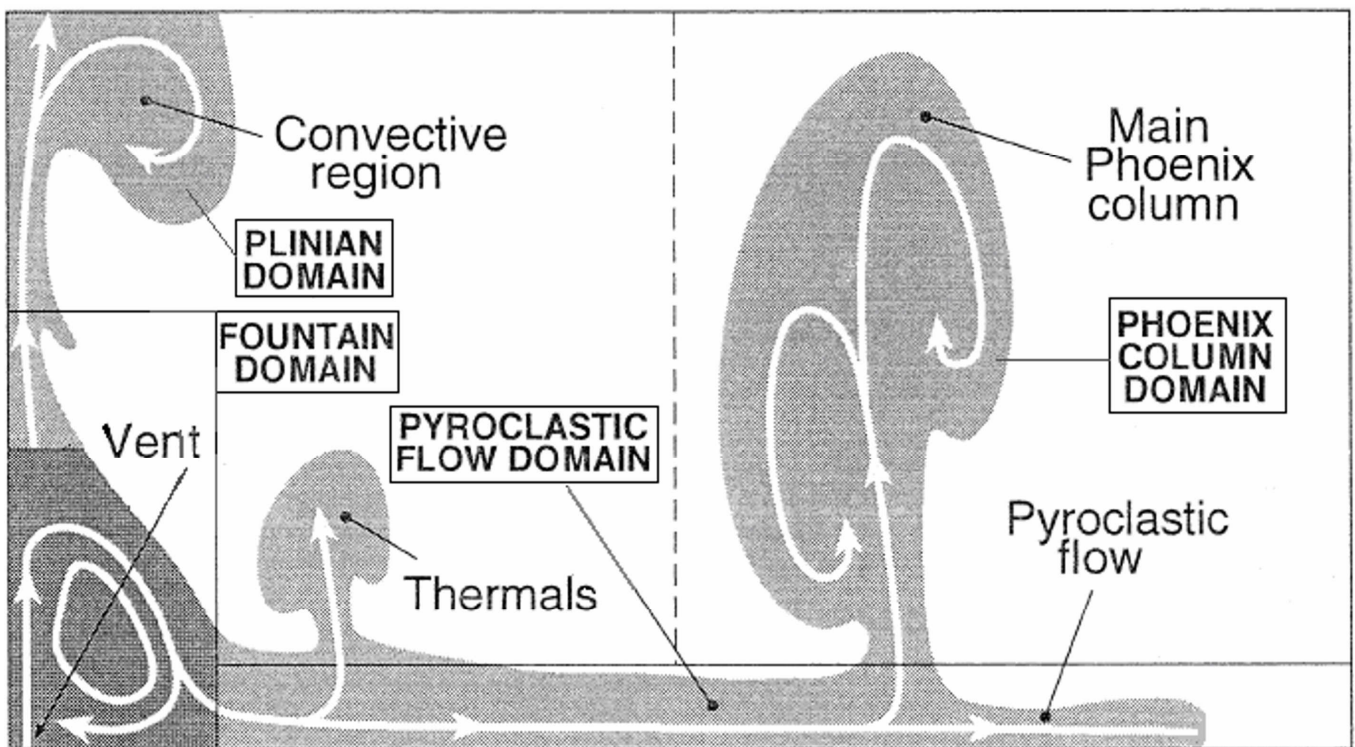


Fig. 2.2: Suddivisione in domini del sistema di trasporto dei piroclasti nel flusso granulare.

Lo sviluppo di CDP è considerato uno dei fenomeni più pericolosi che possono prodursi durante un'eruzione vulcanica esplosiva [Tanguy et al. (1998)] e di solito comporta un'elevata distruzione dei territori colpiti [Blong (1984)]. Le simulazioni numeriche, perciò, sono state elaborate ponendo particolare attenzione allo sviluppo e alla dinamica delle CDP, e in particolare al comportamento delle particelle solide all'interno di esse. All'inizio di questo capitolo è mostrato, mediante le simulazioni svolte con MFIX, il comportamento dei solidi in una colonna galleggiante. Sono spiegati in seguito i motivi per i quali il software GMFIX è stato preferito agli altri codici in precedenza illustrati. E' poi illustrata una simulazione numerica di test eseguita su GMFIX, e inoltre sono descritte e interpretate le simulazioni più rilevanti tra tutte quelle svolte con GMFIX. Infine, è sviluppata una comparazione tra alcuni modelli di eventi eruttivi e certi meccanismi delle simulazioni numeriche.

2.1 Comportamento dei solidi in una colonna galleggiante

In questo paragrafo è analizzato il comportamento delle particelle solide all'interno delle colonne eruttive galleggianti. Per questa tipologia di colonne è stato adoperato il codice computerizzato multiuso MFIX, il quale si basa sulla risoluzione d'alcune equazioni differenziali lineari (8, 9, 10, 11, 12). Sebbene

tale codice non sviluppi una trattazione completa della turbolenza, è tuttavia adeguato per le colonne galleggianti, poiché in esse questo fenomeno è caratterizzato da grandi vortici a bassa energia. Per risolvere le equazioni differenziali, è stato necessario, prima di tutto, impostare i seguenti parametri: durata delle simulazioni, tempo d'avanzamento, dimensioni degli assi, numero delle celle, viscosità e densità della fase gassosa, densità e dimensione per ciascuna fase solida, coefficiente di anelasticità negli urti, angolo d'attrito e frazione minima di vuoti necessari per la fluidizzazione. Sono state poi stabilite le condizioni iniziali sul dominio, bidimensionale e a simmetria cilindrica, la cui area è stata definita in base alle dimensioni degli assi (altezza e raggio). Le caratteristiche del dominio, infine, sono state fissate attraverso la definizione delle condizioni al contorno. Lungo l'altezza è stata posta una parete completamente riflettente. Lungo il raggio, invece, è stata collocata una parete riflettente, avente all'origine un'apertura di determinate dimensioni. A chiusura del dominio, infine, sono state collocate due pareti permeabili. Attraverso l'apertura è stata inserita una miscela fluidizzata con un flusso di massa costante e una certa velocità verticale iniziale. L'evoluzione di tale miscela è stata determinata dalla risoluzione in ogni cella delle equazioni differenziali lineari. Le condizioni iniziali sono state ridefinite in ciascun passaggio da una cella a quelle adiacenti, che avviene sempre attraverso due pareti permeabili. La suddivisione in celle permette di seguire più da vicino le modificazioni all'interno della miscela prodotte dal moto turbolento dei gas. Il moto delle particelle solide (ritenute sferiche), infine, è stato ricostruito per approssimazioni successive partendo dallo scorrimento laminare descritto dalle equazioni (8, 9, 10).

E' stato così possibile, mediante l'esecuzione di diverse simulazioni basate sullo schema descritto, ricavare l'andamento della velocità verticale delle particelle solide nel tempo all'interno delle colonne galleggianti. I valori della velocità ottenuti da una simulazione numerica di 100 s sono stati riportati in funzione del tempo nel grafico rappresentato in Fig. 2.3.

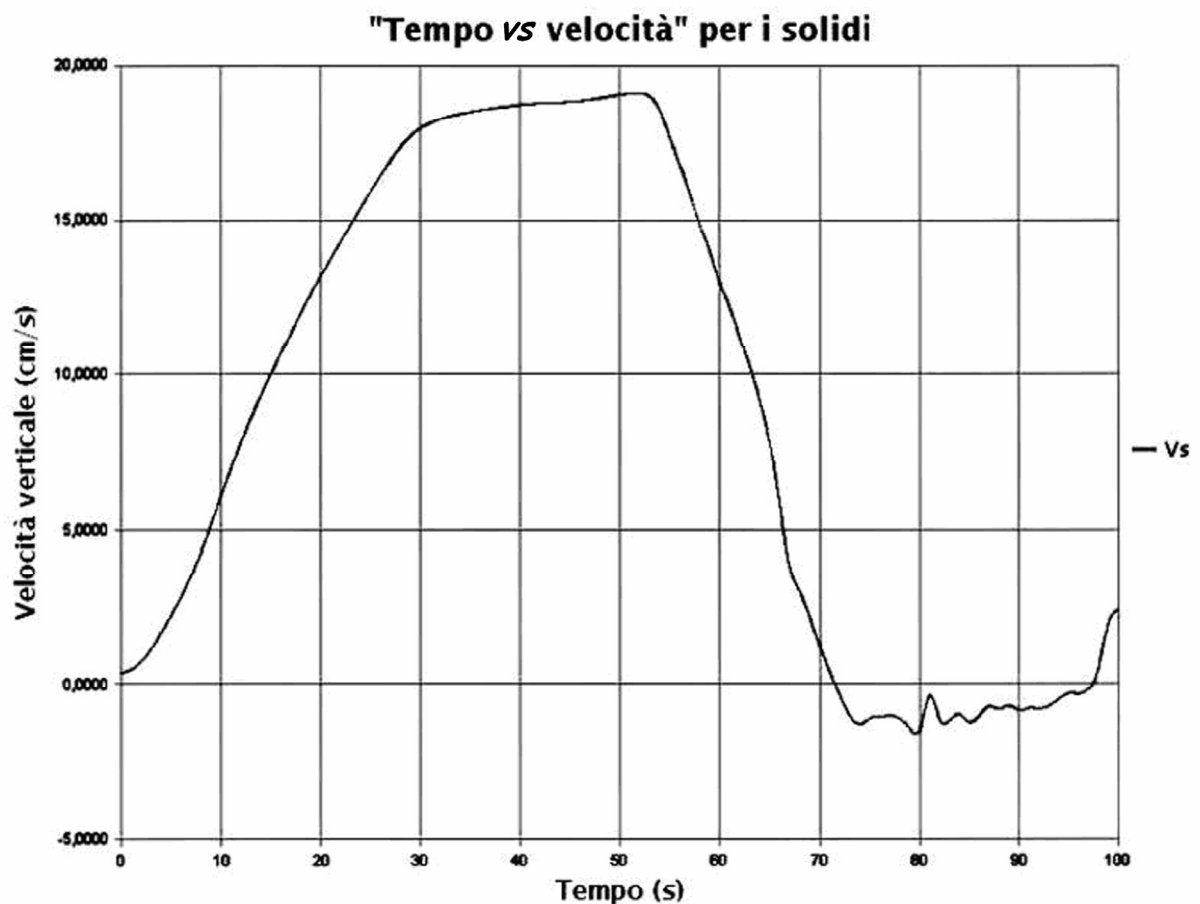


Fig. 2.3: Andamento della velocità verticale dei solidi nel tempo in una colonna galleggiante.

E' importante ricordare che nelle colonne galleggianti si distinguono tre regioni (Fig. 1.2): getto, convezione, e ombrello. Nel grafico riportato in Fig. 2.3 si nota inizialmente, per i primi 30 s, un rapido incremento della velocità verticale, come avviene nella regione di getto. In seguito, tra 30 s e 55 s, l'andamento della velocità è quasi piatto, come accade nella regione di convezione. Si osserva, più tardi, una rapida decrescita della velocità tra 55 s e 75 s, corrispondente al passaggio non istantaneo dalla regione convettiva a quella di ombrello. Si nota, infine, da 75 s fino a 100 s una fluttuazione intorno a zero della velocità, come avviene nella regione di ombrello.

In Fig. 2.4 è riprodotto l'andamento della velocità verticale delle particelle solide lungo l'altezza, ad un dato istante di tempo, in una colonna galleggiante. Il colore rosso rappresenta la velocità minima, il blu la massima, e il giallo una velocità intermedia.

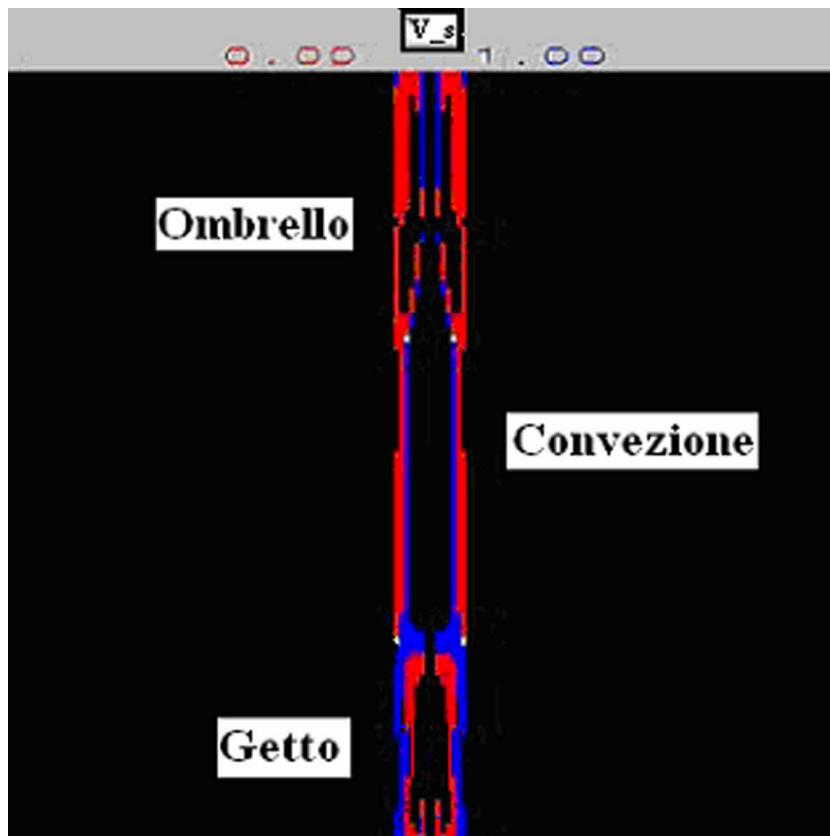


Fig. 2.4: Andamento della velocità verticale dei solidi lungo l'altezza in una colonna galleggiante.

Nella regione di getto la velocità è minima al centro e massima alle estremità. Nella regione convettiva la velocità è massima al centro e minima alle estremità. Nella regione di ombrello la velocità oscilla tra minima e massima al centro, mentre si mantiene minima alle estremità. I due quadratini gialli in basso identificano il passaggio dalla regione di getto a quella convettiva, mentre quelli in alto il trasferimento dalla regione convettiva a quella di ombrello.

2.2 I motivi della scelta del software GMFIX

La collaborazione con Sebastien Darteville del “Los Alamos National Laboratory” e con Greg Valentine della “University at Buffalo” ha permesso di disporre da subito del software MFIX, e in seguito dell'ultimo aggiornamento della sua versione geofisica GMFIX. Ambedue questi software sono stati sviluppati per risolvere numericamente le equazioni di Navier-Stokes nei casi in cui non è possibile trovare una soluzione analitica. I motivi fondamentali per i quali si è abbandonato il codice MFIX, a favore di GMFIX, sono esposti di seguito.

Come spiegato in precedenza, il collasso delle colonne piroclastiche è principalmente controllato dalla turbolenza prodotta da vortici di poche centinaia di metri. Essa provoca mescolamento di vortici ed eterogeneità sui fianchi della colonna, implicando che il collasso sia favorito soltanto in certe aree, dalle quali in seguito si generano le CDP [Andrews & Gardner (2009)]. Il meccanismo di trasporto delle particelle solide nelle CDP, inoltre, è anch'esso turbolento, ed è condizionato dall'interazione con l'atmosfera [Branney & Kokelaar (2002)]. Di conseguenza, i trattamenti, sia della turbolenza, sia del trascinarsi delle particelle dal moto turbolento gassoso, sono fondamentali per la simulazione delle CDP. Come riportato da Dartevelle (2004), questi trattamenti sono stati introdotti in GMFIX.

Con MFIX, inoltre, come è stato spiegato nel precedente paragrafo, si possono ottenere solamente risultati unidimensionali come l'andamento della velocità verticale delle particelle solide in funzione del tempo. Nelle PDC, però, si riscontrano variazioni spaziali nel tempo e cambiamenti temporali nello spazio. E' quindi essenziale, come avviene con GMFIX, ottenere risultati bidimensionali.

In realtà, per una descrizione completa del comportamento delle particelle solide in una CDP, sarebbe meglio riuscire ad avere risultati tridimensionali. La modellizzazione in tre dimensioni migliora quella bidimensionale, che impone una propagazione radiale artificiale delle CDP ignorando i flussi azimutali prodotti dalle topografie reali [Ongaro et al. (2007)]. Questa modellistica, sviluppata in GMFIX, ha tuttavia bisogno d'elevate capacità di calcolo e di tempi computazionali molto lunghi per portare a termine simulazioni numeriche di circa una decina di minuti. Principalmente per questo motivo, perciò, si è preferito sviluppare simulazioni numeriche bidimensionali.

Com'è stato spiegato in precedenza, il software PDAC, che, similmente a GMFIX, è capace di sviluppare simulazioni numeriche bidimensionali e tridimensionali. GMFIX è stato preferito a PDAC in conseguenza della continua e proficua collaborazione stabilita con gli autori del codice (Greg Valentine, Sebastian Dartevelle) all'interno del progetto di ricerca internazionale VHub (Cyberinfrastructure for Volcano Eruption and Hazards Modeling and Simulation, <http://geohazards.buffalo.edu/VHub/>; Collaborative volcano research and risk mitigation, <http://vhub.org/>).

2.3 Una simulazione-test per il software GMFIX

In questo paragrafo è illustrata la simulazione di test del software GMFIX. Il codice è stato poi adoperato per tutte le simulazioni effettuate. A seguire sono elencati i principali modelli usati in questa simulazione, i parametri impiegati, le condizioni iniziali e quelle al contorno.

In GMFIX sono stati introdotti i trattamenti del trascinamento delle fasi solide provocato dal moto turbolento della fase gassosa, e della turbolenza dei gas in base ai modelli LES e RANS. Tra questi due modelli, si è scelto di usare il RANS per il motivo seguente. Il modello LES, servendosi di grandi vortici per riprodurre la turbolenza, può non descrivere in modo preciso tutte le trasformazioni. Il modello RANS, invece, segue puntualmente qualsiasi variazione [Ferziger & Perić (2002)]. Per quanto riguarda il trascinamento delle particelle solide, descritto nell'equazione (27), è stato deciso di descrivere la funzione d'attrito Ψ_{dr} attraverso il modello di Gidaspow formulato nel 1986 [Vejahati (2009)].

$$\Psi_{dr} = \frac{\theta_s \rho_s}{3d_s} \cdot \frac{7\bar{v}_s}{10} \quad (29)$$

In quest'equazione, θ_s è la concentrazione volumetrica delle particelle solide (supposte sferiche), ρ_s la densità, d_s il diametro, e \bar{v}_s la velocità. Tra queste grandezze, la velocità è l'unica variabile.

Il moto turbolento della fase gassosa comporta che le equazioni differenziali (16, 17, 18) di Navier-Stokes non siano più lineari. La risoluzione di queste tre equazioni è avvenuta, perciò, attraverso un metodo iterativo. In GMFIX sono implementati tre metodi, ossia il SOr (Successive Overrelaxation), il CGStab (Conjugate Gradient Stabilized) e il GMRes (Generalized Minimal Residual). Il SOr si sostiene su un fattore ω che assicura la convergenza solo se è minore del valore ottimale. Il CGStab si fonda sulla minimizzazione delle funzioni d'iterazione. Il GMRes, infine, si basa sulla riduzione [Ferziger & Perić (2002)] ad un valore minimo dei residui. Il CGStab, di conseguenza, è il più robusto (ossia tratta senza difficoltà un ampio numero di problemi).

Il passaggio da un'iterazione alla successiva è stato gestito mediante i fattori di sottorilassamento, come riportato nell'equazione (18). Per la descrizione delle nuove grandezze turbolente su un dominio suddiviso in un certo numero di celle, sono stati usati gli schemi di discretizzazione. In particolare, tra Upwind, Upstream e Lax-Wendroff, è stato scelto il First Order Upwind (FOU). Tra i diversi schemi disponibili questo presenta [Dartevelle et al. (2004)] una migliore convergenza.

I parametri impiegati nella simulazione test sono descritti di seguito, mentre i valori sono riportati in Tab.1. Prima di tutto, è stato fissato il tempo di simulazione e l'intervallo temporale. Questo intervallo è variabile tra 10^{-6} s e 1 s, poiché in GMFIX è presente una funzione che permette di regolarlo in base alle iterazioni bloccate e quelle completate. Per quanto riguarda la viscosità, quella delle particelle solide è stata considerata dipendente dal tempo, mentre quella dei gas è stata posta ad un valore stabilito. Entrambe le viscosità, tuttavia, non possono superare dei valori limite (viscosità massime) da fissare per solidi e gas all'interno del flusso granulare. Inoltre, sono stati definiti valori costanti per le conducibilità

termiche dei gas e dei solidi. Ancora, è stata fissata la capacità termica delle particelle solide, mentre la capacità termica dei gas [Neri & Macedonio (1996)] è stata valutata mediante uno sviluppo in serie sulla temperatura arrestato alla seconda potenza (A_0 , A_1 , e A_2 sono coefficienti empirici):

$$C_g = A_0 + A_1 T_g - A_2 T_g^2 \quad (30)$$

Sono stati poi assegnati i valori della concentrazione volumetrica dei solidi per i quali le collisioni e gli strofinamenti diventano predominanti [Srivastava & Sundaresan (2003)], e il valore per le disposizioni random [Beals et al. (2000)]. Per i gas è stato precisato il valore di concentrazione complementare a quello per le disposizioni random dei solidi. E' stata poi stabilita la concentrazione di soglia per la risoluzione dell'equazione (17), e la minima concentrazione di particelle presente nel flusso. E' stata fissata, infine, la concentrazione di soglia dei gas per poterli considerare come la fase trasportatrice.

Tab. 2.1: I parametri adoperati per la simulazione test

Parametro	Simbolo	Valore scelto
Tempo di simulazione	t_s	150 s
Intervallo temporale	Δt	0,01 s
Viscosità massima (gas)	$\mu_{g(max)}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa} \times \text{s}$
Viscosità massima (particelle solide)	$\mu_{s(max)}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa} \times \text{s}$
Viscosità dipendente dal tempo (gas)	$\mu_{g(t)}$	$1 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \times \text{s}$
Conducibilità termica (gas)	K_g	$0,26 \text{ W} \times \text{m}^{-1} \times \text{K}^{-1}$
Conducibilità termica (particelle solide)	K_s	$2,20 \text{ W} \times \text{m}^{-1} \times \text{K}^{-1}$
Capacità termica (gas)	C_g	$2650 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$
Capacità termica (particelle solide)	C_s	$1300 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$
Concentrazione volumetrica dei solidi (collisione)	θ_{sc}	0,45
Concentrazione volumetrica dei solidi (frizione)	θ_{sf}	0,55
Concentrazione volumetrica dei solidi (random)	θ_{sr}	0,64
Concentrazione volumetrica dei gas (random)	θ_{gr}	0,36
Concentrazione volumetrica dei solidi (soglia)	θ_{sd}	10^{-8}
Concentrazione volumetrica dei solidi (minima)	$\theta_{s(min)}$	10^{-8}
Concentrazione volumetrica dei gas (soglia)	θ_{gm}	0,75

Per fissare le condizioni iniziali sono stati definiti sull'intero dominio la temperatura di tutte le fasi (gassose e solide), la velocità, la pressione, il valore di k e ε per la turbolenza RANS, e le concentrazioni volumetriche occupate da tutte le fasi. Inoltre, è stato introdotto il parametro TURB-TOL (v_s), che controlla la viscosità turbolenta delle CDP, definita dall'equazione (25). Sostituendo questo parametro, proporzionale a ε/k (dimensioni di una frequenza), nella (25), si ha che:

$$\mu = \frac{\rho_m \cdot C \cdot k}{v_s} \quad (32)$$

Per il flusso granulare (emesso con flusso di massa costante) è stata definita la pressione, la temperatura, la velocità verticale d'emissione, la concentrazione complessiva e specifica per ciascuna classe di particelle solide, e la loro densità. Le classi di particelle solide presenti in questo flusso sono due: nella prima hanno un diametro di 10 μm , mentre nella seconda di 1 mm.

Tab. 2.2: Condizioni iniziali sull'intero dominio e per il flusso granulare

Parametro	Simbolo	Valore scelto
Temperatura iniziale	T_i	300 K
Velocità iniziale	\vec{v}_i	$0 \text{ m} \times \text{s}^{-1}$
Pressione atmosferica	P_a	10^5 Pa
Costante cinetica	k	$0,01 \text{ m}^2 \times \text{s}^{-2}$
Costante dissipativa	ε	$100,0 \text{ m}^2 \times \text{s}^{-3}$
Frequenza di soglia per la turbolenza	v_s	$1 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$
Concentrazione iniziale (solo gas)	θ_i	100 %
Pressione del flusso	P_f	10^5 Pa
Temperatura d'emissione	T_f	1200 K
Velocità verticale d'emissione	\vec{v}_e	$200 \text{ m} \times \text{s}^{-1}$
Concentrazione dei gas	θ_{gf}	0,99
Concentrazione di particelle solide	θ_{sf}	0,01
Concentrazione di particelle per ciascuna classe	θ_{sc}	0,005
Densità delle particelle solide	ρ_s	$2500 \text{ kg} \times \text{m}^{-3}$

Essendo la pressione del flusso uguale a quella atmosferica, il collasso della colonna eruttiva avviene dall'altezza alla quale si ha l'equilibrio tra energia cinetica e potenziale.

$$\frac{1}{2} m |\vec{v}|^2 = mgh \Rightarrow h = \frac{|\vec{v}|^2}{2g} \approx 2000 \text{ m} \quad (31)$$

La superficie complessiva del dominio, bidimensionale a simmetria cilindrica, i cui assi sono l'altezza e il raggio, è stata stabilita in base alle loro dimensioni.

Le caratteristiche del dominio sono state fissate attraverso la definizione delle condizioni al contorno. Lungo l'altezza è stato posto un riflettore con scivolamento libero ($\partial v_i / \partial x_k = 0$, senza attrito). Lungo l'asse radiale, invece, è stata messa una parete con scivolamento parziale ($v_i = v_k = c$, attrito ridotto) che presenta all'origine un'apertura circolare il cui diametro è uguale alla larghezza del cratere

(300 m in questa simulazione). Attraverso l'apertura, è stato immesso il flusso granulare con le caratteristiche definite in Tab. 2.2. A chiusura del dominio, infine, sono state collocate due pareti permeabili (open-flow boundaries) attraverso le quali il flusso granulare si propaga liberamente. L'intero dominio è stato suddiviso in celle quadrate di 100 m^2 . La rappresentazione del tipo di dominio usato è illustrata nella successiva Fig. 2.5, ricavata dall'articolo di Neri et al. (2003).

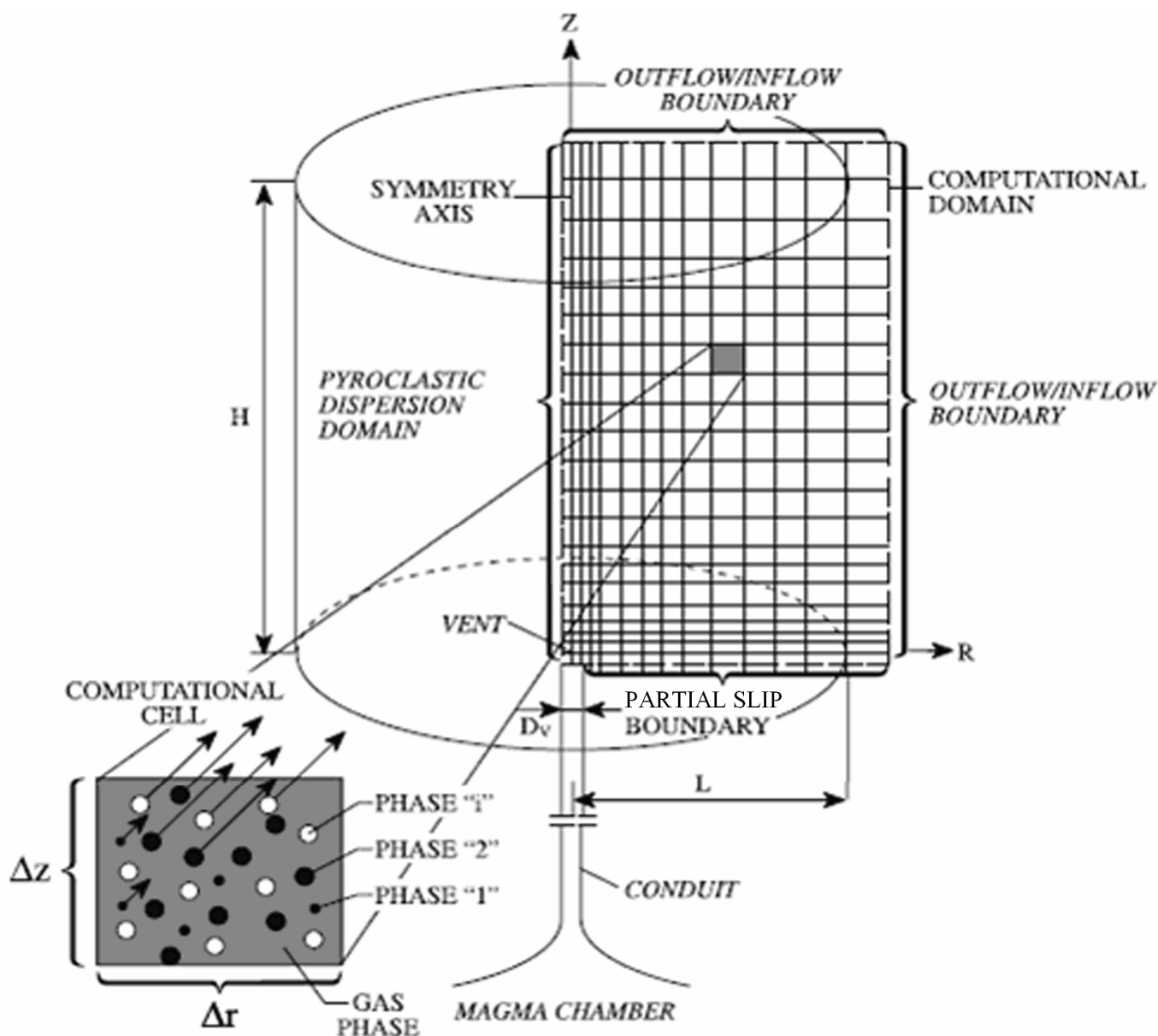


Fig. 2.5: Rappresentazione del tipo di dominio usato nelle simulazioni numeriche.

Nelle sei figure da 2.6 a 2.11 sono riportati alcuni grafici dei valori di concentrazione ottenuti con la simulazione-test. Questi grafici rappresentano l'andamento delle isolinee in concentrazione delle particelle solide nel flusso, a determinati tempi, in funzione della distanza e dell'altezza dal cratere. La

linea di contorno marrone unisce tutti i punti per i quali l'ordine di grandezza della concentrazione è 10^{-2} . La linea di contorno blu scuro unisce i punti con $[\theta_s] \equiv 10^{-8}$. Per le altre linee di contorno far riferimento alla scala dei colori, la quale si trova a destra di ciascuna figura. La scala di colori a destra, in questa e in tutte le altre simulazioni, fornisce i valori del logaritmo decimale della concentrazione.

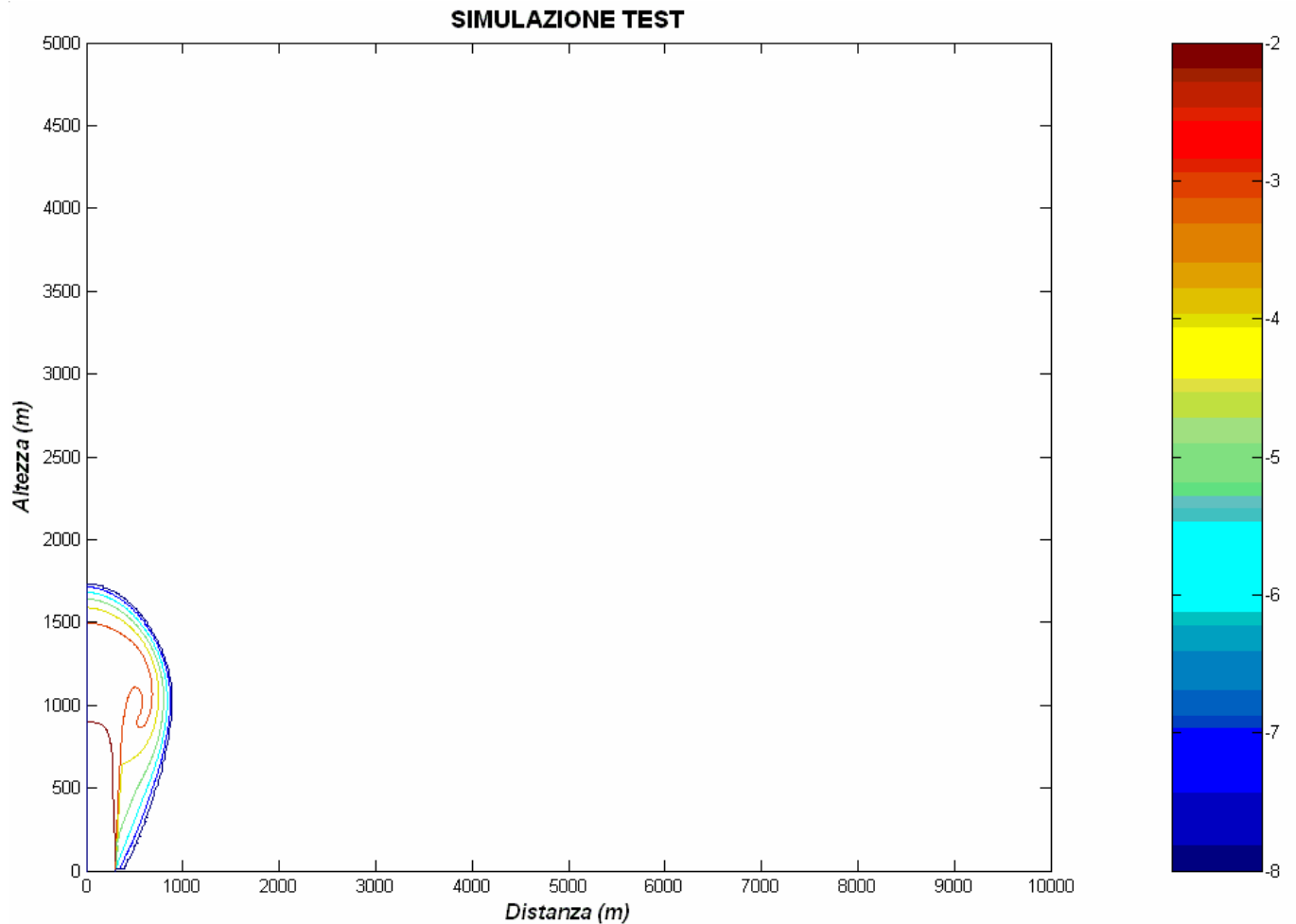


Fig. 2.6: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 10 s.

Dopo 10 s (Fig. 2.6), la colonna eruttiva (delimitata dall'isolina marrone) ha raggiunto un'altezza di 900 m e si è espansa per 300 m. Si nota anche una risalita delle aree a concentrazione più bassa (linea di contorno blu scuro) fino a 1700 m. Si costatata che il collasso non è ancora avvenuto e, di conseguenza, che non si è ancora formata la CDP.

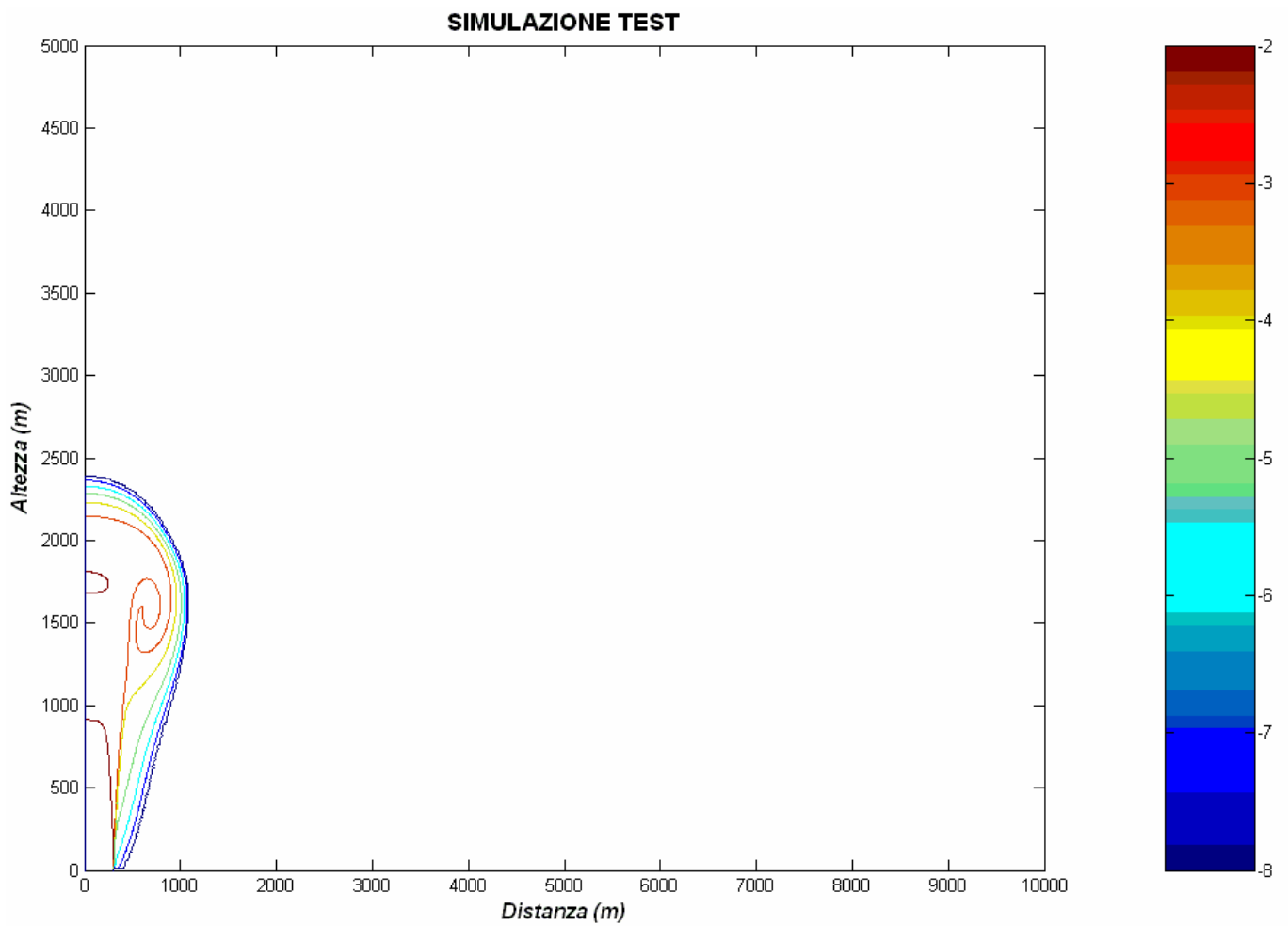


Fig. 2.7: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 20 s.

Dopo 20 s (Fig. 2.7), la colonna eruttiva ha raggiunto un'altezza di 1800 m e si è espansa fino a 1100 m. La risalita delle aree a concentrazione più bassa è proseguita fino ad un'altezza di 2400 m. Si comincia a notare un parziale collasso.

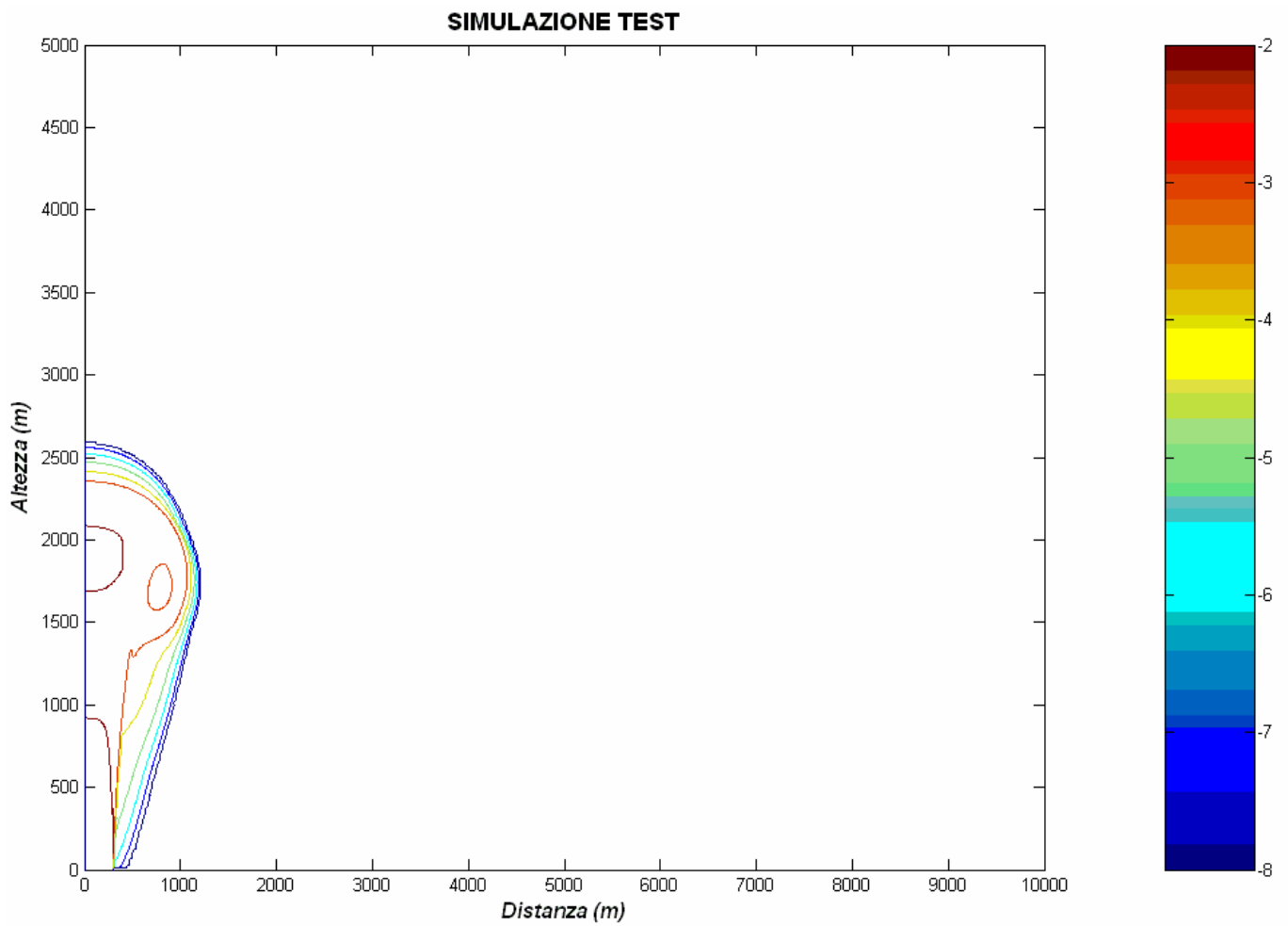


Fig. 2.8: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 30 s.

Dopo 30 s (Fig. 2.8), la colonna eruttiva ha raggiunto l'altezza prevista per il collasso (2000 m) e si è espansa fino a 1200 m di distanza dal cratere. La risalita delle aree a concentrazione più bassa ha raggiunto i 2600 m in altezza. E' ormai evidente il collasso della colonna eruttiva.

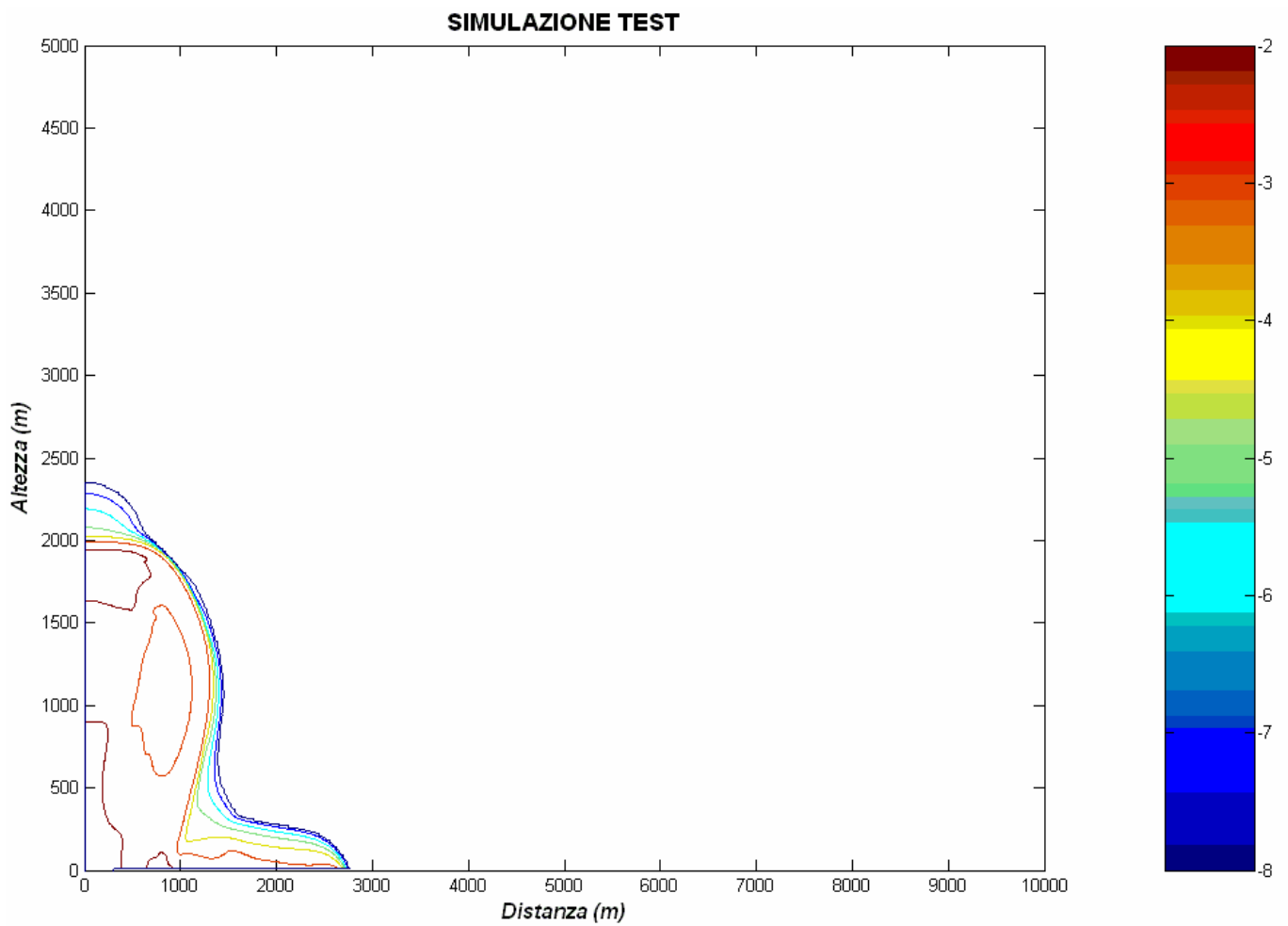


Fig. 2.9: Isoleone di concentrazione delle particelle solide a 60 s.

Dopo 60 s (Fig. 2.9), la colonna eruttiva è in parte collassata. L'altezza effettiva della colonna, infatti, è leggermente inferiore ai 2000 m e quella delle aree a concentrazione più bassa è di 2400 m circa. Si nota la formazione di una CDP lunga 1200 m e spessa 300 m, la quale viaggia ad una velocità media di 20 m/s.

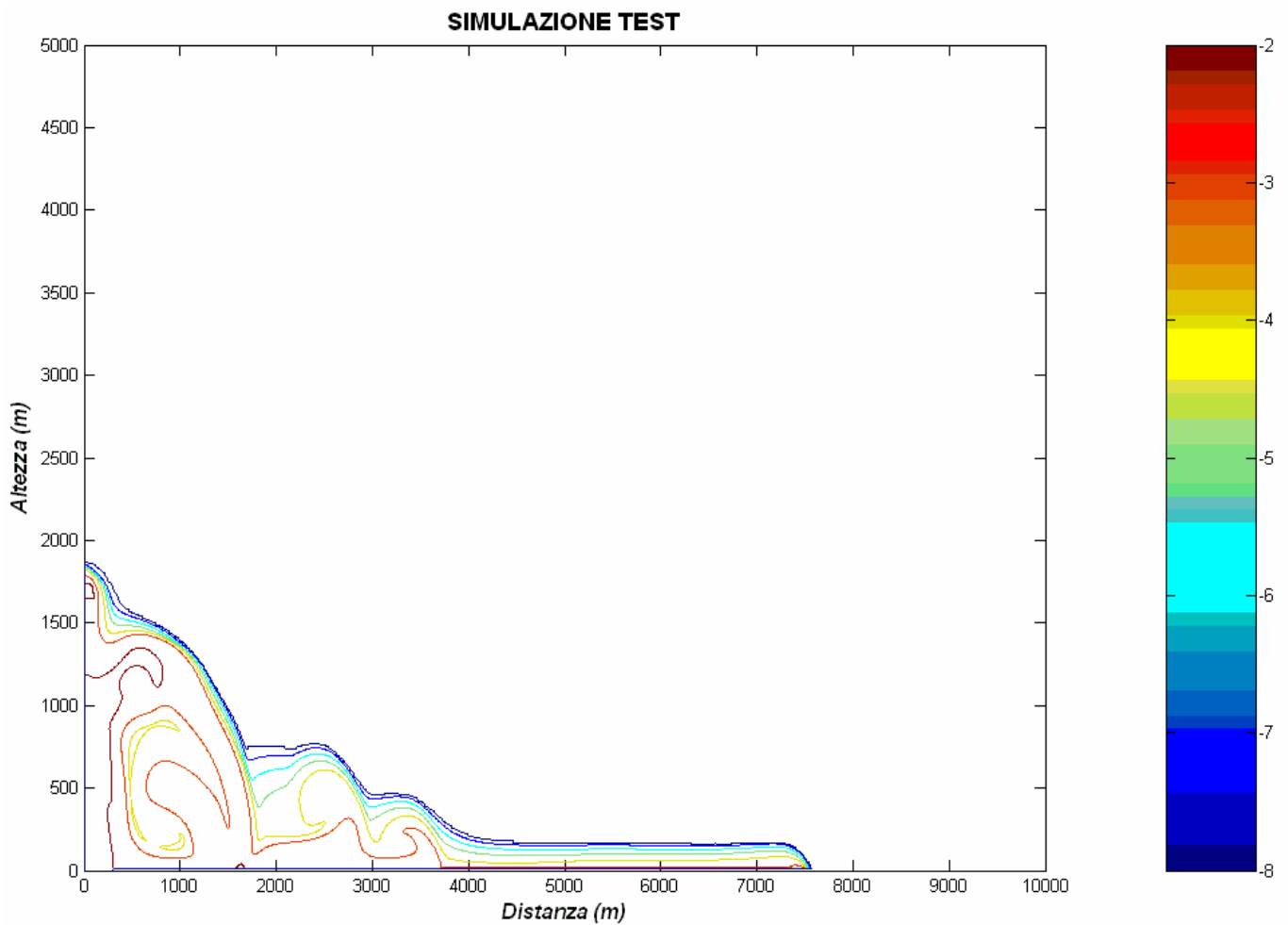


Fig. 2.10: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 100 s.

Dopo 100 s (Fig. 2.10), la colonna eruttiva è completamente crollata. L'altezza effettiva della colonna è di 1700 m, e quella delle aree a concentrazione più bassa di 1900 m. La CDP ha raggiunto una lunghezza di poco meno di 5000 m. Il vortice che si trova alla distanza di 2500 m dal cratere, si è generato dal collasso della colonna. La coda della CDP presenta un vortice e si mantiene più alta del corpo, con un'altezza media di 500 m. Il corpo della CDP è interamente piatto e presenta uno spessore di 200 m. La velocità media attuale della CDP è di 47 m/s.

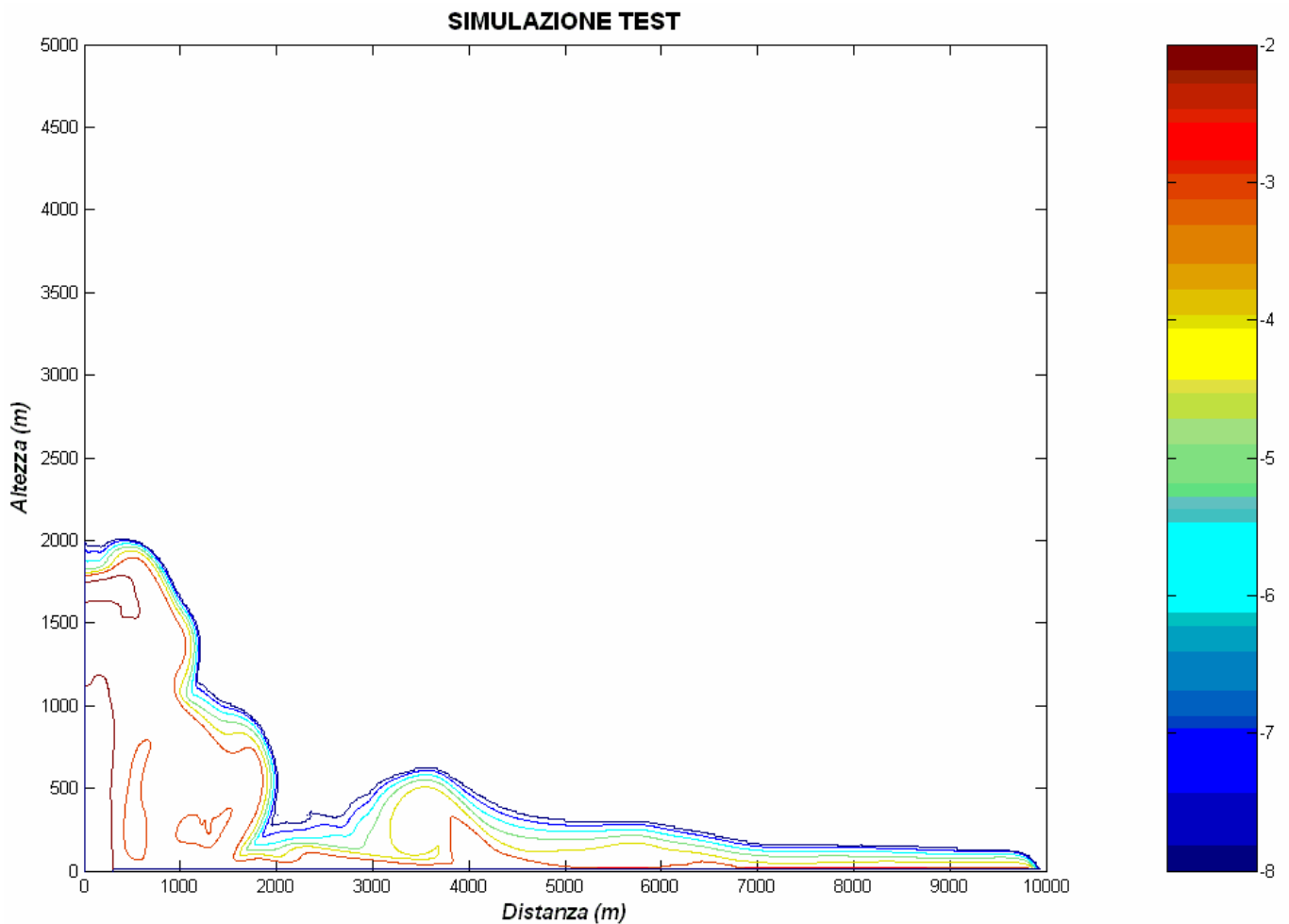


Fig. 2.11: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 120 s.

Dopo 120 s (Fig. 2.11), infine, la CDP ha raggiunto una lunghezza di 7000 m. Il vortice presente nella coda a 3500 m di distanza dal cratere è ancora più evidente e la sua altezza massima è di 600 m. Tra 5000 e 7000 m, si nota la formazione di una zona di raccordo tra coda e corpo della CDP. La velocità media effettiva della CDP è di 58 m/s. L'intera simulazione numerica è del tutto analoga a una di quelle presentate nell'articolo di Dobran et al. (1993).

2.4 Le simulazioni più rilevanti svolte con GMFIX

In questo paragrafo sono descritte le simulazioni più rilevanti svolte con GMFIX, ed a ciascuna descrizione è dedicato uno specifico sottoparagrafo (2.4.1→2.4.8).

L'inizio del lavoro è consistito nel riprodurre una CDP totalmente concentrata, che scorre in modo waxing e uniforme. Per ottenere ciò, le viscosità e le conducibilità termiche sono state trattate come indicato nella simulazione di test.

Per evidenziare poi gli effetti viscosi e termici nella propagazione della CDP concentrata, le viscosità e le conducibilità termiche sono state considerate dipendenti dal tempo. Questo ha portato ad una CDP che non si propaga più in modo uniforme, poiché presenta differenti spessori della testa, del corpo e della coda. Inoltre, pennacchi termici convettivi si formano sopra il corpo e la coda della CDP.

Il passo successivo è stato di analizzare la deposizione per aggradazione da uno SL trattivo. Seguendo il modello RANS, è stata risolta l'equazione che descrive il trascinamento delle particelle solide prodotto dalla turbolenza dei gas per ottenere la formazione dello SL trattivo sotto la CDP. L'influenza della viscosità turbolenta sul trascinamento delle particelle solide è stata analizzata scegliendo i valori della costante cinetica e dissipativa. Per studiare poi il moto di scivolamento dello SL trattivo, è stato variato l'attrito radente modificando le condizioni al contorno della base.

Infine, per analizzare il rigonfiamento della testa durante la propagazione della CDP, è stato necessario l'esame degli effetti di riscaldamento, che è avvenuto mediante modificazioni nei valori delle capacità termiche.

2.4.1 Simulazione 1 (S1) – Figg. 2.12→2.17

In questa simulazione è presentata una CDP che si propaga in modo waxing e uniforme. In Tab. 2.3 sono riportati i valori di tutti i parametri fissati per S1, ed in rosso quelli modificati rispetto alla simulazione test.

Tab. 2.3: Valori dei parametri in S1

Parametro	Simbolo	Valore scelto	Valore in S-test
Tempo di simulazione	t_s	150 s	150 s
Intervallo temporale	Δt	0,01 s	0,01 s
Viscosità massima (gas)	$\mu_{g(max)}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa} \times \text{s}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa} \times \text{s}$
Viscosità massima (particelle solide)	$\mu_{s(max)}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa} \times \text{s}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa} \times \text{s}$
Viscosità dipendente dal tempo (gas)	$\mu_{g(t)}$	$1 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \times \text{s}$	$1 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \times \text{s}$
Conducibilità termica (gas)	K_g	$0,26 \text{ W} \times \text{m}^{-1} \times \text{K}^{-1}$	$0,26 \text{ W} \times \text{m}^{-1} \times \text{K}^{-1}$
Conducibilità termica (particelle solide)	K_s	$2,20 \text{ W} \times \text{m}^{-1} \times \text{K}^{-1}$	$2,20 \text{ W} \times \text{m}^{-1} \times \text{K}^{-1}$
Capacità termica (gas)	C_g	$2650 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$	$2650 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$
Capacità termica (particelle solide)	C_s	$1300 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$	$1300 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$
Concentrazione volumetrica dei solidi (collisione)	θ_{sc}	0,45	0,45
Concentrazione volumetrica dei solidi (frizione)	θ_{sf}	0,55	0,55
Concentrazione volumetrica dei solidi (random)	θ_{sr}	0,64	0,64
Concentrazione volumetrica dei gas (random)	θ_{gr}	0,36	0,36
Concentrazione volumetrica dei solidi (soglia)	θ_{sd}	10^{-8}	10^{-8}
Concentrazione volumetrica dei solidi (minima)	$\theta_{s(min)}$	10^{-8}	10^{-8}
Concentrazione volumetrica dei gas (soglia)	θ_{gm}	0,75	0,75
Temperatura iniziale	T_i	300 K	300 K
Velocità iniziale	\vec{v}_i	0 m/s	$0 \text{ m} \times \text{s}^{-1}$
Pressione atmosferica	P_a	10^5 Pa	10^5 Pa
Costante cinetica	k	$0,01 \text{ m}^2 \times \text{s}^{-2}$	$0,01 \text{ m}^2 \times \text{s}^{-2}$
Costante dissipativa	ε	$100,0 \text{ m}^2 \times \text{s}^{-3}$	$100,0 \text{ m}^2 \times \text{s}^{-3}$
Frequenza di soglia per la turbolenza	ν_s	$1 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$	$1 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$
Concentrazione iniziale (solo gas)	θ_i	100 %	100 %
Pressione del flusso	P_f	10^5 Pa	10^5 Pa
Temperatura d'emissione	T_f	1200 K	1200 K
Velocità verticale d'emissione	\vec{v}_e	$150 \text{ m} \times \text{s}^{-1}$	$200 \text{ m} \times \text{s}^{-1}$
Concentrazione volumetrica totale (gas)	θ_{gf}	0,99	0,99
Concentrazione volumetrica totale (particelle solide)	θ_{sf}	0,01	0,01
Concentrazione volumetrica dei solidi per ciascuna classe	θ_{sc}	0,033	0,005
Densità delle particelle solide	ρ_s	$2400 \text{ kg} \times \text{m}^{-3}$	$2500 \text{ kg} \times \text{m}^{-3}$

La diversa velocità verticale d'emissione influisce soltanto sull'altezza di collasso, che ora è uguale a 1100 m. La variazione di densità delle particelle solide è circa del 4%, e quindi non influenza il loro comportamento all'interno del flusso granulare. La differente concentrazione indica che è stata aggiunta una terza classe di particelle solide alle due considerate nella simulazione-test. Il diametro delle particelle solide è uguale a $1 \cdot 10^{-5}$ m nella prima classe, $1 \cdot 10^{-4}$ m nella seconda, e $1 \cdot 10^{-3}$ m nella terza. L'aggiunta di una terza classe modifica sicuramente la dinamica complessiva del flusso granulare. La superficie delle celle, in cui il dominio è suddiviso, è rimasta di 100 m^2 . Il diametro del cratere (supposto circolare), infine, è stato scelto uguale a 100 m, come proposto da Darteville S. et al. (2004).

A seguire sono riportati cinque grafici dei valori di concentrazione ottenuti in S1. Questi grafici rappresentano l'andamento delle isolinee in concentrazione delle particelle solide nel flusso, a determinati tempi, in funzione della distanza e dell'altezza dal cratere.

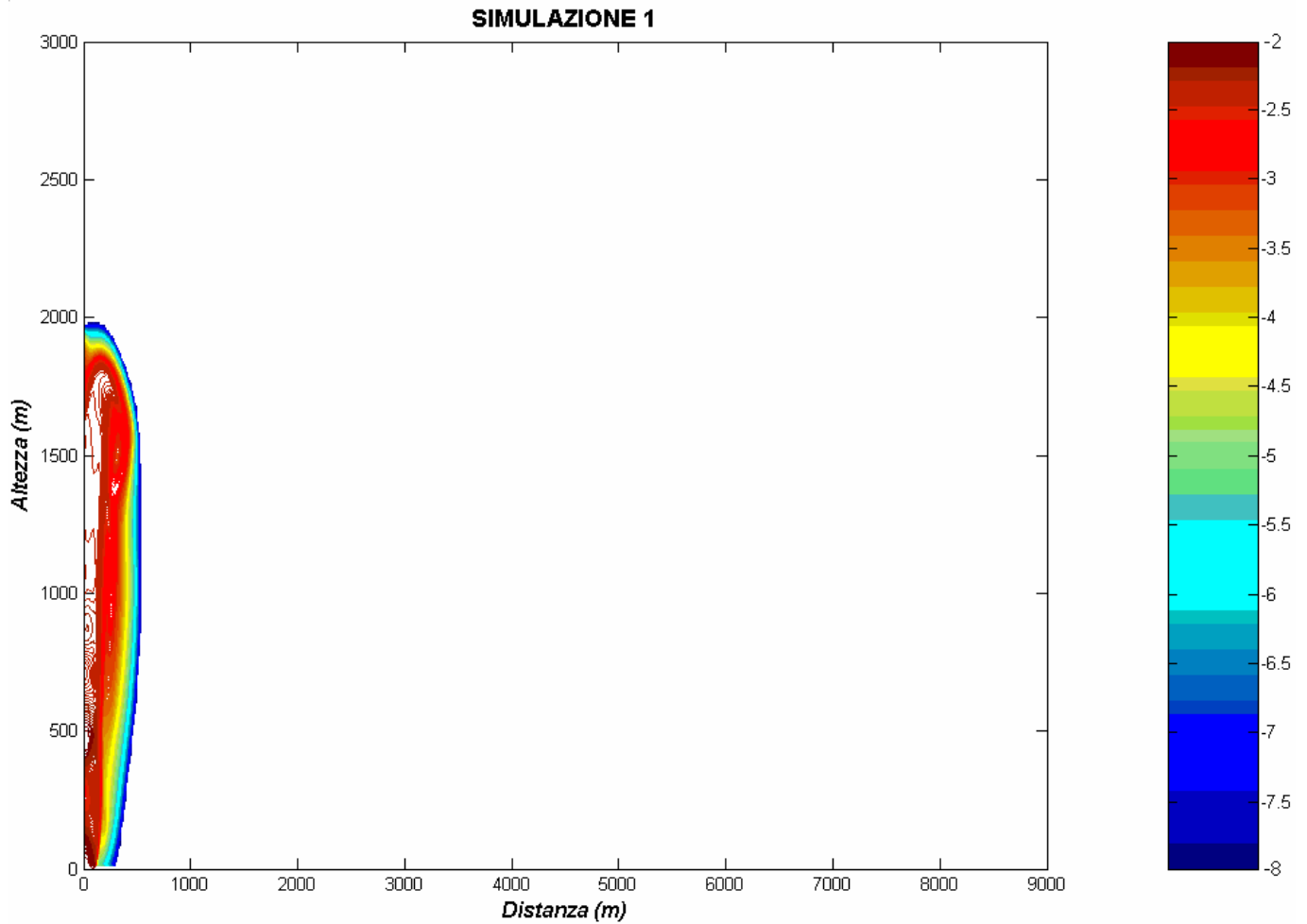


Fig. 2.12: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 30 s.

Dopo 30 s (Fig. 2.12), la colonna eruttiva ha raggiunto i 1800 m d'altezza (seguire le isolinee di colore rosso scuro) e si è espansa fino a 300 m di distanza dal cratere. Si nota anche una risalita delle aree di flusso granulare a concentrazione più bassa fino a 2000 m.

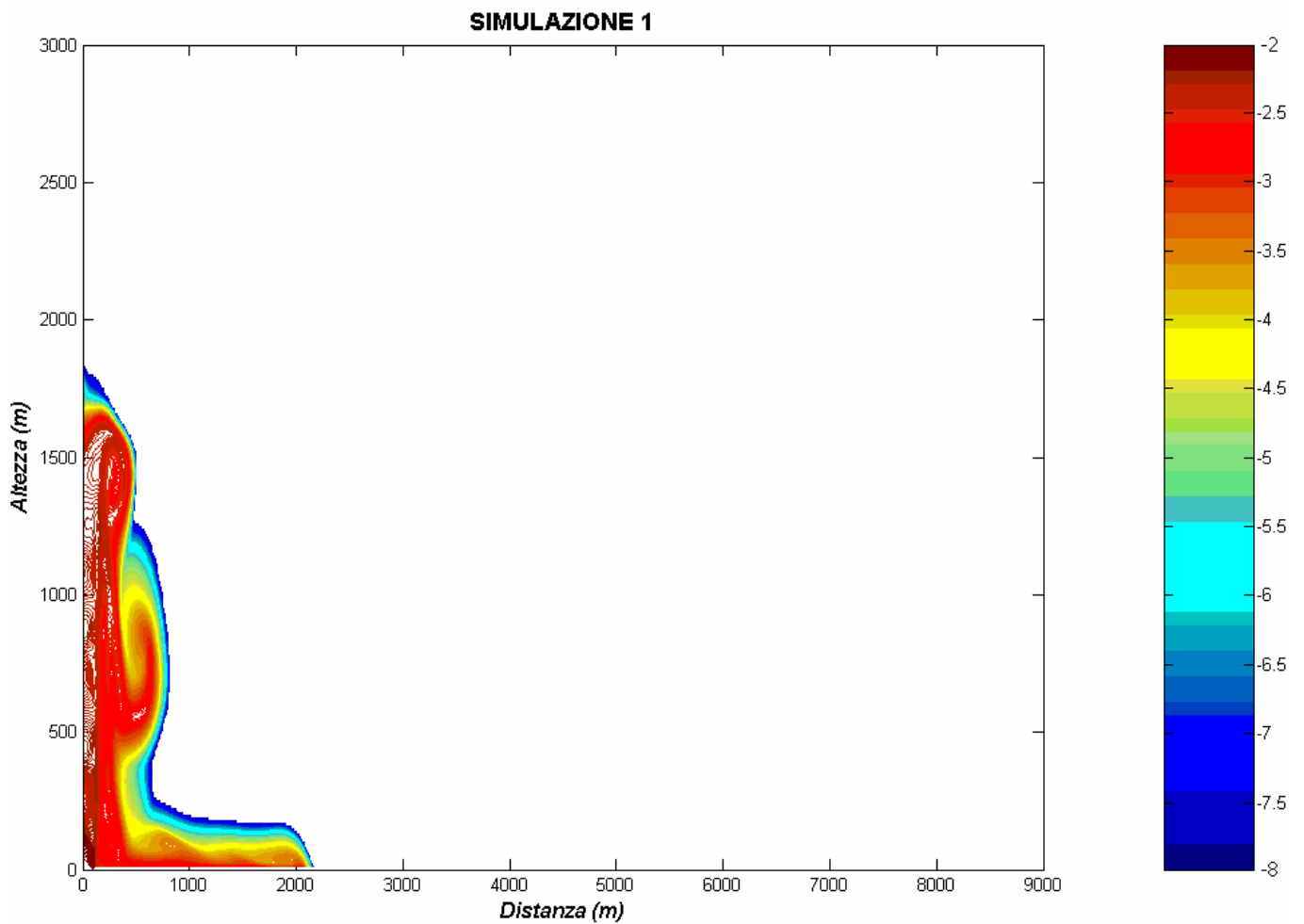


Fig. 2.13: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 60 s.

Dopo 60 s (Fig. 2.13), la colonna eruttiva è in parte collassata. La risalita delle aree a concentrazione più bassa, infatti, raggiunge i 1800 m d'altezza. Intorno a 1000 m in altezza e ad una distanza di 700 m si è formato un vortice rotolante. A circa 800 m dal cratere, inoltre, si è formata una CDP lunga 1500 m e spessa 200 m. La velocità media della CDP è di 25 m/s.

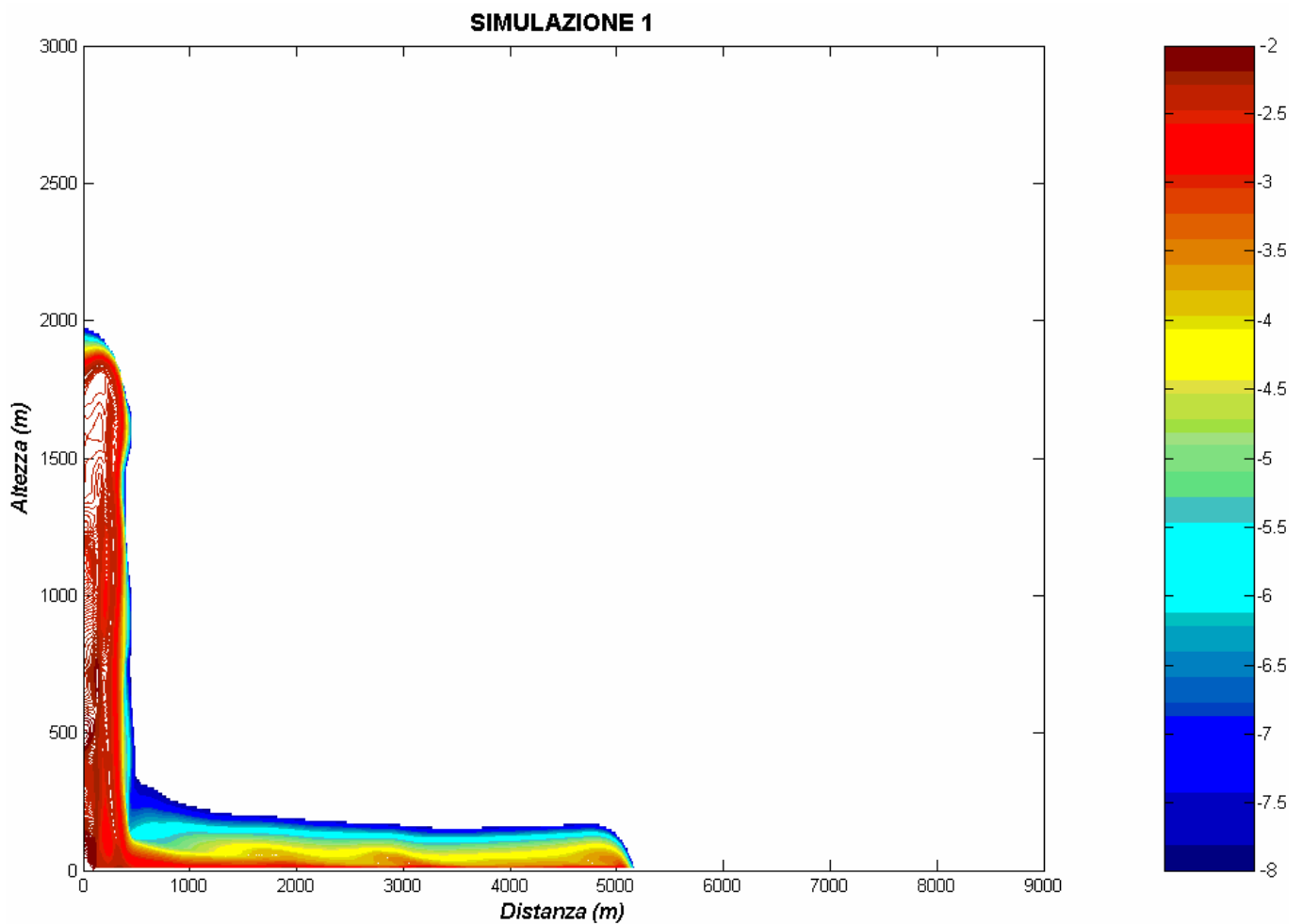


Fig. 2.14: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 100 s.

Dopo 100 s (Fig. 2.14), la colonna eruttiva è completamente collassata. La risalita delle aree a concentrazione più bassa ha raggiunto nuovamente i 2000 m d'altezza. Il vortice rotolante, non più presente, ha favorito lo sviluppo della CDP. Quest'ultima presenta caratteristiche abbastanza uniformi nello spazio, una lunghezza di circa 4500 m, ed una velocità media di 45 m/s.

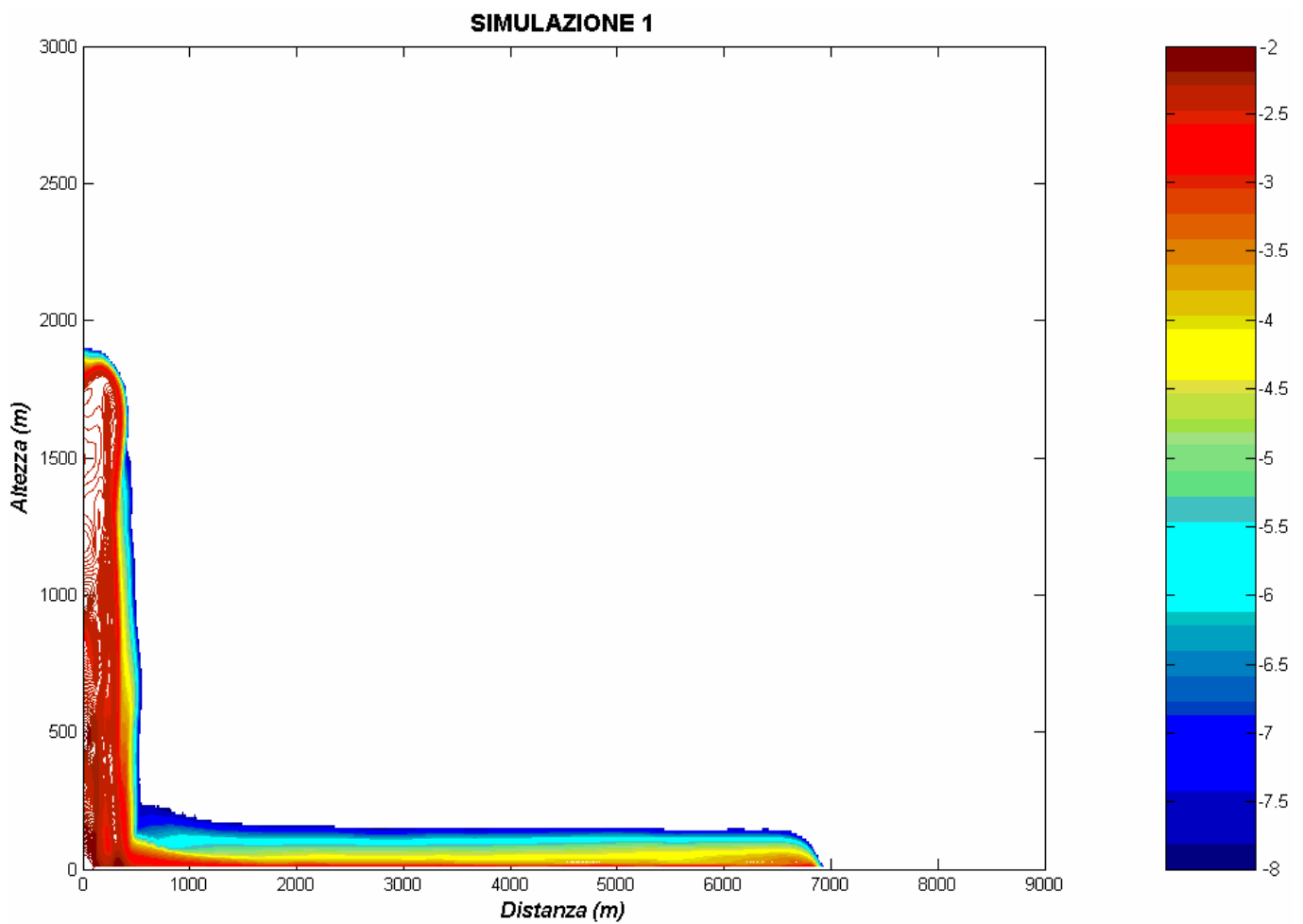


Fig. 2.15: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 125 s.

Dopo 125 s (Fig. 2.15), la CDP ha raggiunto una distanza dal cratere di 7000 m. La sua lunghezza attuale è di 6300 m, e di conseguenza la velocità media è di 50 m/s circa. La risalita delle aree a concentrazione più bassa è arrivata a 1900 m.

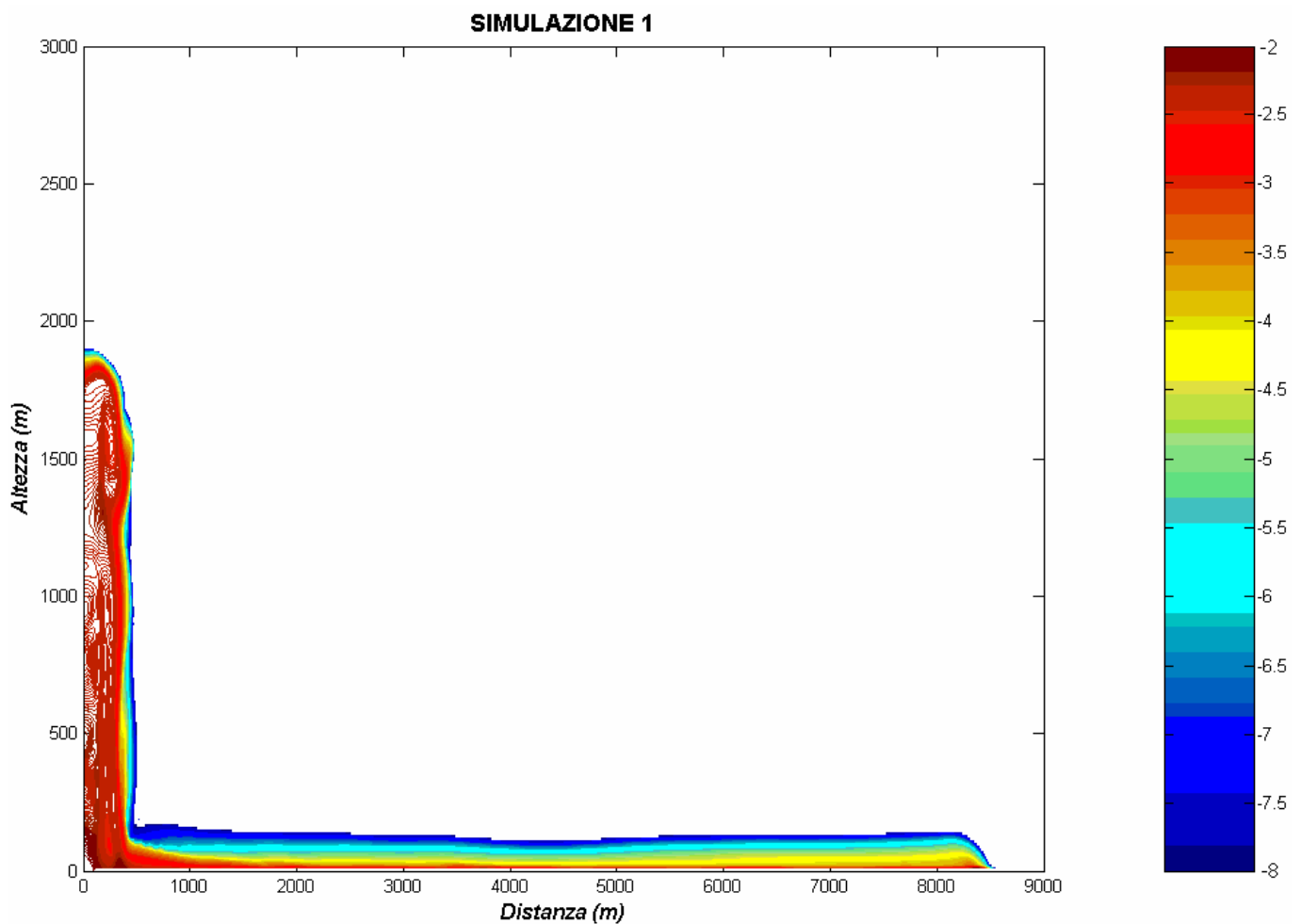


Fig. 2.16: Isolinee di concentrazione delle particelle solide a 150 s.

Dopo 150 s (Fig. 2.16), infine, la CDP ha raggiunto gli 8000 m di lunghezza. La sua velocità media, di conseguenza, è di 53 m/s. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa si è assestata intorno ai 1900 m d'altezza. In sintesi, in S1 si osserva che la velocità media cresce nel tempo e che lo spessore della CDP per ogni strato non varia nello spazio. La simulazione S1 riproduce una CDP completamente concentrata (denominata anche flusso piroclastico standard), in cui, come sarà possibile osservare dal prossimo grafico, la concentrazione delle particelle solide alla base resta costante.

E' inoltre valutata la variazione temporale d'alcuni parametri rilevanti ad una distanza fissata dal camino eruttivo. In Fig. 2.17 è riportato l'andamento della concentrazione lungo l'altezza della CDP a diversi tempi per una distanza dal cratere fissata (in S1 è di 1500 m). L'andamento della concentrazione in l'altezza è stato raffigurato con curve di vari colori a 60 s, 100 s, 125 s, e 150 s.

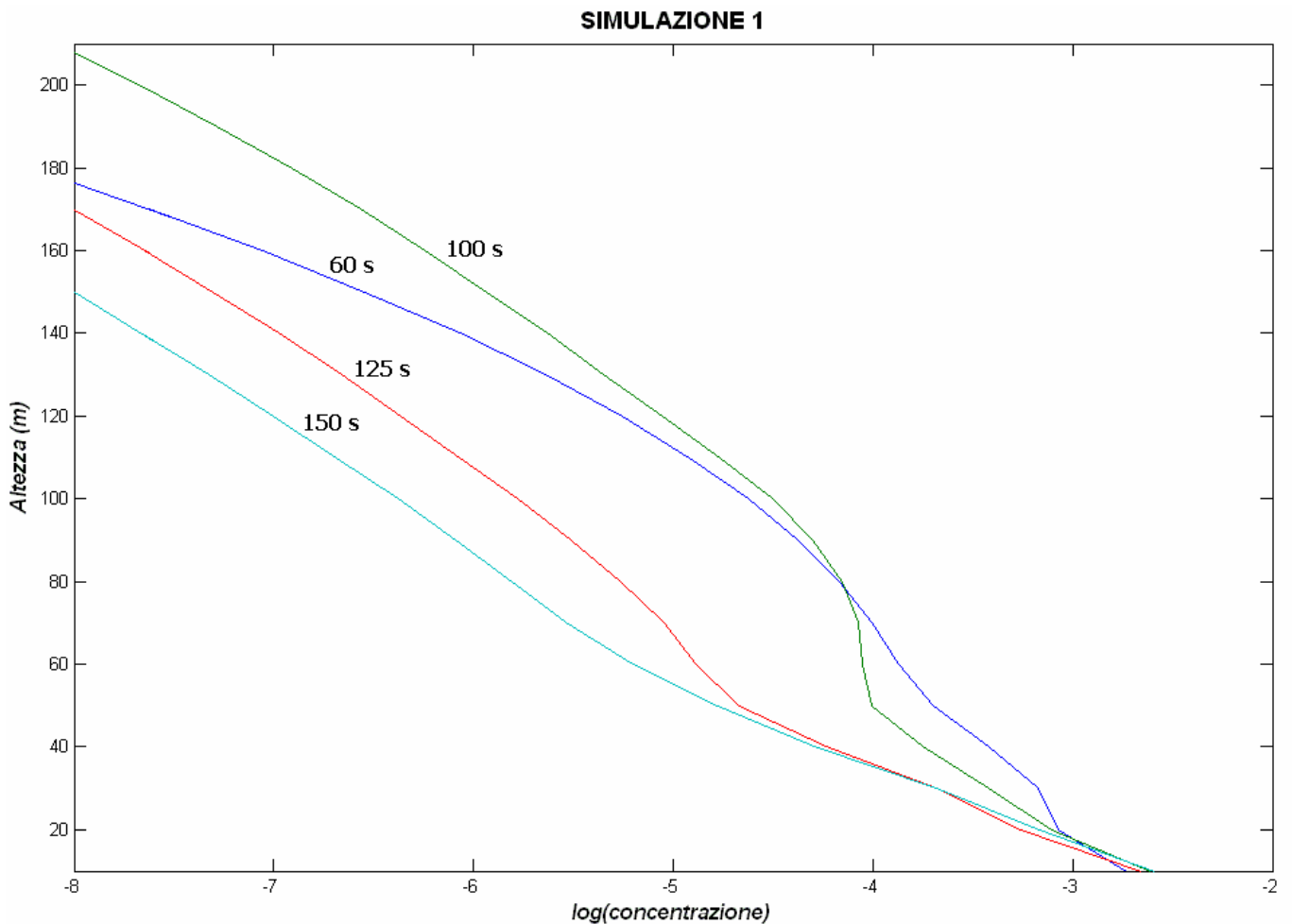


Fig. 2.17: Isoleone temporali di concentrazione in altezza alla distanza di 1000 m.

Dalla Fig. 2.17 si nota che la concentrazione delle particelle solide alla base (primi dieci metri) della CDP rimane costante. In S1, quindi, si forma uno SL a concentrazione fissa. Tra 20 m e 80 m, invece, la concentrazione diminuisce progressivamente in altezza all'aumentare del tempo. Per altezze maggiori di 80 m, infine, la concentrazione prima diminuisce tra 60 s e 100 s, poi cresce notevolmente fra 100 s e 125 s, e in ultimo aumenta in modo esiguo fino a 150 s.

2.4.2 Simulazione 2 (S2) – Figg. 2.18→2.26

In questa simulazione è presentata una CDP che si propaga inizialmente in modo waxing (fino a 80 s), poi in maniera stazionaria fino al termine della simulazione (160 s). Essa, inoltre, non possiede più caratteristiche uniformi e, infatti, mostra diversi spessori nella sua propagazione. Le variazioni in altezza della CDP sono state messe più in risalto avendo scelto la dimensione delle celle di 2,5 m in altezza, mentre è rimasta invariata a 10 m quella in lunghezza. In Tab. 2.4 sono riportati i valori di tutti i parametri fissati per S2, ed in rosso quelli modificati rispetto alla simulazione S1.

Tab. 2.4: Valori dei parametri in S2

Parametro	Simbolo	Valore scelto	Valore in S1
Tempo di simulazione	t_s	160 s	150 s
Intervallo temporale	Δt	0,01 s	0,01 s
Viscosità massima (gas)	$\mu_{g(max)}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa} \times \text{s}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa} \times \text{s}$
Viscosità massima (particelle solide)	$\mu_{s(max)}$	$1 \cdot 10^4 \text{ Pa} \times \text{s}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa} \times \text{s}$
Viscosità dipendente dal tempo (gas)	$\mu_{g(t)}$	calcolato	$1 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \times \text{s}$
Conducibilità termica (gas)	K_g	$0,26 \text{ W} \times \text{m}^{-1} \times \text{K}^{-1}$	$0,26 \text{ W} \times \text{m}^{-1} \times \text{K}^{-1}$
Conducibilità termica (particelle solide)	K_s	$2,20 \text{ W} \times \text{m}^{-1} \times \text{K}^{-1}$	$2,20 \text{ W} \times \text{m}^{-1} \times \text{K}^{-1}$
Capacità termica (gas)	C_g	$2650 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$	$2650 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$
Capacità termica (particelle solide)	C_s	$1300 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$	$1300 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$
Concentrazione volumetrica dei solidi (collisione)	θ_{sc}	0,45	0,45
Concentrazione volumetrica dei solidi (frizione)	θ_{sf}	0,55	0,55
Concentrazione volumetrica dei solidi (random)	θ_{sr}	0,64	0,64
Concentrazione volumetrica dei gas (random)	θ_{gr}	0,36	0,36
Concentrazione volumetrica dei solidi (soglia)	θ_{sd}	10^{-8}	10^{-8}
Concentrazione volumetrica dei solidi (minima)	$\theta_{s(min)}$	10^{-8}	10^{-8}
Concentrazione volumetrica dei gas (soglia)	θ_{gm}	0,75	0,75
Temperatura iniziale	T_i	300 K	300 K
Velocità iniziale	\vec{v}_i	0 m/s	0 m/s
Pressione atmosferica	P_a	10^5 Pa	10^5 Pa
Costante cinetica	k	$0,01 \text{ m}^2 \times \text{s}^{-2}$	$0,01 \text{ m}^2 \times \text{s}^{-2}$
Costante dissipativa	ϵ	$10,0 \text{ m}^2 \times \text{s}^{-3}$	$100,0 \text{ m}^2 \times \text{s}^{-3}$
Frequenza di soglia per la turbolenza	ν_s	$1 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$	$1 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$
Concentrazione iniziale	θ_i	100 % (gas)	100 % (gas)
Pressione del flusso	P_f	10^5 Pa	10^5 Pa
Temperatura d'emissione	T_f	900 K	1200 K
Velocità verticale d'emissione	\vec{v}_e	$100 \text{ m} \times \text{s}^{-1}$	$150 \text{ m} \times \text{s}^{-1}$
Concentrazione volumetrica totale (gas)	θ_{gf}	0,97	0,99
Concentrazione volumetrica totale (particelle solide)	θ_{sf}	0,03	0,01
Concentrazione volumetrica dei solidi per ciascuna classe	θ_{sc}	0,01	0,033
Densità delle particelle solide	ρ_s	$1500 \text{ kg} \times \text{m}^{-3}$	$2400 \text{ kg} \times \text{m}^{-3}$

In questa simulazione la viscosità temporale dei gas non ha più un valore fisso, ma è calcolata attraverso l'equazione (17). Questo comporta nuove variazioni per la quantità di moto all'interno del flusso granulare. I diversi valori della costante dissipativa, delle concentrazioni, e della densità, modificano, in base alle equazioni (25, 26) la viscosità turbolenta e la densità del flusso. Queste modifiche influiscono sugli effetti della turbolenza, descritti dall'equazione (23) nello schema RANS. La differente temperatura d'emissione influenza l'energia termica all'interno del flusso. Il nuovo valore della velocità verticale d'emissione comporta che l'altezza prevista per il collasso della colonna eruttiva sia di 510 m.

A seguire sono riportati otto grafici dei valori di concentrazione ottenuti in S2. Questi grafici rappresentano l'andamento delle isolinee in concentrazione delle particelle solide nel flusso, a determinati tempi, in funzione della distanza e dell'altezza dal cratere.

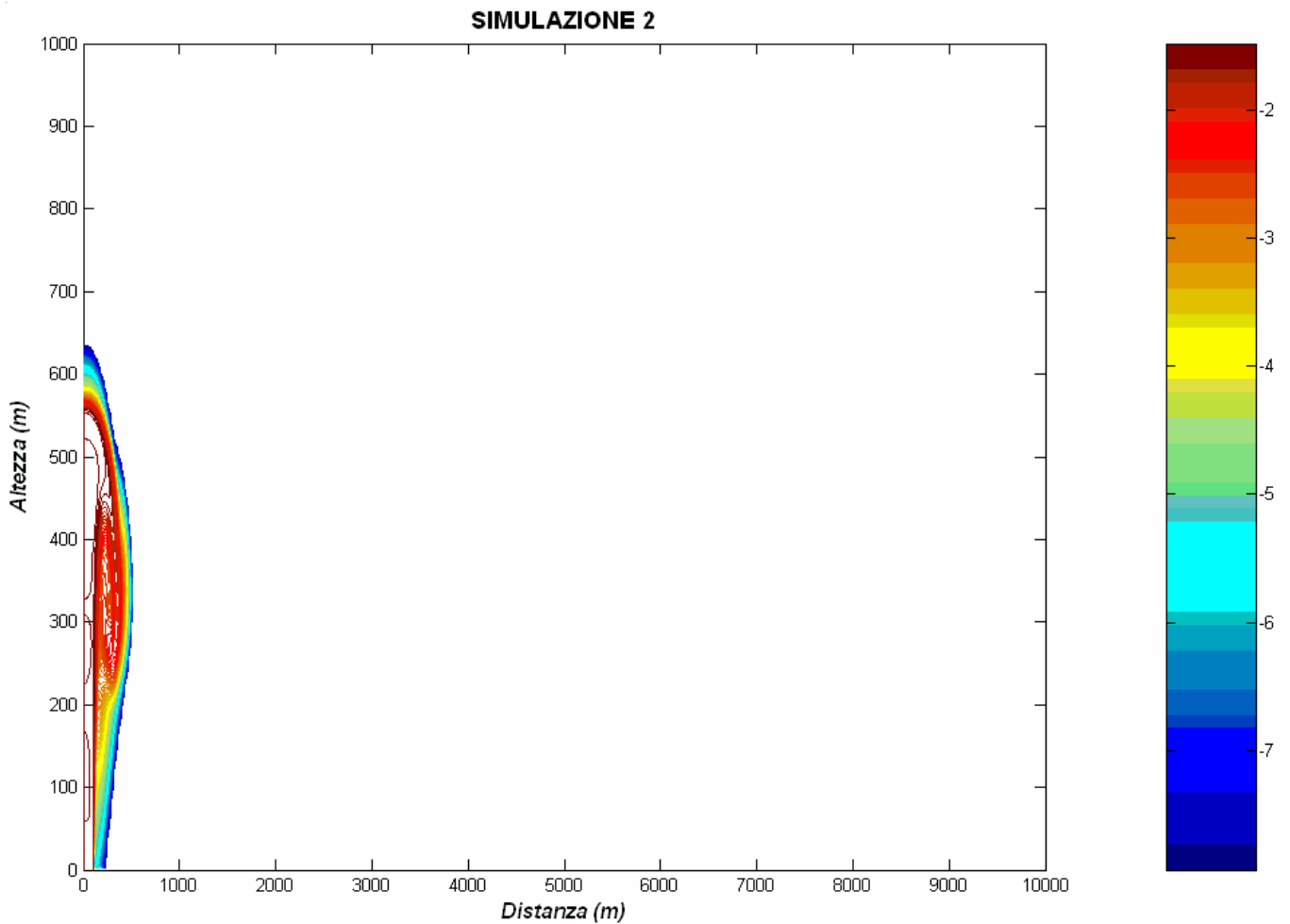


Fig. 2.18: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 20 s.

Dopo 20 s (Fig. 2.18), la colonna eruttiva ha raggiunto l'altezza prevista per il collasso (510 m) e si è espansa fino a 550 m. Si nota anche una risalita fino a 620 m d'altezza delle aree di flusso a concentrazione più bassa ($\varepsilon = 1 \times 10^{-3} \div 1 \times 10^{-8}$).

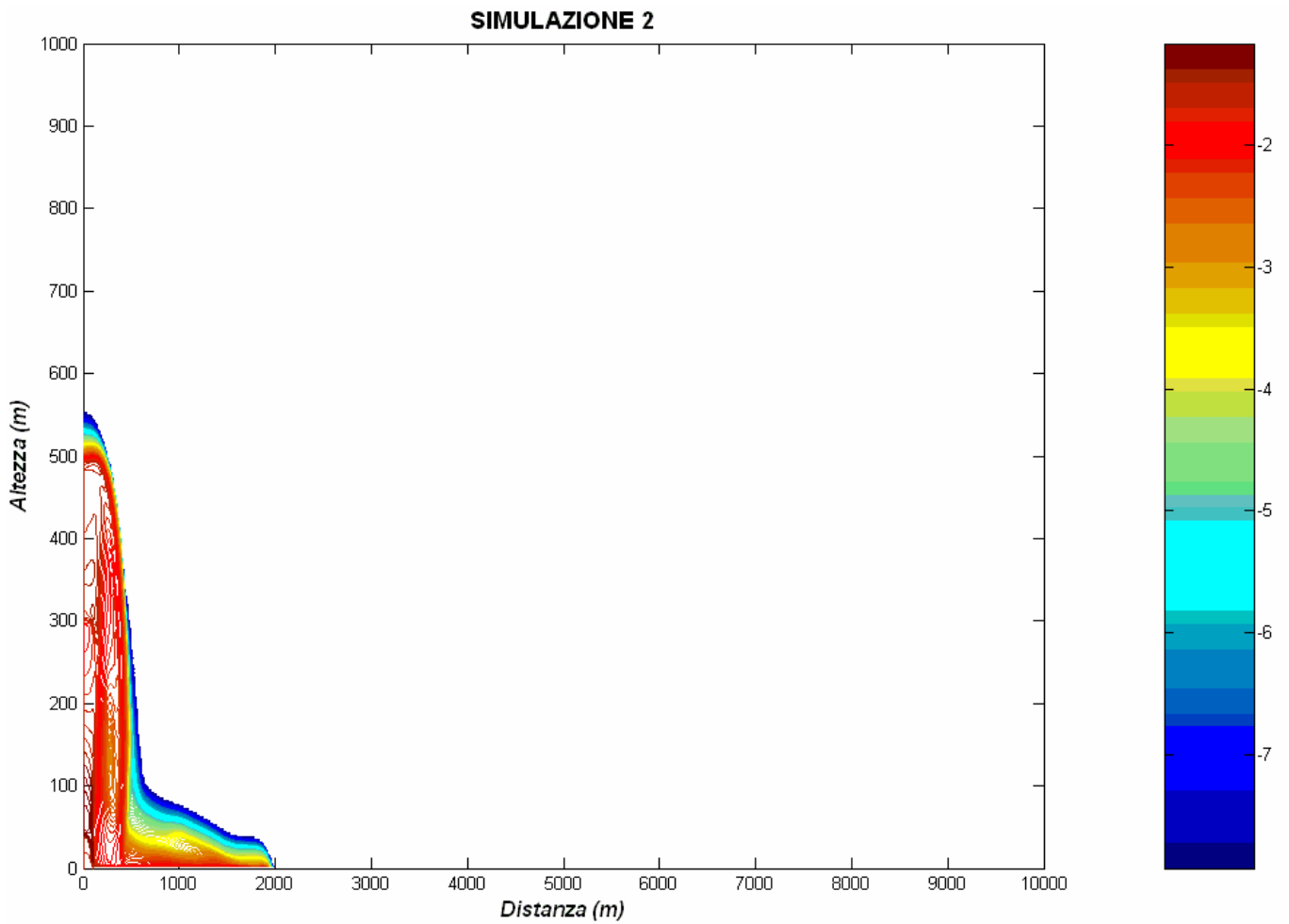


Fig. 2.19: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 40 s.

Dopo 40 s (Fig. 2.19), la colonna eruttiva ha iniziato a crollare. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ha raggiunto i 560 m in altezza. Nel frattempo, si è formata una PDC spessa al massimo 100 m e lunga 1300 m, che scorre ad una velocità media di 32 m/s.

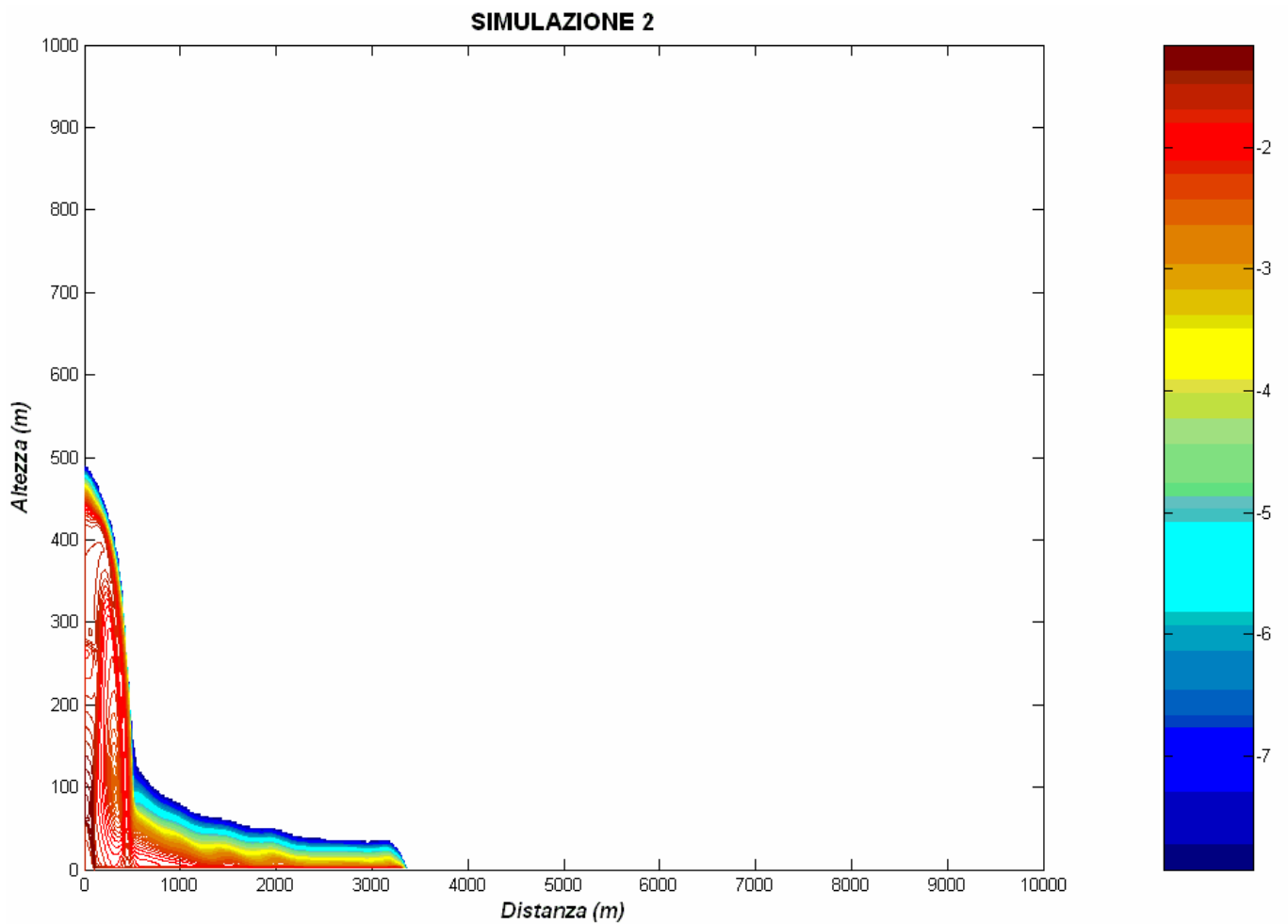


Fig. 2.20: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 60 s.

Dopo 60 s (Fig. 2.20), la colonna eruttiva è continuata a collassare. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ha raggiunto i 500 m d'altezza. La CDP, il cui spessore massimo è rimasto invariato, ha raggiunto la distanza dal cratere di 3400 m. La sua lunghezza è quindi di 2700 m e la sua velocità media di 45 m/s.

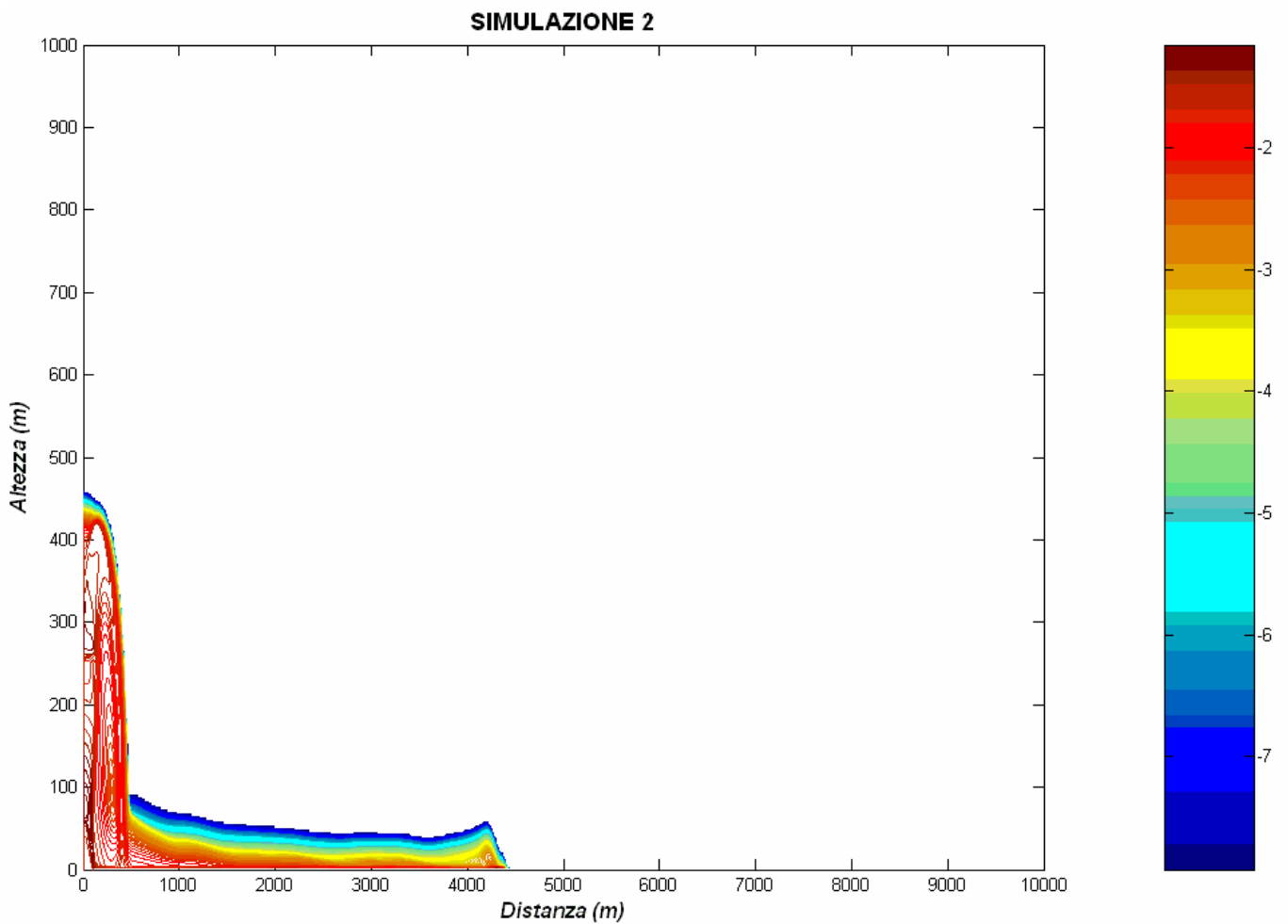


Fig. 2.21: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 80 s.

Dopo 80 s (Fig. 2.21), permane la fontana piroclastica, con un progressivo abbassamento delle aree di flusso a concentrazione più bassa che raggiungono un'altezza di 460 m. La CDP, che presenta una testa più spessa del corpo, ma non della coda, è arrivata ad una distanza dal cratere di 4500 m. La sua lunghezza è quindi di 3800 m e la sua velocità media di 47 m/s.

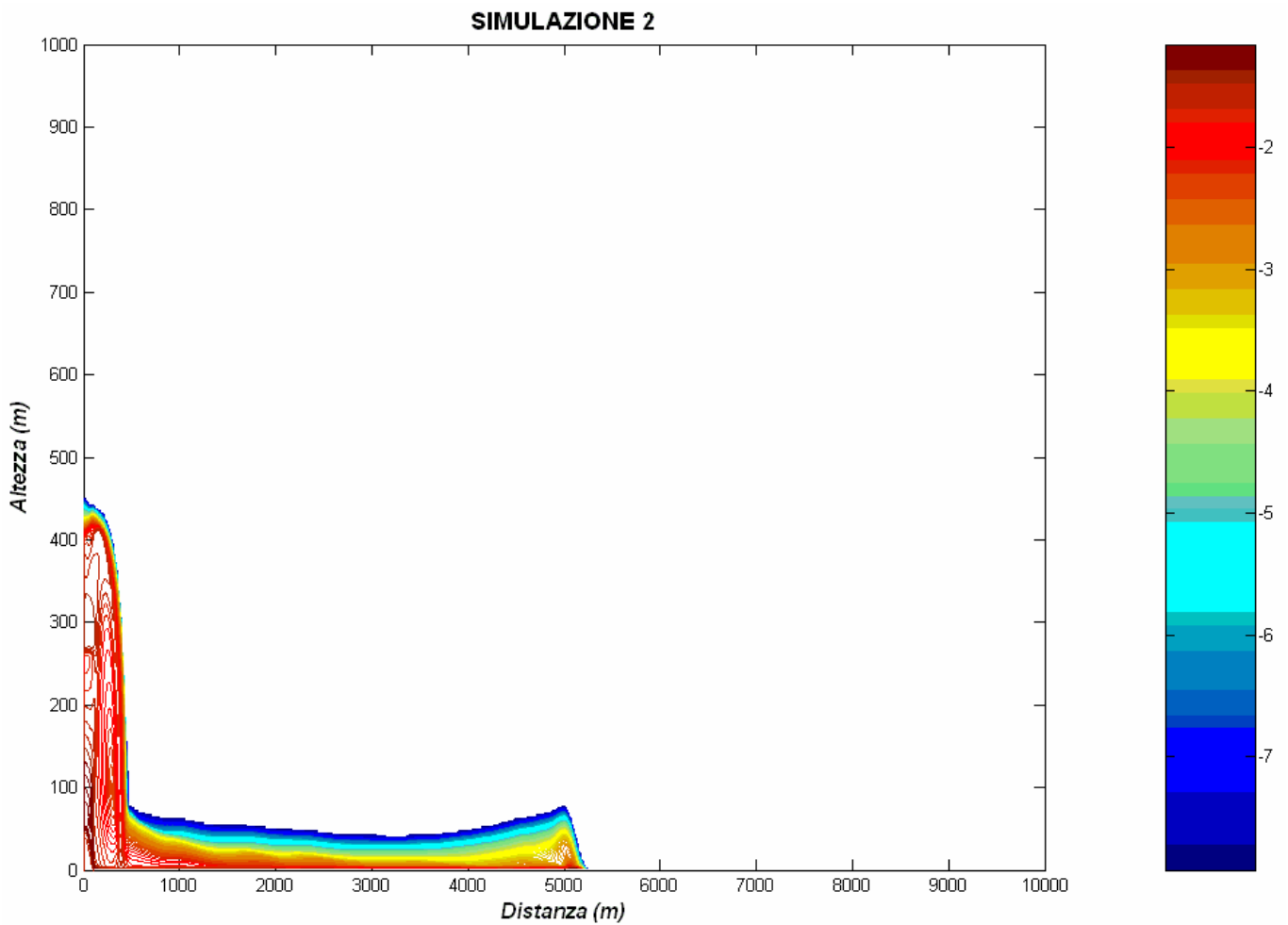


Fig. 2.22: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 100 s.

Dopo 100 s (Fig. 2.22) la parte alta della fontana piroclastica, meno concentrata, ha raggiunto i 450 m d'altezza. La CDP presenta una testa più spessa del corpo (parte più sottile) e anche della coda, ed è arrivata alla distanza dal cratere di 5000 m. La sua lunghezza è quindi di 4300 m e la sua velocità media di 43 m/s.

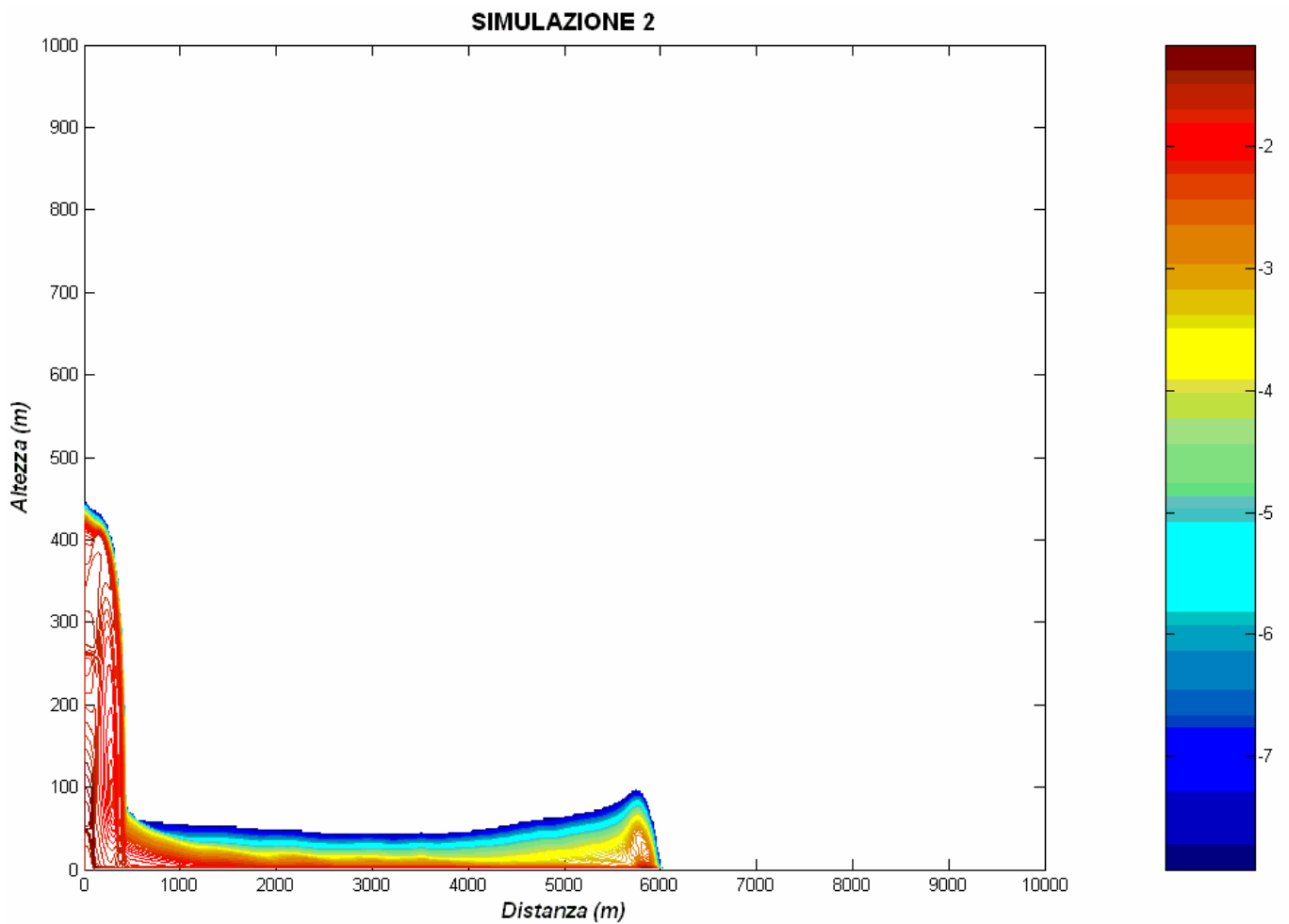


Fig. 2.23: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 120 s.

Dopo 120 s (Fig. 2.23), l'altezza massima della fontana piroclastica rimane pressoché costante (445 m). La CDP ha raggiunto una distanza dal cratere di 6000 m. La sua lunghezza è quindi di 5200 m e la sua velocità media è restata di 43 m/s. La testa, che rimane più spessa del corpo e della coda, presenta un'altezza massima di 100 m.

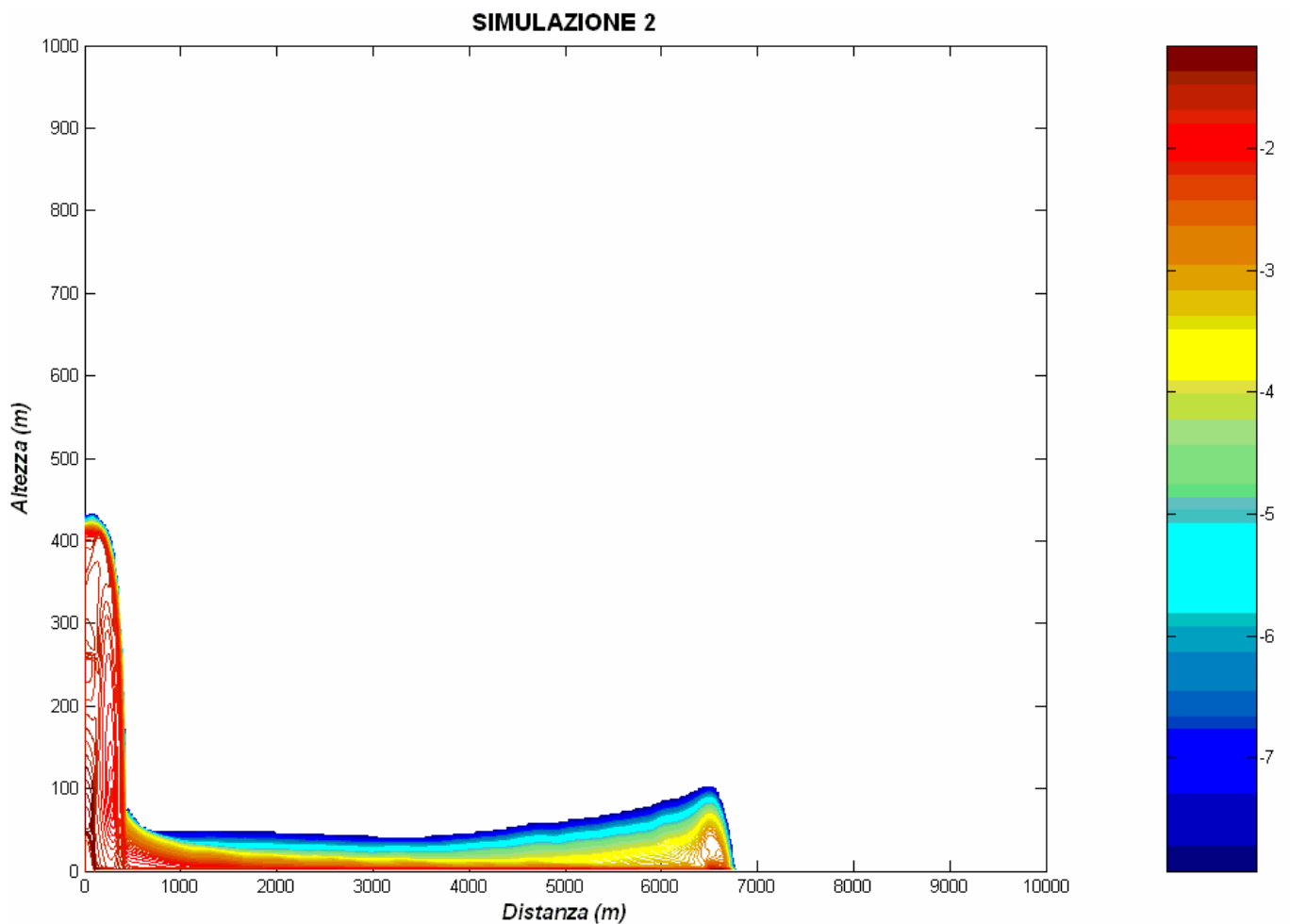


Fig. 2.24: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 140 s.

Dopo 140 s (Fig. 2.24) l'altezza della fontana piroclastica è nuovamente diminuita, abbassandosi fino a 435 m. La CDP ha raggiunto una distanza di 6700 m. La sua lunghezza è quindi di 6000 m e la sua velocità media è restata di 43 m/s. L'altezza della testa (105 m) è rimasta pressoché invariata.

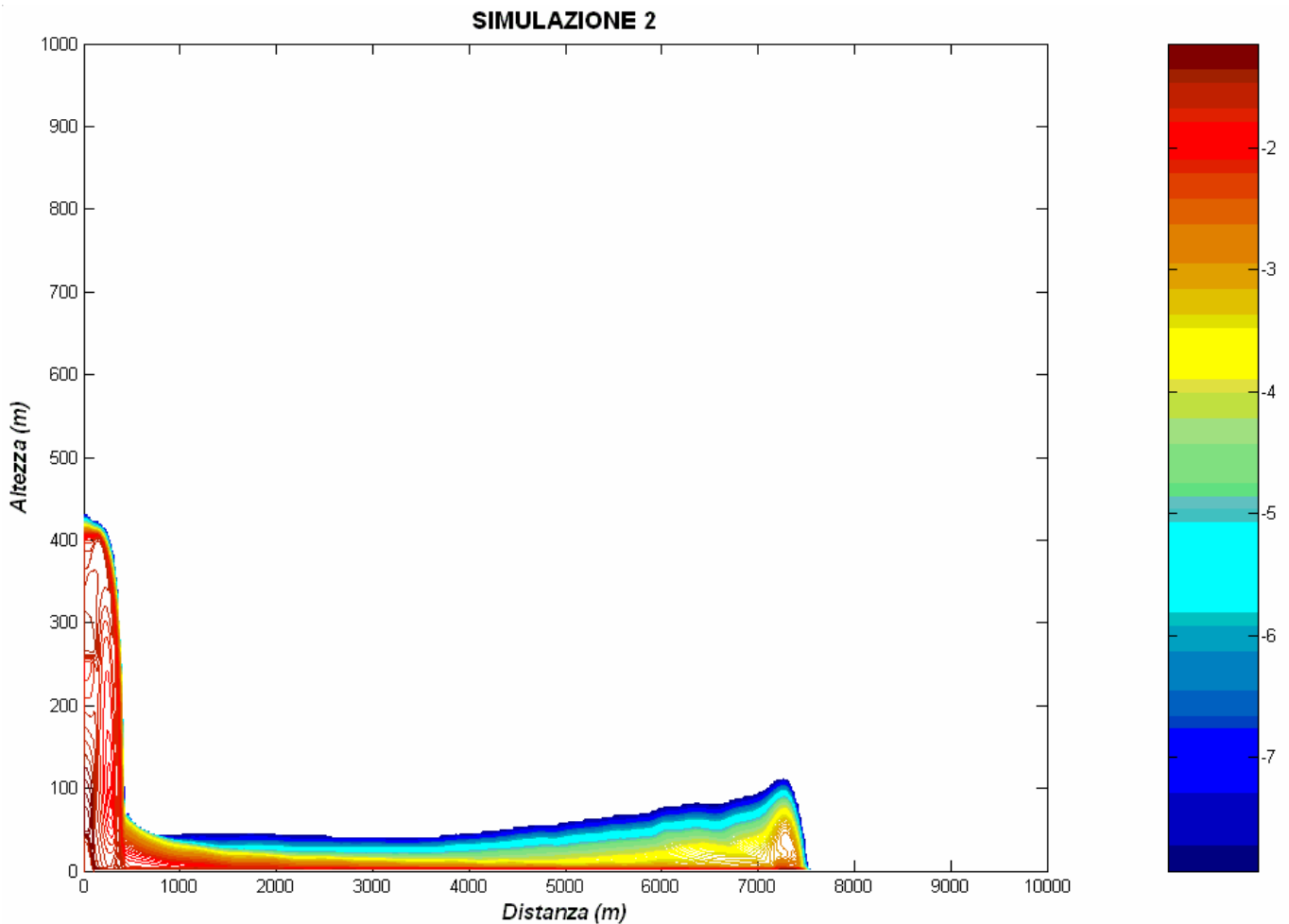


Fig. 2.25: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 160 s.

Dopo 160 s (Fig. 2.25), infine, l'altezza massima della fontana piroclastica si è di poco abbassata (430 m). La CDP ha raggiunto una distanza di 7500 m circa. La sua lunghezza è quindi di 6800 m e la sua velocità media è restata di 43 m/s. La testa presenta un'altezza massima di 110 m circa. In sintesi, in S2 si osserva che la velocità media cresce inizialmente, poi diminuisce, e infine si arresta al valore di 43 m/s. Lo spessore della CDP, inoltre, varia nello spazio, ed è massimo alla testa, intermedio lungo il corpo e minimo alla coda. La simulazione S2 permette di mettere in risalto gli effetti risultanti dalle variazioni della viscosità nella propagazione della CDP.

E' inoltre valutata la variazione temporale d'alcuni parametri rilevanti ad una distanza fissata dal camino eruttivo. In Fig. 2.26 è riportato l'andamento della concentrazione lungo l'altezza della CDP a diversi tempi per una distanza dal cratere fissata. Per questa simulazione è stata scelta una distanza di 4200 m (corrispondente allo spazio coperto dalla testa della CDP a 80 s). L'andamento della concentrazione in l'altezza è stato raffigurato con curve di vari colori a 80 s, 100 s, 120 s, 140 s e 160 s.

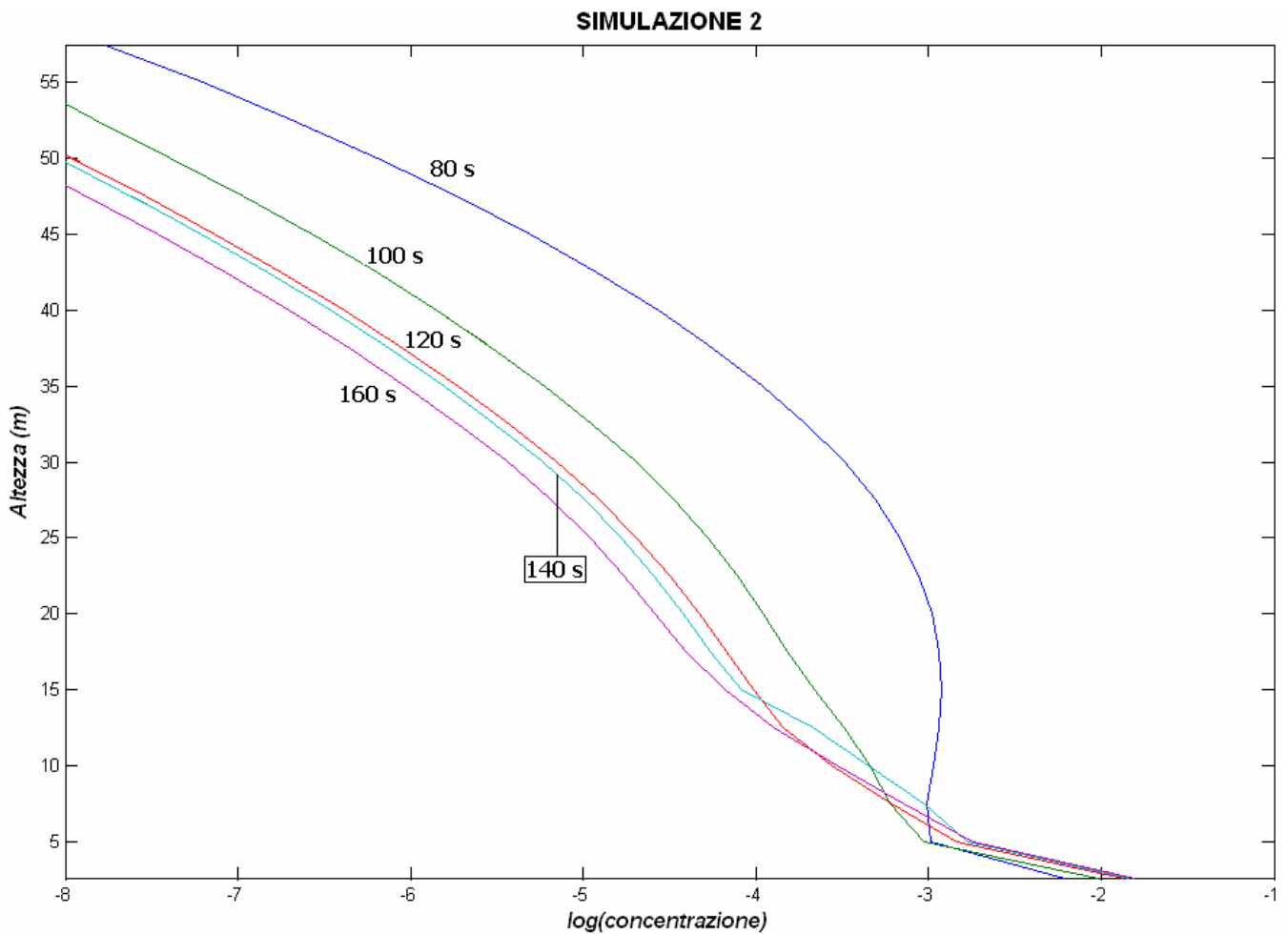


Fig. 2.26: Isolinee temporali della concentrazione in altezza alla distanza di 4200 m.

Dalla Fig. 2.26 si nota che la concentrazione delle particelle solide alla base (primi due metri) della CDP cresce rapidamente da 80 s a 120 s, poi lentamente fino a 160 s rimanendo intorno al valore del 2%. In S2, quindi, si forma uno SL a bassa concentrazione. Sopra ai 10 m, invece, la concentrazione diminuisce di un ordine di grandezza tra 80 s e 100 s, e in modo più ridotto tra 120 s e 160 s.

2.4.3 Simulazione 3 (S3) – Figg. 2.27→2.32

In questa simulazione è presentata una CDP waxing e non uniforme, che si modifica nel tempo e nello spazio. Allo scopo di espandere il dominio in altezza rimanendo entro i limiti imposti a priori sulla memoria computazionale prevista per ciascuna simulazione, è stato scelto di aumentare la superficie delle celle riducendo il loro numero complessivo. Le dimensioni delle celle, perciò, sono state scelte di 5 m in altezza e 10 m in lunghezza. Il raggio delle particelle solide (supposte sferiche) all'interno delle tre classi, inoltre, è adesso di $5 \cdot 10^{-5}$ m, $2.5 \cdot 10^{-4}$ m, e $1 \cdot 10^{-3}$ m. Quanto più è grande il volume delle particelle, tanto più la turbolenza dei gas non condiziona il loro moto nel flusso granulare. In Tab. 2.5 sono riportati i valori di tutti i parametri fissati per S3, ed in rosso quelli modificati rispetto alla simulazione S2.

Tab. 2.5: Valori dei parametri in S3

Parametro	Simbolo	Valore scelto	Valore in S2
Tempo di simulazione	t_s	125 s	160 s
Intervallo temporale	Δt	0,01 s	0,01 s
Viscosità massima (gas)	$\mu_{g(max)}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa} \times \text{s}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa} \times \text{s}$
Viscosità massima (particelle solide)	$\mu_{s(max)}$	$1 \cdot 10^4 \text{ Pa} \times \text{s}$	$1 \cdot 10^4 \text{ Pa} \times \text{s}$
Viscosità dipendente dal tempo (gas)	$\mu_{g(t)}$	calcolato	calcolato
Conducibilità termica (gas)	K_g	calcolato	$0,26 \text{ W} \times \text{m}^{-1} \times \text{K}^{-1}$
Conducibilità termica (particelle solide)	K_s	calcolato	$2,20 \text{ W} \times \text{m}^{-1} \times \text{K}^{-1}$
Capacità termica (gas)	C_g	$2210 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$	$2650 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$
Capacità termica (particelle solide)	C_s	$954 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$	$1300 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$
Concentrazione volumetrica dei solidi (collisione)	θ_{sc}	0,40	0,45
Concentrazione volumetrica dei solidi (frizione)	θ_{sf}	0,60	0,55
Concentrazione volumetrica dei solidi (random)	θ_{sr}	0,64	0,64
Concentrazione volumetrica dei gas (random)	θ_{gr}	0,36	0,36
Concentrazione volumetrica dei solidi (soglia)	θ_{sd}	10^{-9}	10^{-8}
Concentrazione volumetrica dei solidi (minima)	$\theta_{s(min)}$	10^{-9}	10^{-8}
Concentrazione volumetrica dei gas (soglia)	θ_{gm}	0,75	0,75
Temperatura iniziale	T_i	300 K	300 K
Velocità iniziale	\vec{v}_i	0 m/s	0 m/s
Pressione atmosferica	P_a	10^5 Pa	10^5 Pa
Costante cinetica	k	$0,01 \text{ m}^2 \times \text{s}^{-2}$	$0,01 \text{ m}^2 \times \text{s}^{-2}$
Costante dissipativa	ε	$10,0 \text{ m}^2 \times \text{s}^{-3}$	$10,0 \text{ m}^2 \times \text{s}^{-3}$
Frequenza di soglia per la turbolenza	ν_s	$1 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$	$1 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$
Concentrazione iniziale (solo gas)	θ_i	100 %	100 %
Pressione del flusso	P_f	10^5 Pa	10^5 Pa
Temperatura d'emissione	T_f	900 K	900 K
Velocità verticale d'emissione	\vec{v}_e	50 m/s	$100 \text{ m} \times \text{s}^{-1}$
Concentrazione volumetrica totale (gas)	θ_{gf}	0,97	0,97
Concentrazione volumetrica totale (particelle solide)	θ_{sf}	0,03	0,03
Concentrazione volumetrica dei solidi per ciascuna classe	θ_{sc}	0,01	0,01
Densità delle particelle solide	ρ_s	1500 kg/m^3	$1500 \text{ kg} \times \text{m}^{-3}$

In S3 le conducibilità termiche sono state calcolate mediante l'equazione (33).

$$K_f \cdot \nabla^2 T_f = \rho_f C_f \dot{T}_f \quad (33)$$

In questa f rappresenta l'indice di fase, gassosa o solida. Inoltre, K denota la conducibilità, ρ la densità, C la capacità termica, e $T(r, t)$ la temperatura. La variazione della conducibilità nello spazio e nel tempo, e la sua dipendenza dalla temperatura, mettono meglio in risalto gli effetti termici nella propagazione della CDP. La capacità termica, inoltre, è stata rivalutata in base alle indicazioni presenti nell'articolo di

Dartevelle S. (2004). Di conseguenza, C_s è stato fissato a $954 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$, e invece C_g è stato calcolato mediante l'equazione (34).

$$C_g = 4183.9 \cdot (A_0 - A_1 T + A_2 T^2 - A_3 T^3) \quad (34)$$

A differenza delle precedenti simulazioni, i valori della concentrazione volumetrica dei solidi per i quali le collisioni e gli strofinamenti diventano predominanti sono stati fissati rispettivamente a 0,40 e a 0,60. Questa modifica è stata eseguita per analizzare le conseguenze sul calore di conduzione delle particelle solide. E' stata poi ridefinita la concentrazione di soglia per la risoluzione dell'equazione (17), e quella minima presente nel flusso. La velocità verticale d'emissione, inoltre, è di 50 m/s, e di conseguenza l'altezza prevista per il collasso è di 130 m. A seguire sono riportati cinque grafici dei valori di concentrazione ottenuti in S3. Tali grafici rappresentano l'andamento delle isolinee in concentrazione delle particelle solide nel flusso, a determinati tempi, in funzione della distanza e dell'altezza dal cratere.

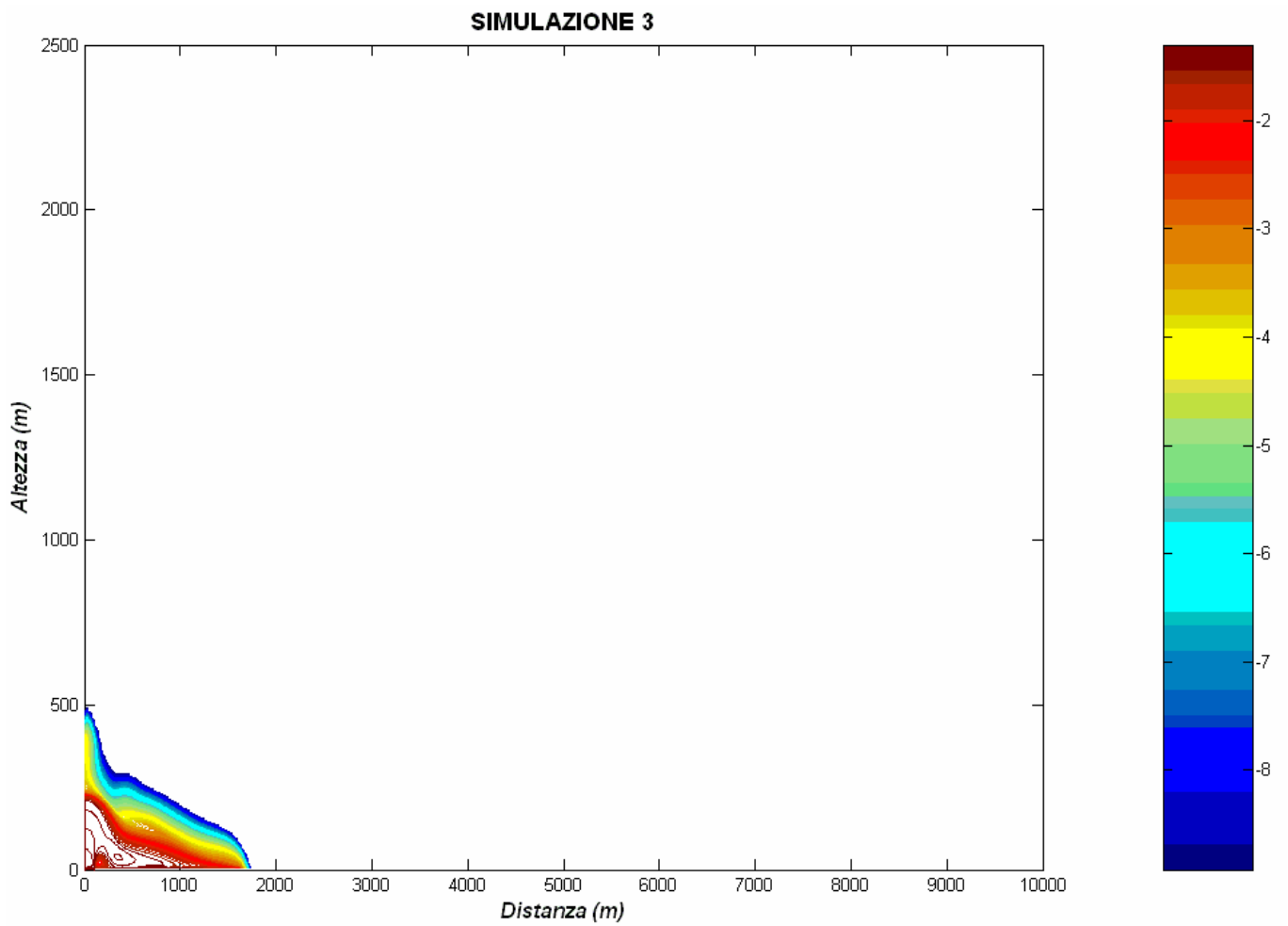


Fig. 2.27: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 25 s.

Dopo 25 s (Fig. 2.27), la colonna eruttiva è in parte collassata, e si è espansa fino a 1500 m di distanza dal cratere. Si nota anche una risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ($\epsilon = 5 \times 10^{-4} \div 1 \times 10^{-9}$) fino ai 500 m d'altezza.

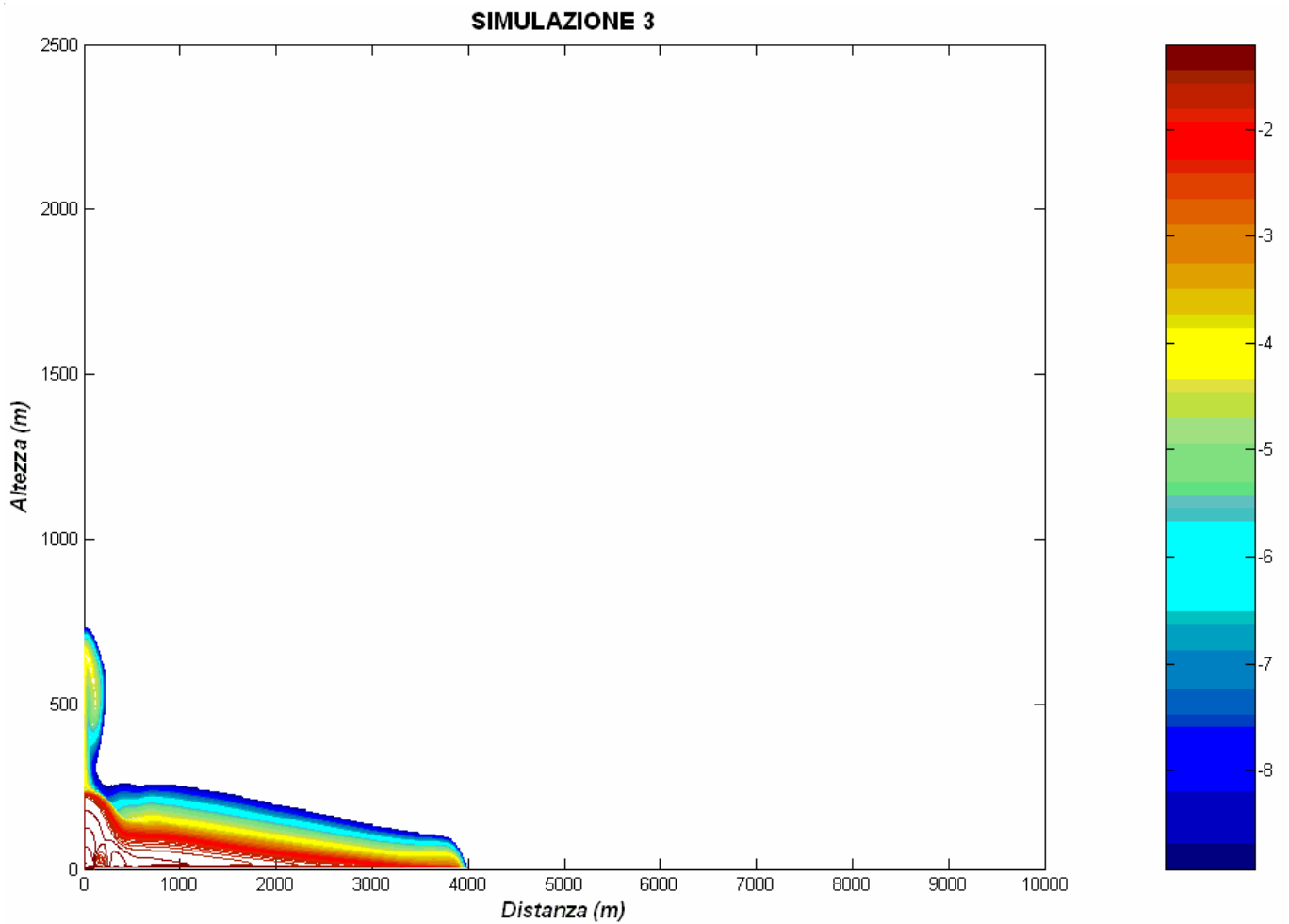


Fig. 2.28: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 50 s.

Dopo 50 s (Fig. 2.28), la colonna eruttiva è completamente collassata e si è formata una CDP che ha raggiunto i 4000 m di distanza dal cratere. Questa CDP, di conseguenza, è lunga 3500 m circa e scorre ad una velocità media di 70 m/s circa. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ($\varepsilon = 2 \times 10^{-4} \div 1 \times 10^{-9}$) è proceduta fino a un'altezza di 750 m.

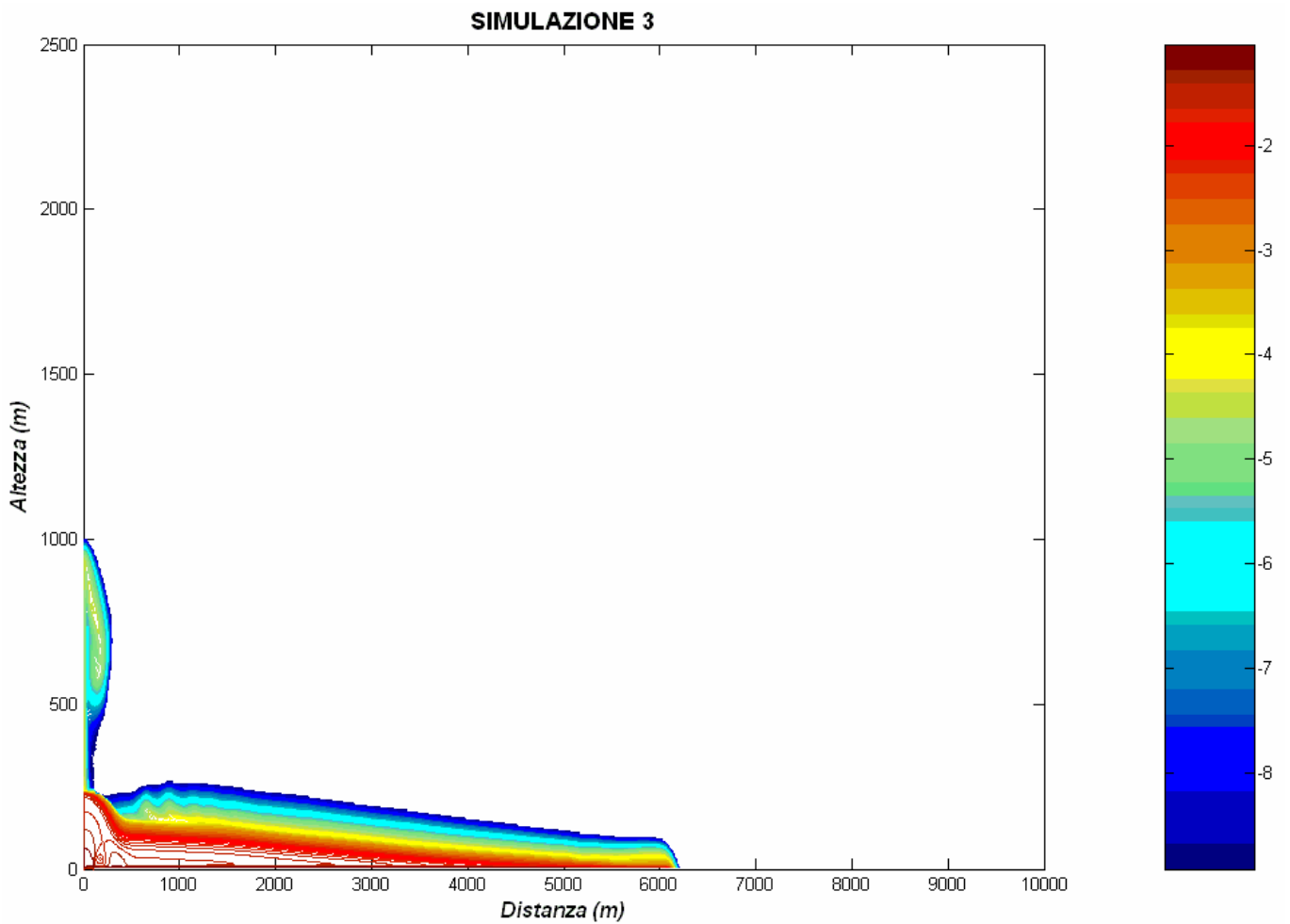


Fig. 2.29: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 75 s.

Dopo 75 s (Fig. 2.29), la CDP si è estesa fino a 6000 m di distanza dal cratere. La sua lunghezza, quindi, è di 5500 m e la velocità media di 73 m/s. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ($\varepsilon = 8 \times 10^{-5} \div 1 \times 10^{-9}$) ha raggiunto un'altezza di 1000 m.

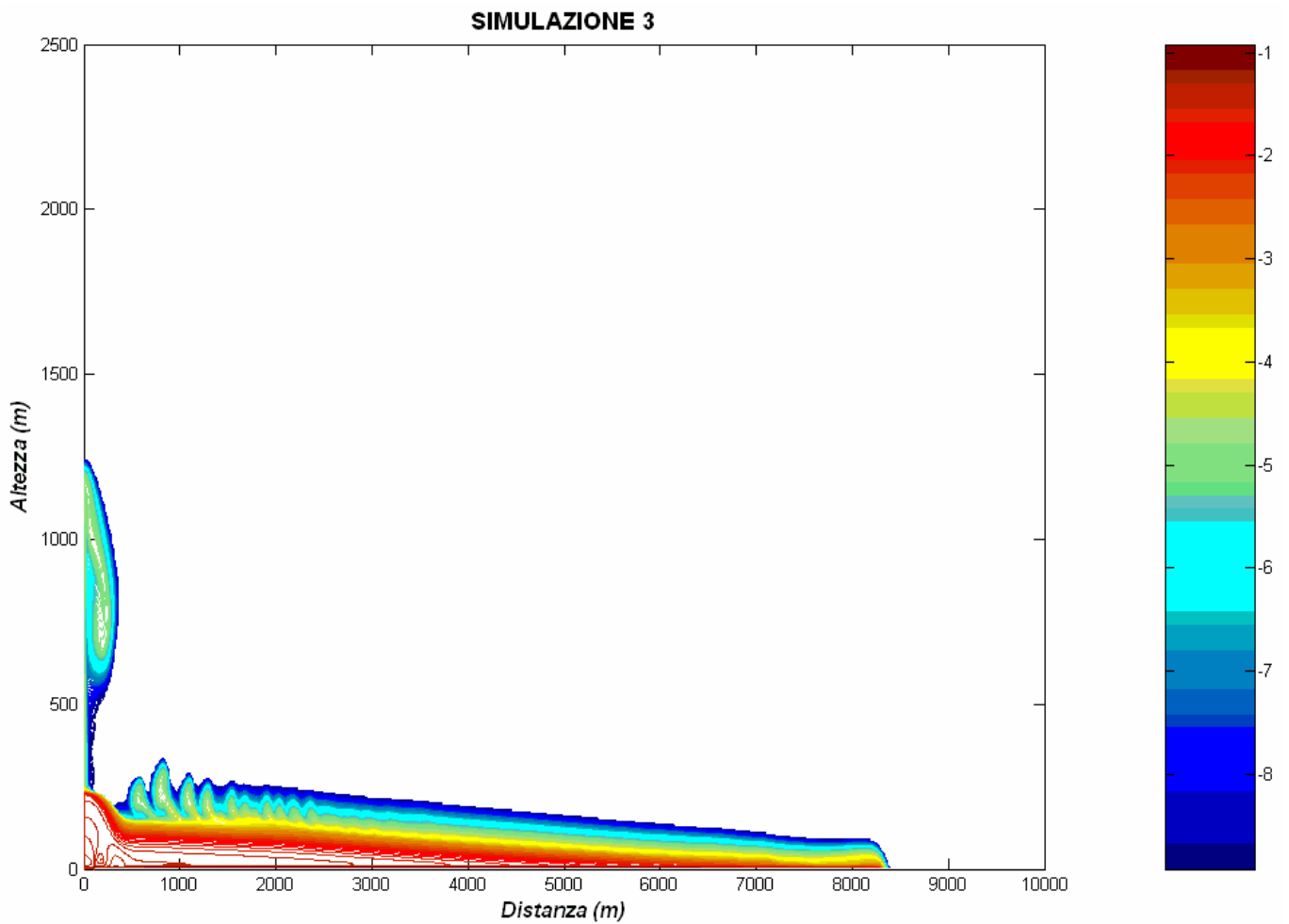


Fig. 2.30: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 100 s.

Dopo 100 s (Fig. 2.30), la CDP si è estesa fino a 8300 m. La sua lunghezza, quindi, è di 7800 m e la velocità media di 78 m/s. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ($\epsilon = 5 \times 10^{-5} \div 1 \times 10^{-9}$) ha raggiunto i 1200 m d'altezza. Lungo la coda, inoltre, si nota la formazione di pennacchi di risalita (fenice) causati da un principio di diminuzione del momento orizzontale dentro il flusso granulare.

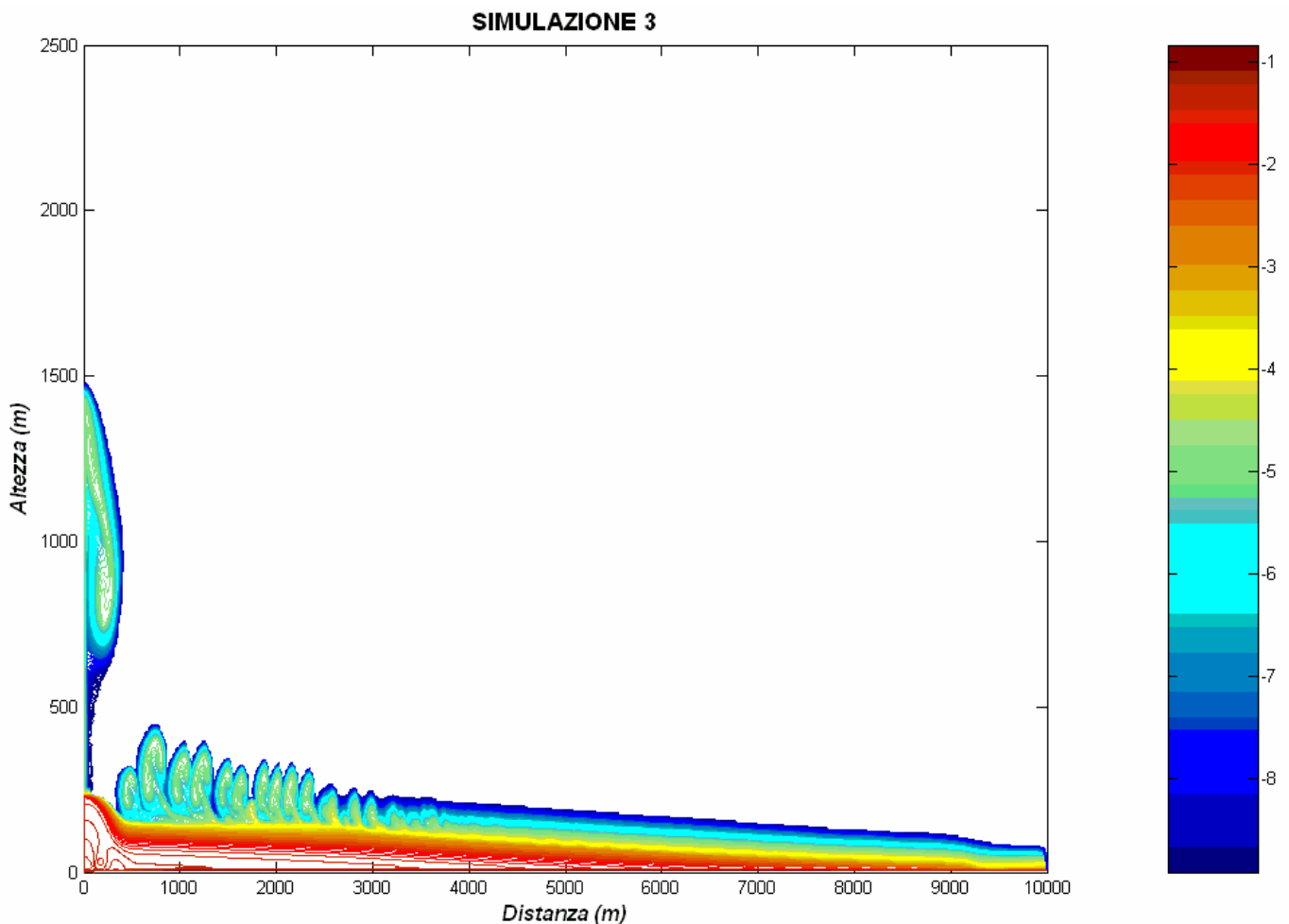


Fig. 2.31: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide a 125 s.

Dopo 125 s (Fig. 2.31), infine, la CDP si è estesa fino ad oltre 10000 m. La sua lunghezza, quindi, è di 9900 m e la velocità media di 79 m/s. La risalita delle aree di flusso granulare a concentrazione più bassa ha raggiunto i 1500 m d'altezza. Lungo la coda, inoltre, si nota l'allungamento dei pennacchi fenice (associato alla formazione di nuovi) causato dalla maggiore diminuzione del momento orizzontale dentro il flusso granulare. In sintesi, in S3 si osserva che la velocità media cresce sempre nel tempo. Lo spessore della CDP, inoltre, varia nello spazio, ed è massimo alla coda (dove si ha la formazione dei pennacchi fenice), intermedio lungo il corpo e minimo alla testa. La simulazione S3 consente di evidenziare gli effetti termici risultanti dalle variazioni di conducibilità nella propagazione della CDP e nella risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa.

E' stata inoltre valutata la variazione temporale d'alcuni parametri rilevanti ad una distanza fissata dal camino eruttivo. In Fig. 2.32 è rappresentato, infatti, l'andamento della concentrazione delle particelle solide lungo l'altezza ad una distanza di 1500 m dal cratere.

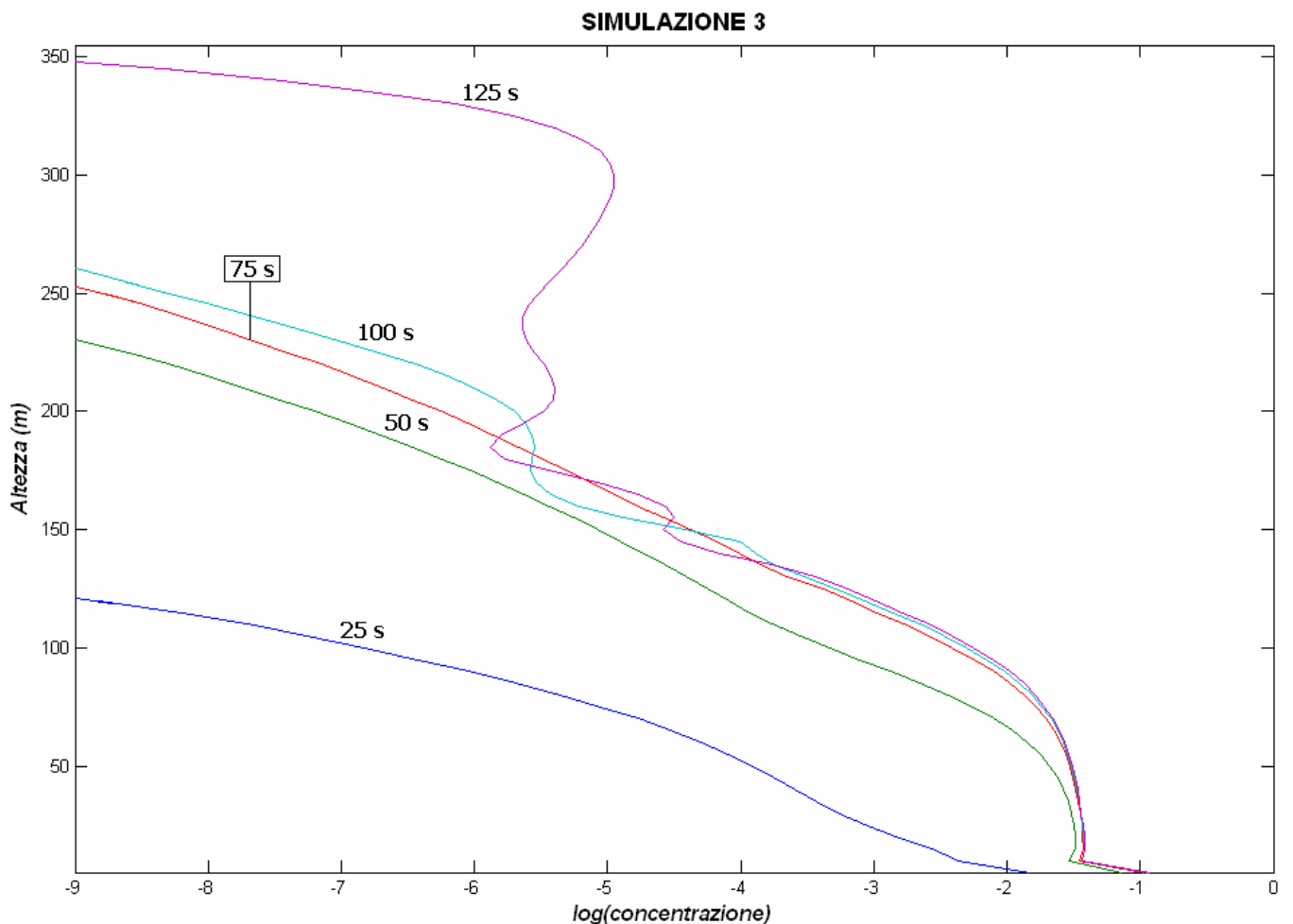


Fig. 2.32: Isolinee temporali della concentrazione in altezza alla distanza di 1500 m.

Dalla Fig. 2.32 si nota che la concentrazione delle particelle solide alla base (primi cinque metri) della CDP cresce rapidamente da 25 s a 75 s, poi lentamente fino a 125 s rimanendo intorno al valore del 10%. In S3, quindi, si forma uno SL ad alta concentrazione. Per altezze superiori ai 140 m, e tempi maggiori di 75 s, è da costatare l'andamento sempre più oscillante della concentrazione.

2.4.4 Simulazione 4 (S4) – Figg. 2.33→2.36

In questa simulazione è presentata una CDP waning e non uniforme, in cui le particelle solide sono trascinate dalla turbolenza della fase gassosa. In S4 le equazioni (23) e (27), che descrivono gli effetti della turbolenza per lo schema RANS e l'energia granulare delle particelle solide, sono risolte attraverso il modello di Simonin [Simonin (1996)]. Il raggio delle particelle solide all'interno delle tre classi, inoltre, è uguale a $1,5 \times 10^{-4}$ m, $2,5 \times 10^{-4}$ m, e $3,5 \times 10^{-4}$ m. L'aver scelto le tre classi dei solidi con raggi molto simili (ordine di 10^{-4}) ha permesso di studiare meglio la dinamica delle particelle di dimensione intermedia. Le dimensioni delle celle, infine, sono state scelte di 10 m in lunghezza e 2,5 m in

altezza per mettere più in risalto le variazioni nella CDP lungo l'asse verticale. In Tab. 2.6 sono riportati i valori di tutti i parametri fissati per S4, ed in rosso quelli modificati rispetto a S3.

Tab. 2.6: Valori dei parametri in S4

Parametro	Simbolo	Valore scelto	Valore in S3
Tempo di simulazione	t_s	90 s	125 s
Intervallo temporale	Δt	0,01 s	0,01 s
Viscosità massima (gas)	$\mu_{g(max)}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa} \times \text{s}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa} \times \text{s}$
Viscosità massima (particelle solide)	$\mu_{s(max)}$	$1 \cdot 10^4 \text{ Pa} \times \text{s}$	$1 \cdot 10^4 \text{ Pa} \times \text{s}$
Viscosità dipendente dal tempo (gas)	$\mu_{g(t)}$	calcolato	calcolato
Conducibilità termica (gas)	K_g	calcolato	calcolato
Conducibilità termica (particelle solide)	K_s	calcolato	calcolato
Capacità termica (gas)	C_g	$2210 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$	$2210 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$
Capacità termica (particelle solide)	C_s	$954 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$	$954 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$
Concentrazione volumetrica dei solidi (collisione)	θ_{sc}	0,50	0,40
Concentrazione volumetrica dei solidi (frizione)	θ_{sf}	0,64	0,60
Concentrazione volumetrica dei solidi (random)	θ_{sr}	0,64	0,64
Concentrazione volumetrica dei gas (random)	θ_{gr}	0,36	0,36
Concentrazione volumetrica dei solidi (soglia)	θ_{sd}	10^{-9}	10^{-9}
Concentrazione volumetrica dei solidi (minima)	$\theta_{s(min)}$	10^{-9}	10^{-9}
Concentrazione volumetrica dei gas (soglia)	θ_{gm}	0,75	0,75
Temperatura iniziale	T_i	300 K	300 K
Velocità iniziale	\vec{v}_i	0 m/s	0 m/s
Pressione atmosferica	P_a	10^5 Pa	10^5 Pa
Costante cinetica	k	0,1	$0,01 \text{ m}^2 \times \text{s}^{-2}$
Costante dissipativa	ε	1,0	$10,0 \text{ m}^2 \times \text{s}^{-3}$
Frequenza di soglia per la turbolenza	v_s	$1 \cdot 10^3 \text{ Hz}$	$1 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$
Concentrazione iniziale	θ_i	100 % (gas)	100 %
Pressione del flusso	P_f	10^5 Pa	10^5 Pa
Temperatura d'emissione	T_f	900 K	900 K
Velocità verticale d'emissione	\vec{v}_e	25 m/s	50 m/s
Concentrazione volumetrica totale (gas)	θ_{gf}	0,97	0,97
Concentrazione volumetrica totale (particelle solide)	θ_{sf}	0,03	0,03
Concentrazione volumetrica dei solidi per ciascuna classe	θ_{sc}	0,01	0,01
Densità delle particelle solide	ρ_s	1500 kg/m^3	1500 kg/m^3

La concentrazione delle particelle solide alla quale comincia ad agire la collisione, è stata fissata e a 0,50, mentre per la frizione a 0,64. Come notato per la precedente simulazione, queste variazioni influiscono sul calore di conduzione delle particelle solide. La correzione del valore per la costante cinetica, e per quella dissipativa, modifica la viscosità turbolenta e la densità del flusso. L'attribuzione a v_s di un valore uguale a 1×10^3 , influenza ulteriormente la viscosità turbolenta. La velocità verticale d'emissione è fissata a 25 m/s, e quindi l'altezza per il collasso a 32 m. A seguire sono riportati tre grafici dei valori di concentrazione ottenuti in S4. Tali grafici rappresentano l'andamento delle isolinee in concentrazione delle particelle solide nel flusso, a determinati tempi, in funzione della distanza e dell'altezza dal cratere.

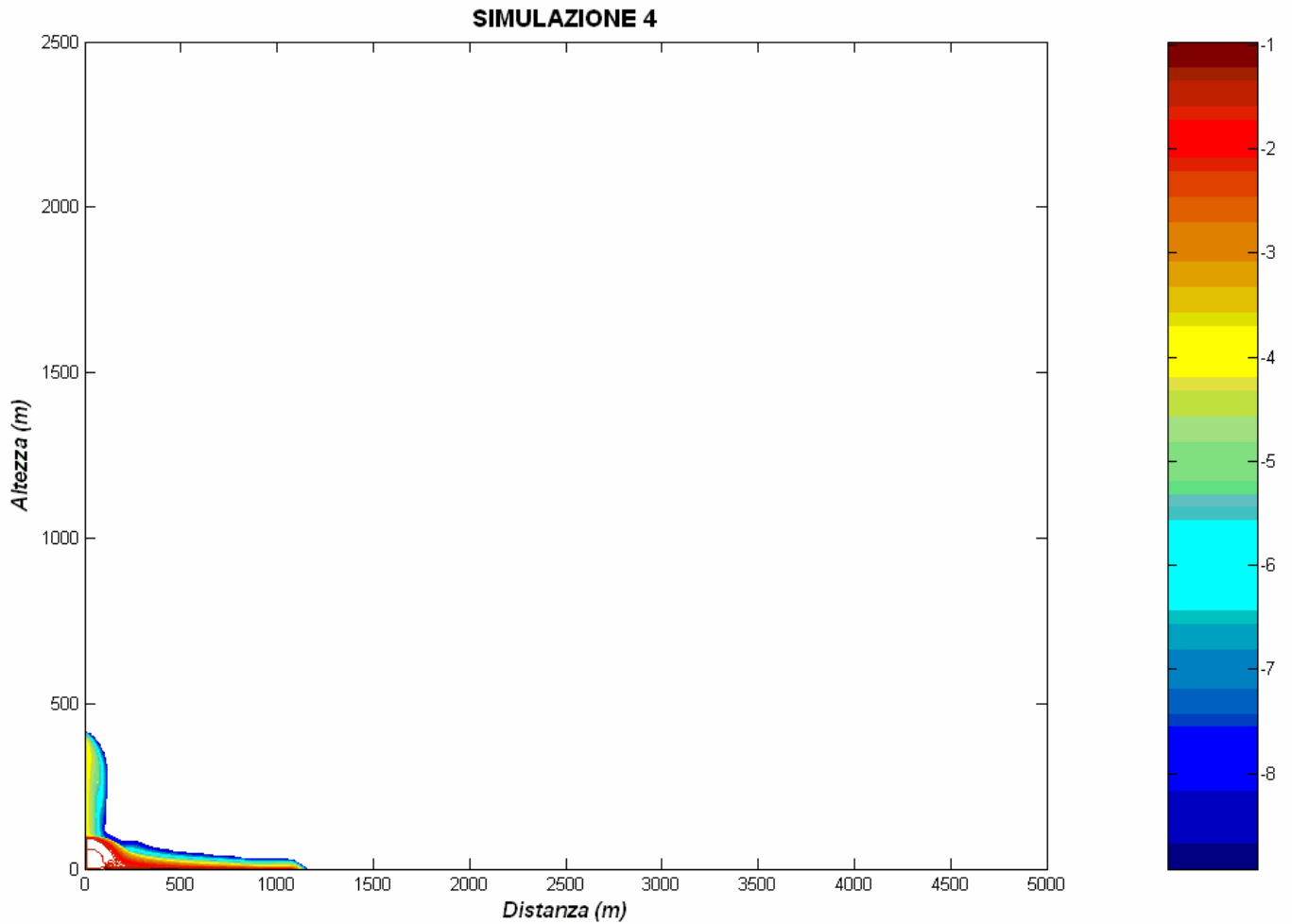


Fig. 2.33: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 30 s.

Dopo 30 s (Fig. 2.33), si nota già il collasso della colonna eruttiva. Si è formata, infatti, una CDP che si è propagata fino a 1100 m. Essa è lunga 600 m e scorre ad una velocità media di 20 m/s. Sopra la colonna si osserva una risalita delle aree di flusso granulare a concentrazione più bassa ($\varepsilon = 7 \times 10^{-3} \div 1 \times 10^{-9}$) fino a 450 m in altezza.

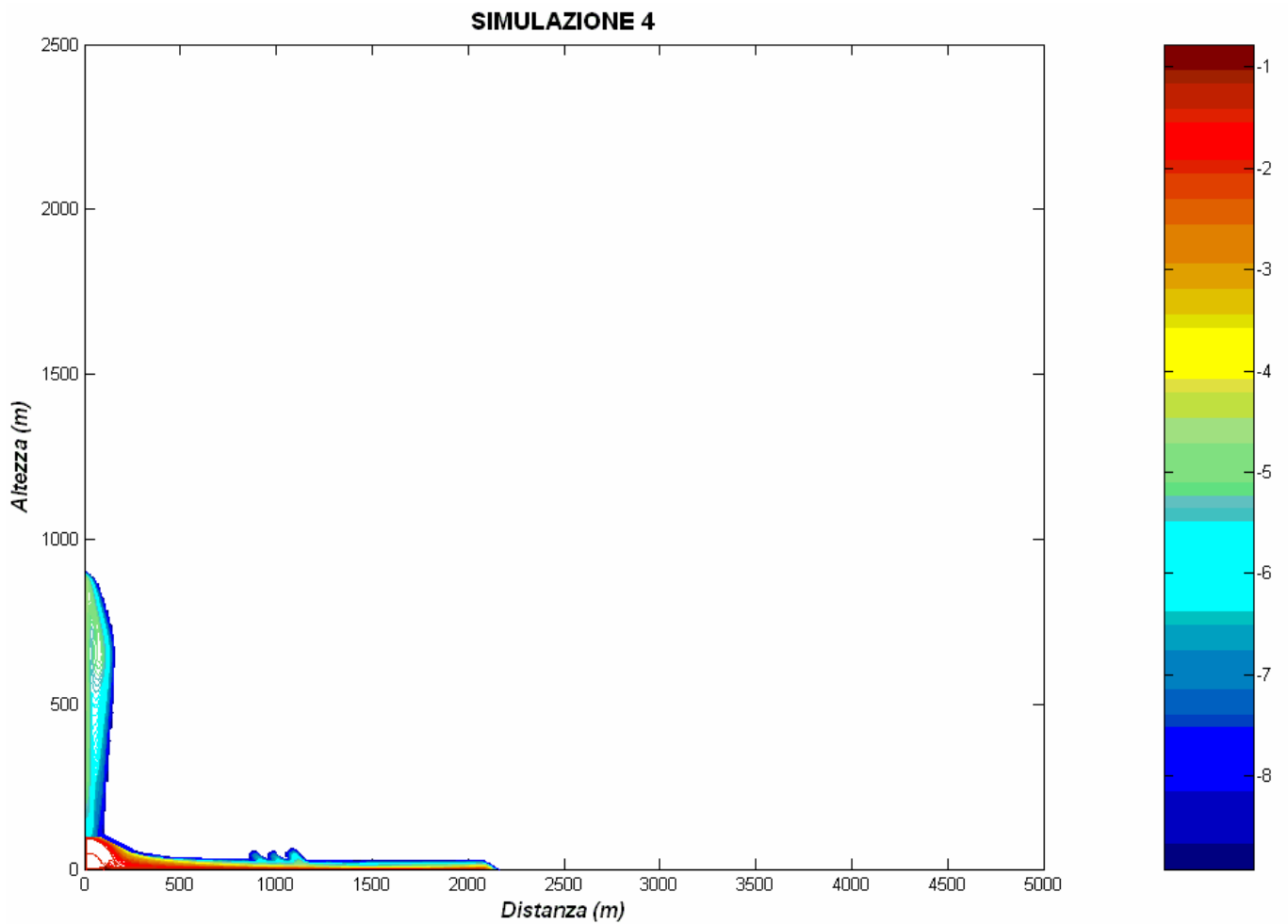


Fig. 2.34: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 60 s.

Dopo 60 s (Fig. 2.34), la risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ($\epsilon = 4 \times 10^{-5} \div 1 \times 10^{-9}$) è continuata fino a 900 m d'altezza. E' da notare la riduzione dell'intervallo di concentrazione. La CDP, nel frattempo, si è propagata fino a 2100 m di distanza dal cratere. Essa è lunga 1600 m e scorre ad una velocità media di 26 m/s. Intorno ai 1000 m si nota la formazione di vari pennacchi termici convettivi, analoghi a quello che s'innalza sopra la fontana.

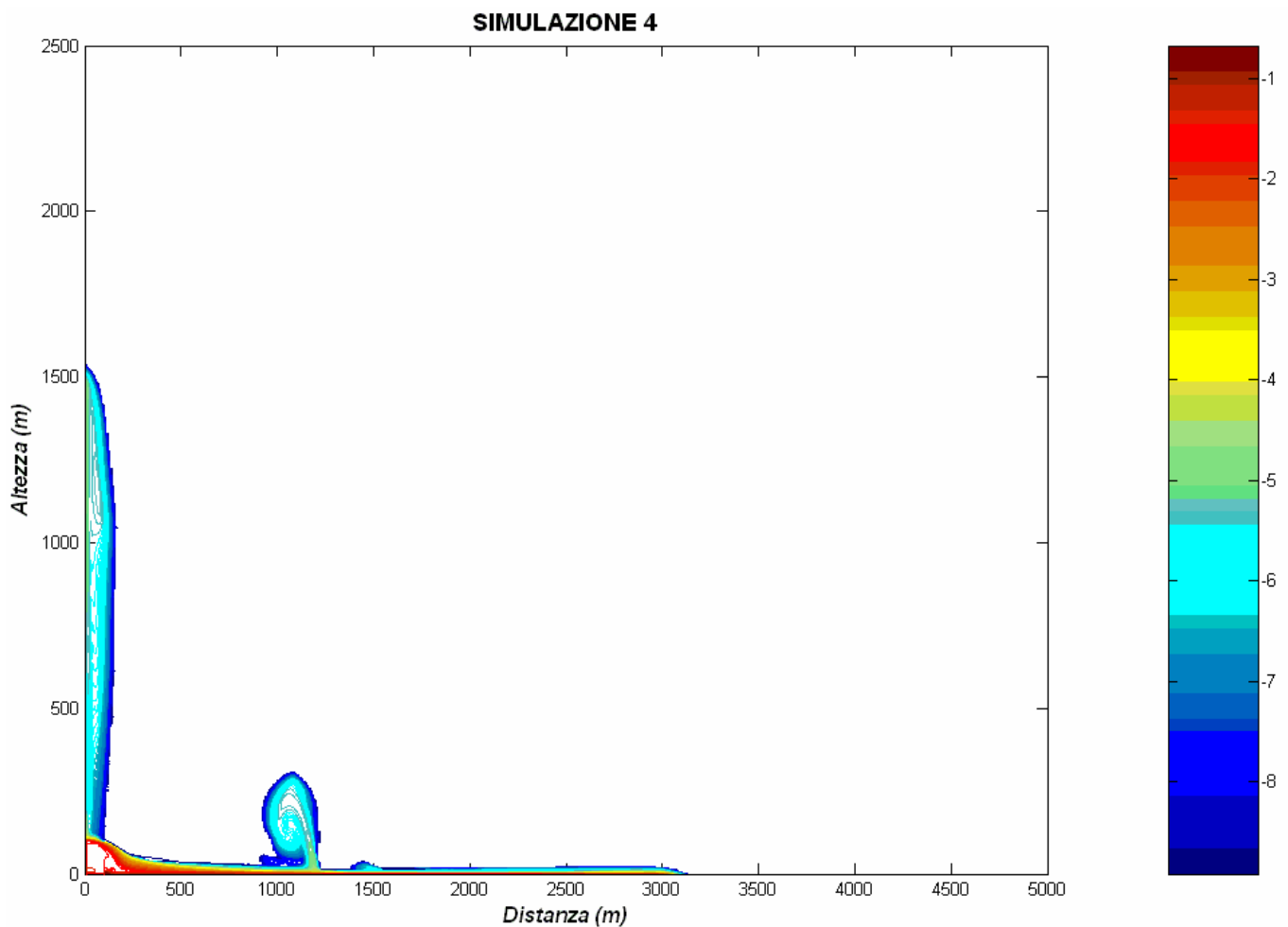


Fig. 2.35: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 90 s.

Dopo 90 s (Fig. 2.35), la risalita delle aree di flusso a concentrazione più fine ($\epsilon = 10^{-5} \div 10^{-9}$) è proseguita fino a 1500 m d'altezza. La CDP si è propagata fino a 3100 m di distanza dal cratere. Essa è lunga 2600 m e scorre ad una velocità media di 29 m/s. Intorno ai 1000 m si nota la formazione di un unico pennacchio convettivo termico alto 300 m, analogo a quello che s'innalza sopra la fontana. E' inoltre possibile notare un piccolo rigonfiamento intorno ai 1500 m. In sintesi, in S4 si osserva che la velocità media cresce sempre nel tempo. Lo spessore della CDP, inoltre, non varia generalmente nello spazio, ma lungo il corpo della CDP si ha la formazione di un unico gran pennacchio. La simulazione S4 rende percepibili gli effetti dinamici del trascinarsi delle particelle solide, prodotto dalla turbolenza della fase gassosa.

E' stata inoltre valutata la variazione temporale d'alcuni parametri rilevanti ad una distanza fissata dal camino eruttivo. In Fig. 2.36 è rappresentato, infatti, l'andamento della concentrazione delle particelle solide in altezza ad una distanza di 1100 m dal cratere.

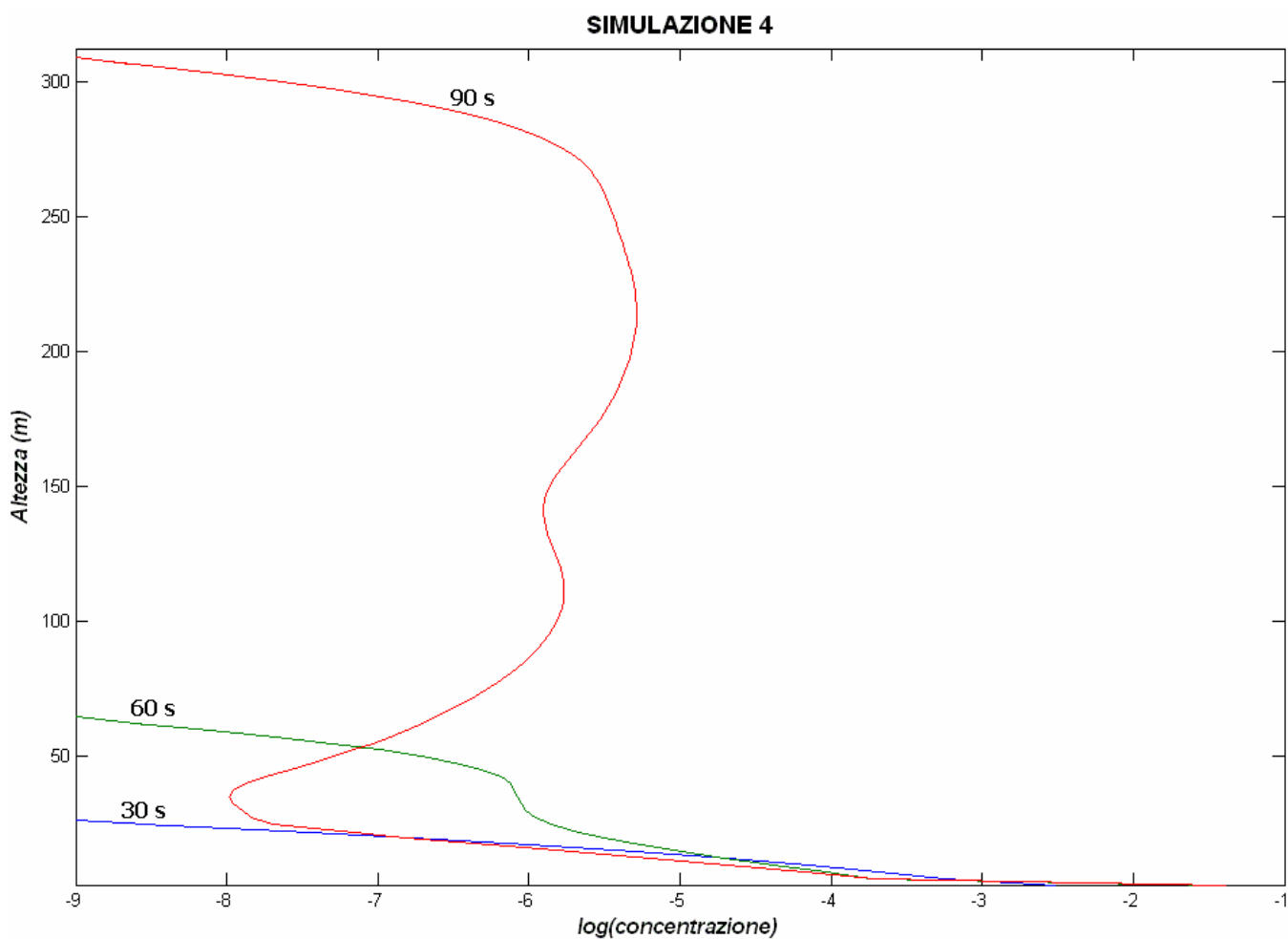


Fig. 2.36: Isolinee temporali della concentrazione in altezza alla distanza di 1100 m.

Dalla Fig. 2.36 si nota che la concentrazione delle particelle solide alla base (primi due metri) della CDP cresce rapidamente da 30 s a 60 s, poi lentamente fino a 90 s rimanendo intorno al valore del 4%. In S4, quindi, si forma uno SL trattivo a bassa concentrazione. Per altezze comprese tra 20 m e 50 m, e concentrazioni dell'ordine di 10^{-6} , si osserva un evidente cambio di pendenza a 60 s. Ancora più lampante è lo sviluppo verticale tra 40 m e 290 m della concentrazione a 90 s, con diverse oscillazioni.

2.4.5 Simulazione 5 (S5) – Figg. 2.37→2.41

In questa simulazione è presentata una CDP stazionaria e non uniforme. Il raggio delle particelle solide all'interno di ciascuna classe è stato fissato a 4×10^{-5} , 2×10^{-4} , e 1×10^{-3} . La scelta delle dimensioni delle particelle molto diverse, come in S3, permette di analizzare meglio i diversi effetti della turbolenza sul trascinamento. In Tab. 2.7 sono riportati i valori di tutti i parametri fissati per S5, ed in rosso quelli modificati rispetto a S4.

Tab. 2.7: Valori dei parametri per S5

Parametro	Simbolo	Valore scelto	Valore in S4
Tempo di simulazione	t_s	80 s	90 s
Intervallo temporale	Δt	0,01 s	0,01 s
Viscosità massima (gas)	$\mu_{g(max)}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa}\cdot\text{s}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa}\cdot\text{s}$
Viscosità massima (particelle solide)	$\mu_{s(max)}$	$1 \cdot 10^4 \text{ Pa}\cdot\text{s}$	$1 \cdot 10^4 \text{ Pa}\cdot\text{s}$
Viscosità dipendente dal tempo (gas)	$\mu_{g(t)}$	calcolato	calcolato
Conducibilità termica (gas)	K_g	calcolato	calcolato
Conducibilità termica (particelle solide)	K_s	calcolato	calcolato
Capacità termica (gas)	C_g	$2210 \text{ K}\cdot\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$	$2210 \text{ K}\cdot\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$
Capacità termica (particelle solide)	C_s	$954 \text{ K}\cdot\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$	$954 \text{ K}\cdot\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$
Concentrazione volumetrica dei solidi (collisione)	θ_{sc}	0,50	0,50
Concentrazione volumetrica dei solidi (frizione)	θ_{sf}	0,64	0,64
Concentrazione volumetrica dei solidi (random)	θ_{sr}	0,64	0,64
Concentrazione volumetrica dei gas (random)	θ_{gr}	0,36	0,36
Concentrazione volumetrica dei solidi (soglia)	θ_{sd}	10^{-9}	10^{-9}
Concentrazione volumetrica dei solidi (minima)	$\theta_{s(min)}$	10^{-9}	10^{-9}
Concentrazione volumetrica dei gas (soglia)	θ_{gm}	0,75	0,75
Temperatura iniziale	T_i	300 K	300 K
Velocità iniziale	\vec{v}_i	0 m/s	0 m/s
Pressione atmosferica	P_a	10^5 Pa	10^5 Pa
Costante cinetica	k	0,01	0,1
Costante dissipativa	ϵ	10,0	1,0
Frequenza di soglia per la turbolenza	ν_s	$1 \cdot 10^3 \text{ Hz}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Hz}$
Concentrazione iniziale	θ_i	100 % (gas)	100 % (gas)
Pressione del flusso	P_f	10^5 Pa	10^5 Pa
Temperatura d'emissione	T_f	900 K	900 K
Velocità verticale d'emissione	\vec{v}_e	50 m/s	25 m/s
Concentrazione volumetrica totale (gas)	θ_{gf}	0,97	0,97
Concentrazione volumetrica totale (particelle solide)	θ_{sf}	0,03	0,03
Concentrazione volumetrica dei solidi per ciascuna classe	θ_{sc}	0,01	0,01
Densità delle particelle solide	ρ_s	1500 kg/m^3	1500 kg/m^3

La correzione del valore per la costante cinetica, e per quella dissipativa, modifica la viscosità turbolenta e la densità del flusso. Il rapporto ϵ/k , in questo caso, è uguale a 10^3 , e quindi è analogo al valore di default per il parametro ν_s . La velocità verticale d'emissione è fissata a 50 m/s come in S3. A seguire sono riportati quattro grafici dei valori di concentrazione ottenuti in S5. Tali grafici rappresentano l'andamento delle isolinee in concentrazione delle particelle solide nel flusso, a determinati tempi, in funzione della distanza e dell'altezza dal cratere.

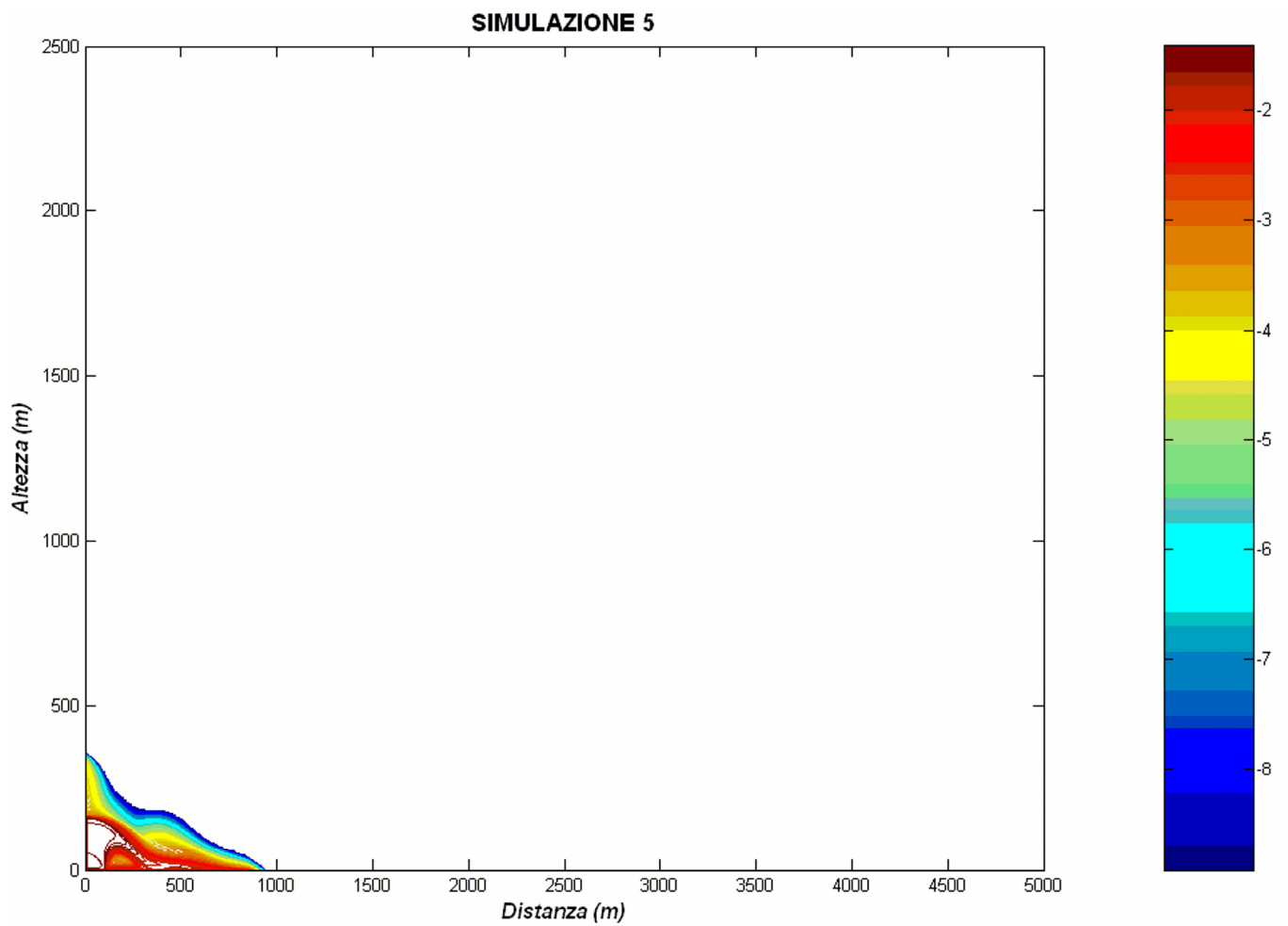


Fig. 2.37: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 20 s.

Dopo 20 s (Fig. 2.37), si riscontra che la colonna eruttiva è in parte collassata e si è espansa fino a 900 m. Si osserva anche una risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ($\varepsilon = 9 \times 10^{-4} \div 1 \times 10^{-9}$) fino a 300 m d'altezza.

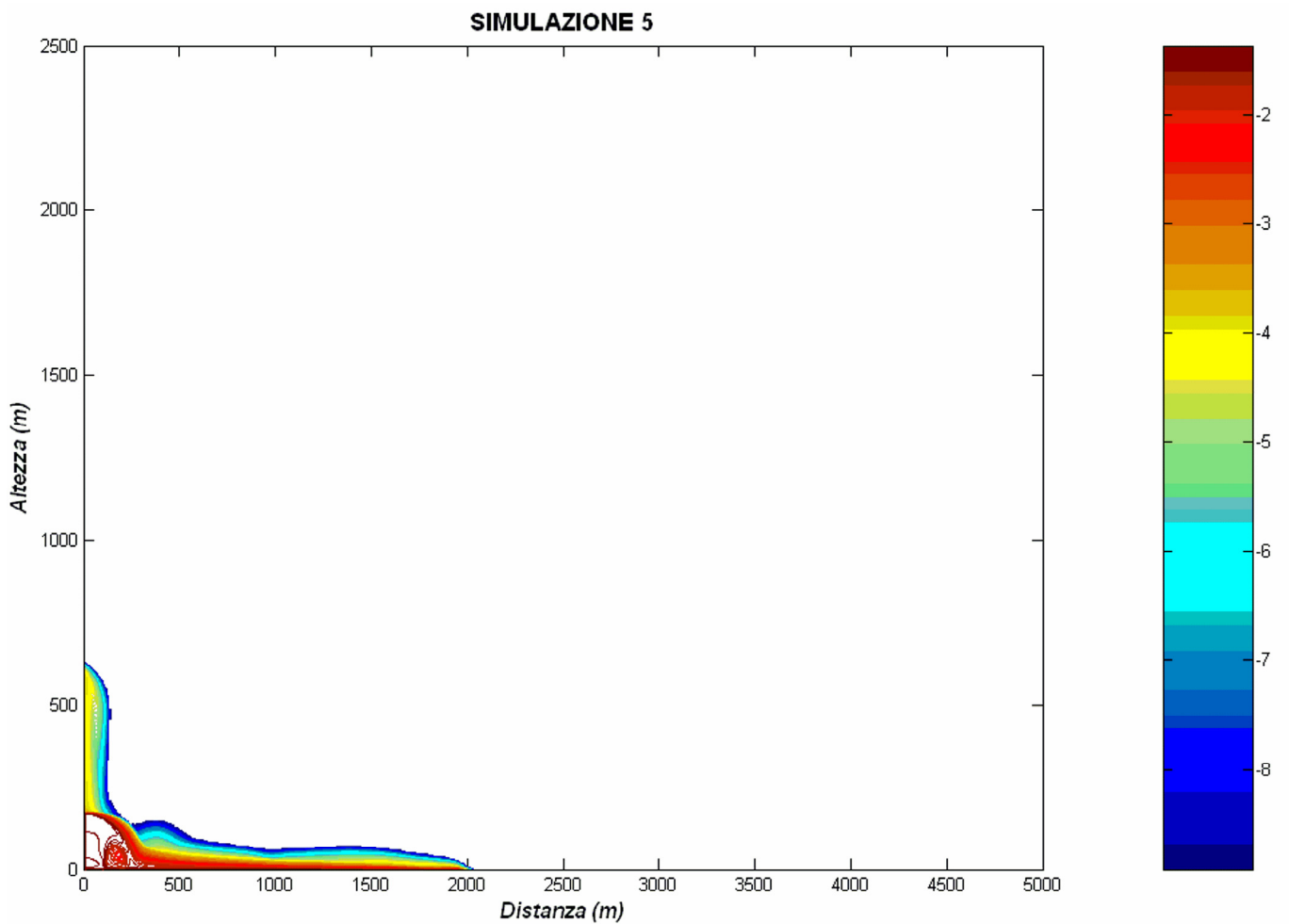


Fig. 2.38: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 40 s.

Dopo 40 s (Fig. 2.38), la fontana piroclastica ha prodotto una CDP che si è propagata fino a 2000 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 1600 m e la sua velocità media di 40 m/s. La coda della CDP è la parte più spessa, alta al massimo 150 m. Il corpo della CDP, invece, è spesso al massimo 100 m. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ha raggiunto i 600 m d'altezza.

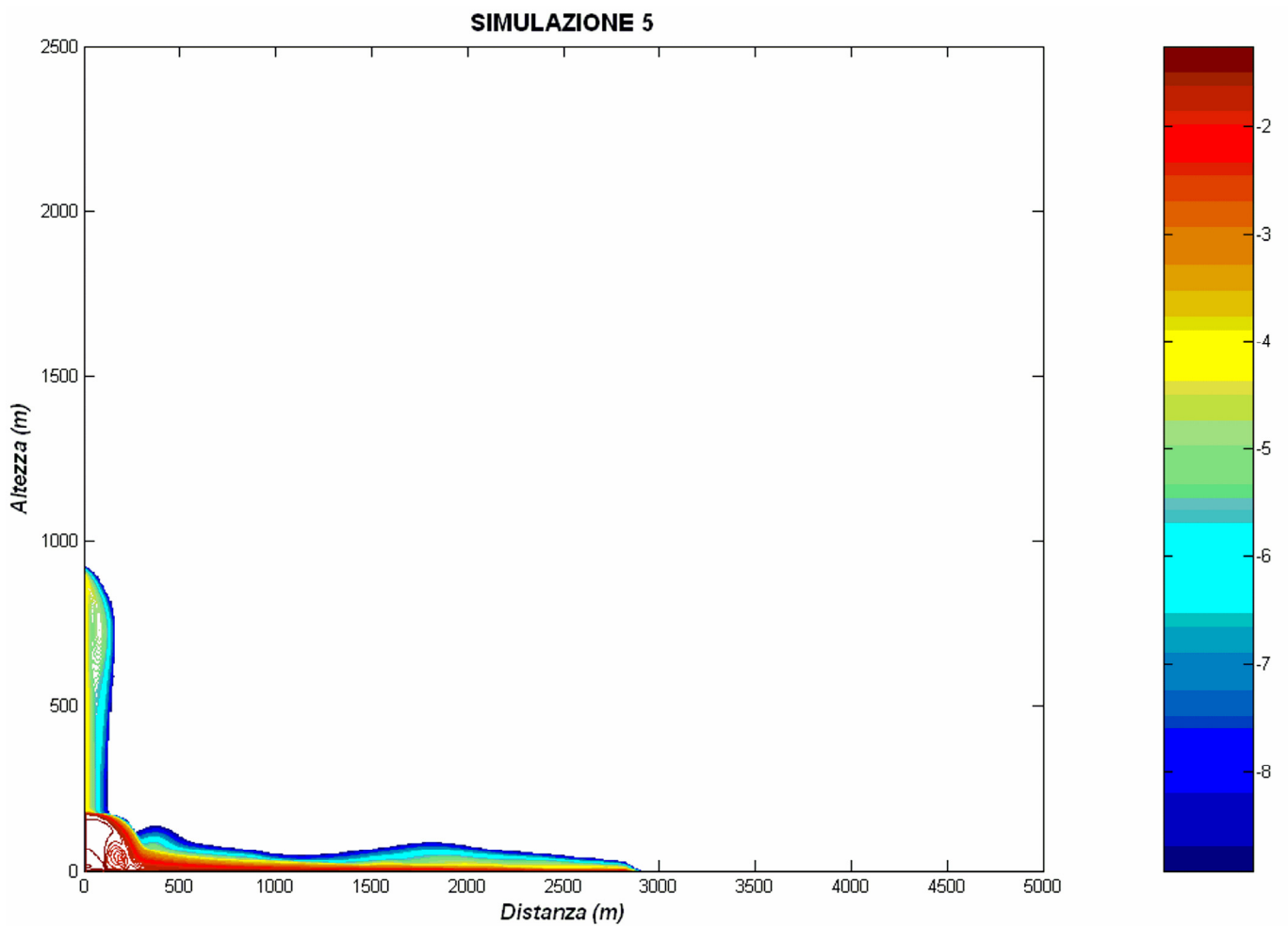


Fig. 2.39: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 60 s.

Dopo 60 s (Fig. 2.39), la CDP ha raggiunto i 2900 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 2500 m e la sua velocità media di 42 m/s. La coda della CDP rimane la parte più spessa, alta al massimo 120 m. Il corpo della CDP, invece, è rimasto spesso al massimo 100 m. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ha raggiunto i 900 m d'altezza.

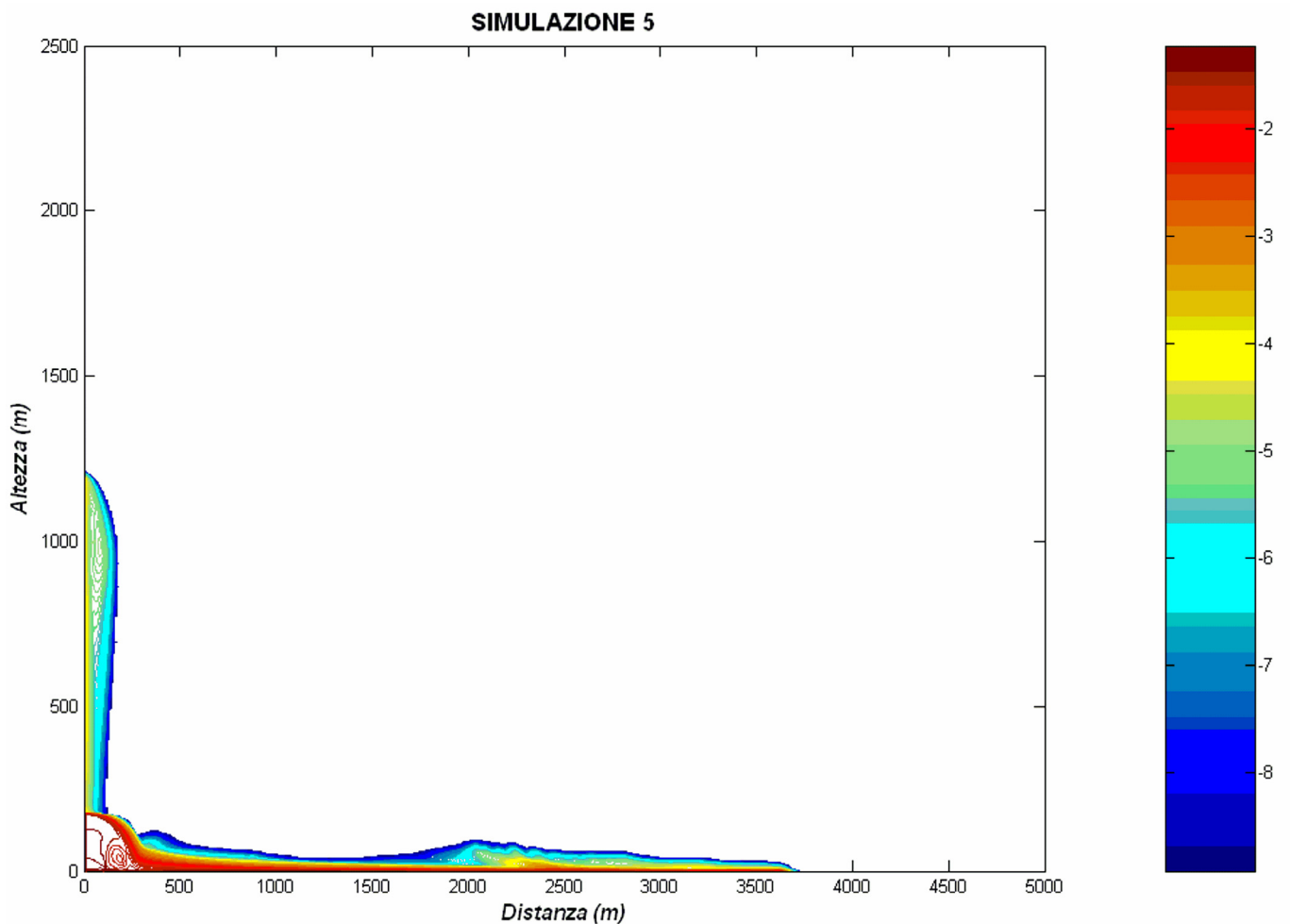


Fig. 2.40: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 80 s.

Dopo 80 s (Fig. 2.40), infine, la CDP ha raggiunto i 3700 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 3300 m e la sua velocità media di 41 m/s. La coda della CDP rimane la parte più spessa, alta al massimo 110 m. Il corpo della CDP, invece, rimane spesso al massimo 100 m. La risalita delle aree di flusso granulare a concentrazione più bassa ha raggiunto i 1200 m in altezza. In sintesi, in S5 si osserva che la velocità media resta costante nel tempo. Lo spessore della CDP, inoltre, varia molto nello spazio: tra la coda e il corpo della CDP è sempre presente un avvallamento, e la testa si mantiene sempre più bassa del resto della CDP. La simulazione S5 delinea in modo ben evidente gli effetti dinamici del trascinamento delle particelle solide, prodotti dalla turbolenza della fase gassosa.

E' stata inoltre valutata la variazione temporale d'alcuni parametri rilevanti ad una distanza fissata dal camino eruttivo. In Fig. 2.41 è rappresentato, infatti, l'andamento della concentrazione delle particelle solide in altezza ad una distanza di 500 m dal cratere.

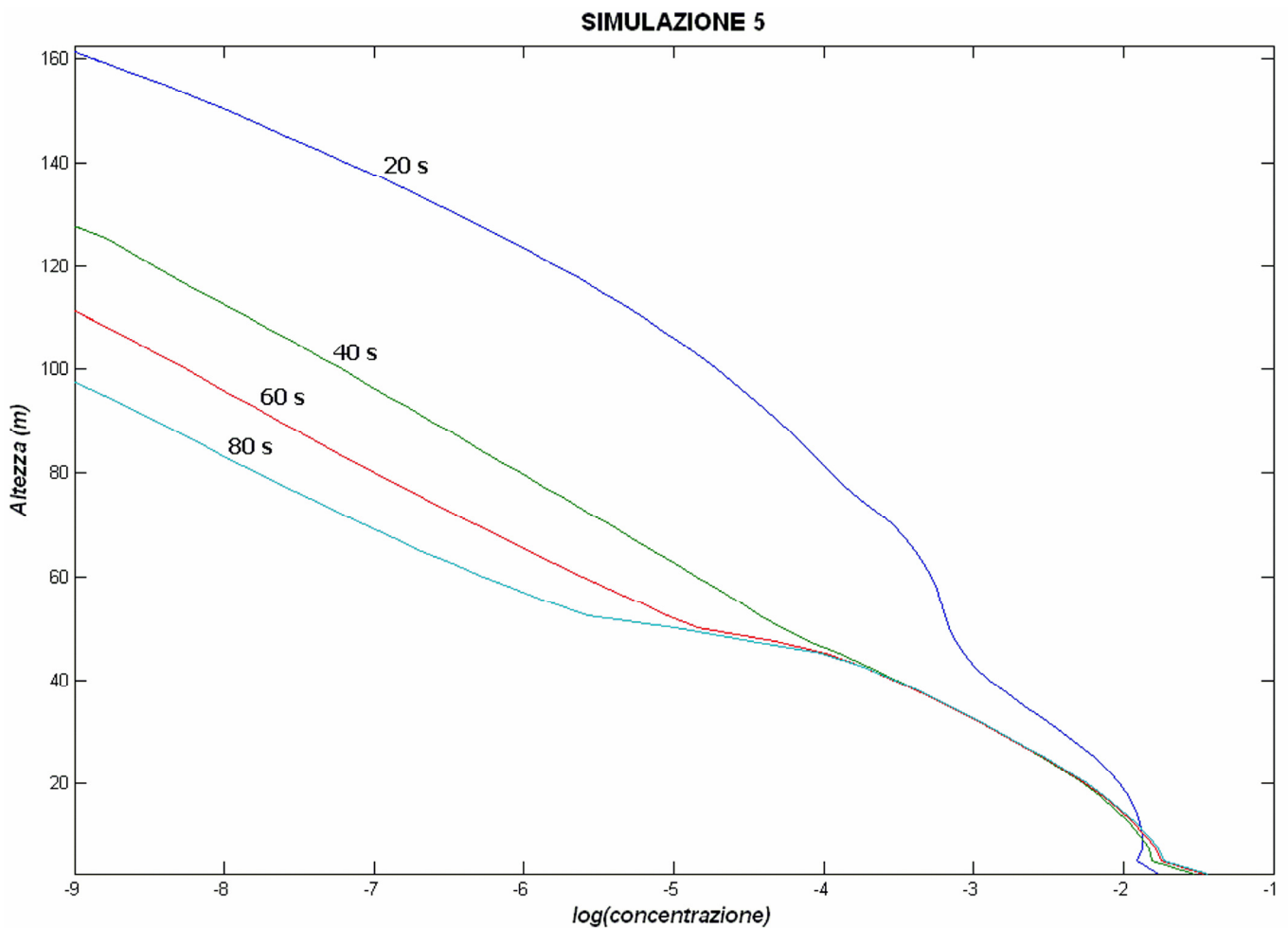


Fig. 2.41: Isolinee temporali della concentrazione in altezza alla distanza di 500 m.

Dalla Fig. 2.41 si nota che la concentrazione delle particelle solide alla base (primi tre metri) della CDP cresce rapidamente tra 20 s e 40 s, poi lentamente fino a 80 s rimanendo intorno al 3,5%. In S5, quindi, si forma uno SL trattivo a bassa concentrazione. Questo andamento si inverte, quando si superano i 10 m d'altezza. La concentrazione delle particelle solide, infatti, diminuisce progressivamente col passare del tempo per una qualsiasi altezza maggiore di 10 m. La diminuzione è molto evidente tra 20 s e 40 s, e poi si riduce progressivamente.

2.4.6 Simulazione 6 (S6) – Figg. 2.42→2.51 (pp. 113-124)

In questa simulazione è presentata una CDP non uniforme, inizialmente waxing, poi waining, e infine di nuovo waxing. Gli spessori della coda e della testa mutano continuamente. Allo scopo di espandere il dominio in altezza, è stato scelto di aumentare la superficie delle celle come per la terza simulazione. Le dimensioni delle celle, perciò, sono state fissate a 10 m in lunghezza e 5 m in altezza. In Tab. 2.7 sono riportati i valori di tutti i parametri fissati per S6, ed in rosso quelli modificati rispetto a S5.

Tab. 2.8: Valori dei parametri in S6

Parametro	Simbolo	Valore scelto	Valore in S5
Tempo di simulazione	t_s	135 s	80 s
Intervallo temporale	Δt	0,01 s	0,01 s
Viscosità massima (gas)	$\mu_{g(max)}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa} \times \text{s}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa} \times \text{s}$
Viscosità massima (particelle solide)	$\mu_{s(max)}$	$1 \cdot 10^4 \text{ Pa} \times \text{s}$	$1 \cdot 10^4 \text{ Pa} \times \text{s}$
Viscosità dipendente dal tempo (gas)	$\mu_{g(t)}$	calcolato	calcolato
Conducibilità termica (gas)	K_g	calcolato	calcolato
Conducibilità termica (particelle solide)	K_s	calcolato	calcolato
Capacità termica (gas)	C_g	$3340 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$	$2210 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$
Capacità termica (particelle solide)	C_s	$1500 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$	$954 \text{ K} \times \text{m}^2 \times \text{s}^{-2}$
Concentrazione volumetrica dei solidi (collisione)	θ_{sc}	0,25	0,50
Concentrazione volumetrica dei solidi (frizione)	θ_{sf}	0,40	0,64
Concentrazione volumetrica dei solidi (random)	θ_{sr}	0,64	0,64
Concentrazione volumetrica dei gas (random)	θ_{gr}	0,36	0,36
Concentrazione volumetrica dei solidi (soglia)	θ_{sd}	10^{-9}	10^{-9}
Concentrazione volumetrica dei solidi (minima)	$\theta_{s(min)}$	10^{-9}	10^{-9}
Concentrazione volumetrica dei gas (soglia)	θ_{gm}	0,75	0,75
Temperatura iniziale	T_i	300 K	300 K
Velocità iniziale	\vec{v}_i	0 m/s	0 m/s
Pressione atmosferica	P_a	10^5 Pa	10^5 Pa
Costante cinetica	k	0,01	0,01
Costante dissipativa	ϵ	10,0	10,0
Frequenza di soglia per la turbolenza	ν_s	$1 \cdot 10^3 \text{ Hz}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Hz}$
Concentrazione iniziale	θ_i	100 % (gas)	100 % (gas)
Pressione del flusso	P_f	10^5 Pa	10^5 Pa
Temperatura d'emissione	T_f	1000 K	900 K
Velocità verticale d'emissione	\vec{v}_e	50 m/s	50 m/s
Concentrazione volumetrica totale (gas)	θ_{gf}	0,97	0,97
Concentrazione volumetrica totale (particelle solide)	θ_{sf}	0,03	0,03
Concentrazione volumetrica dei solidi per ciascuna classe	θ_{sc}	0,01	0,01
Densità delle particelle solide	ρ_s	1500 kg/m^3	1500 kg/m^3

Alla capacità termica per le particelle solide, da S6 in poi, è stato assegnato il valore di $1,5 \times 10^3 \text{ J}/(\text{kg} \times \text{K})$ per una temperatura di 1000 K. Questo valore, secondo le considerazioni presenti in diversi articoli sulla capacità termica [Riehle (1973), Hemingway (1987), Gottsmann (2002)], è accettabile per magmi riolitici in cui sono presenti alte concentrazioni volumetriche di SiO_2 (maggiori del 70 %). La capacità termica per i gas, alla temperatura di 1000 K, è uguale a $3,3 \times 10^3 \text{ J}/(\text{kg} \times \text{K})$ in base all'equazione (34). L'aumento della capacità termica e della temperatura incrementa gli effetti termici nella propagazione della CDP. I valori della concentrazione volumetrica dei solidi per i quali le collisioni e gli strofinamenti diventano predominanti, inoltre, sono stati fissati rispettivamente a 0,25 e a 0,40. Queste variazioni influiscono sul calore di conduzione delle particelle solide, e quindi sempre sugli effetti termici. A seguire sono riportati nove grafici dei valori di concentrazione ottenuti in S6. Tali grafici rappresentano l'andamento delle

isolinee in concentrazione delle particelle solide nel flusso, a determinati tempi, in funzione della distanza e dell'altezza dal cratere.

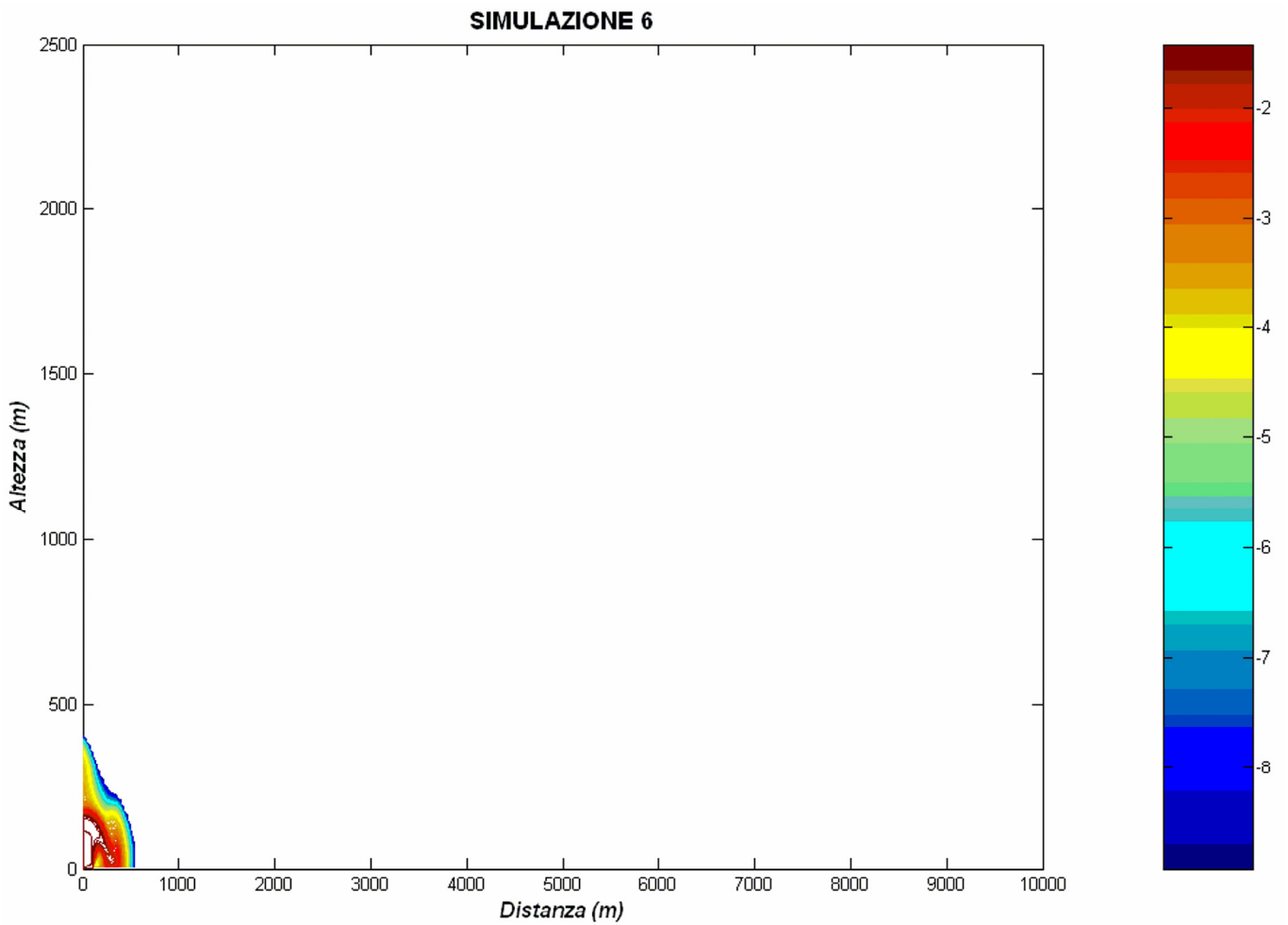


Fig. 2.42: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 15 s.

Dopo 15 s (Fig. 2.42), si osserva che la colonna eruttiva è in parte collassata e si è espansa fino a 600 m. Si nota anche una risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ($\varepsilon = 5 \times 10^{-4} \div 1 \times 10^{-9}$) fino a 400 m d'altezza.

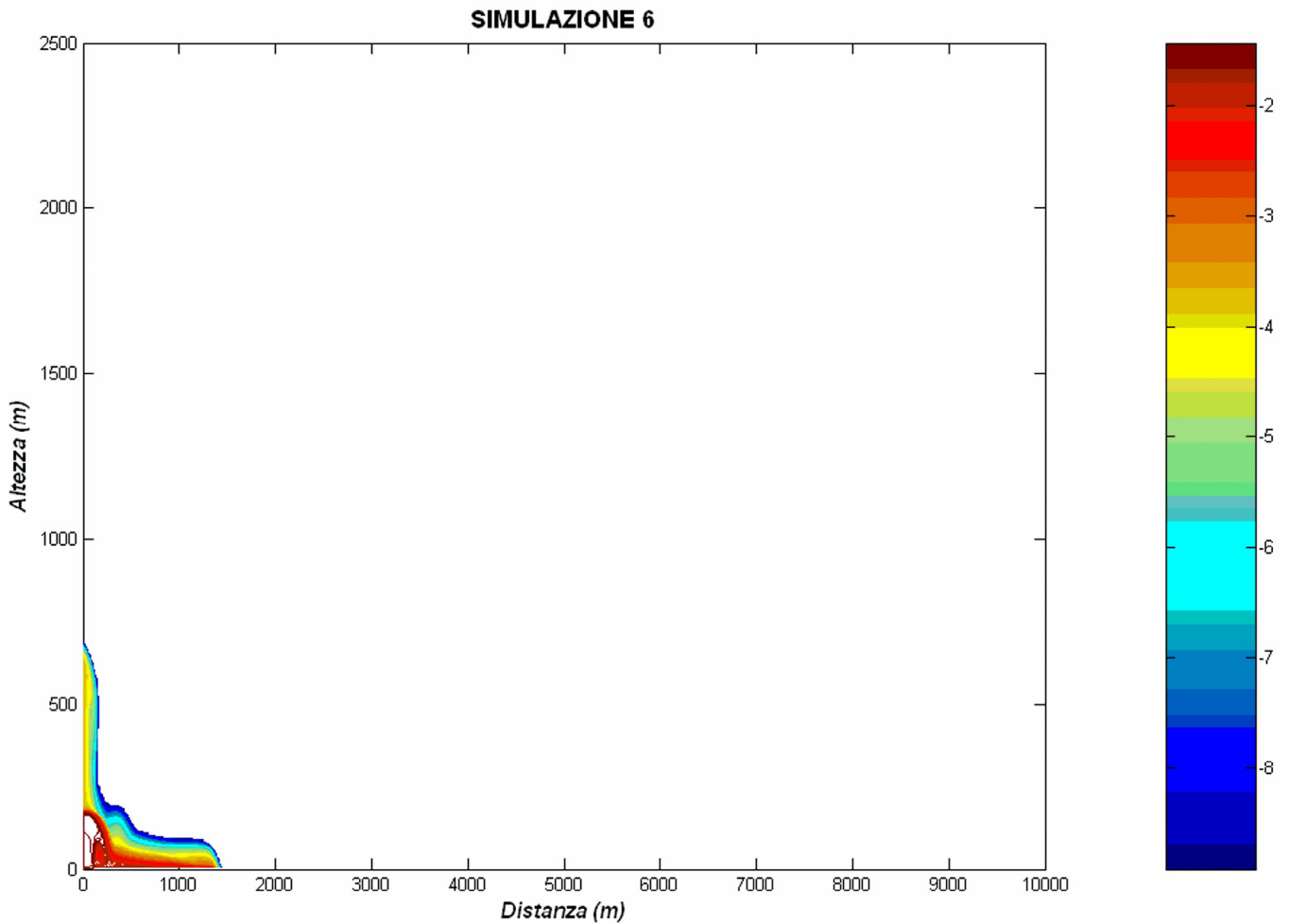


Fig. 2.43: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 30 s.

Dopo 30 s (Fig. 2.43), la fontana piroclastica ha prodotto una CDP che si è propagata fino a 1500 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 1200 m e la velocità media di 40 m/s. La coda della CDP è la parte più spessa, alta al massimo 150 m. Il corpo e la testa, invece, sono spessi al massimo 100 m. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ha raggiunto i 650 m d'altezza.

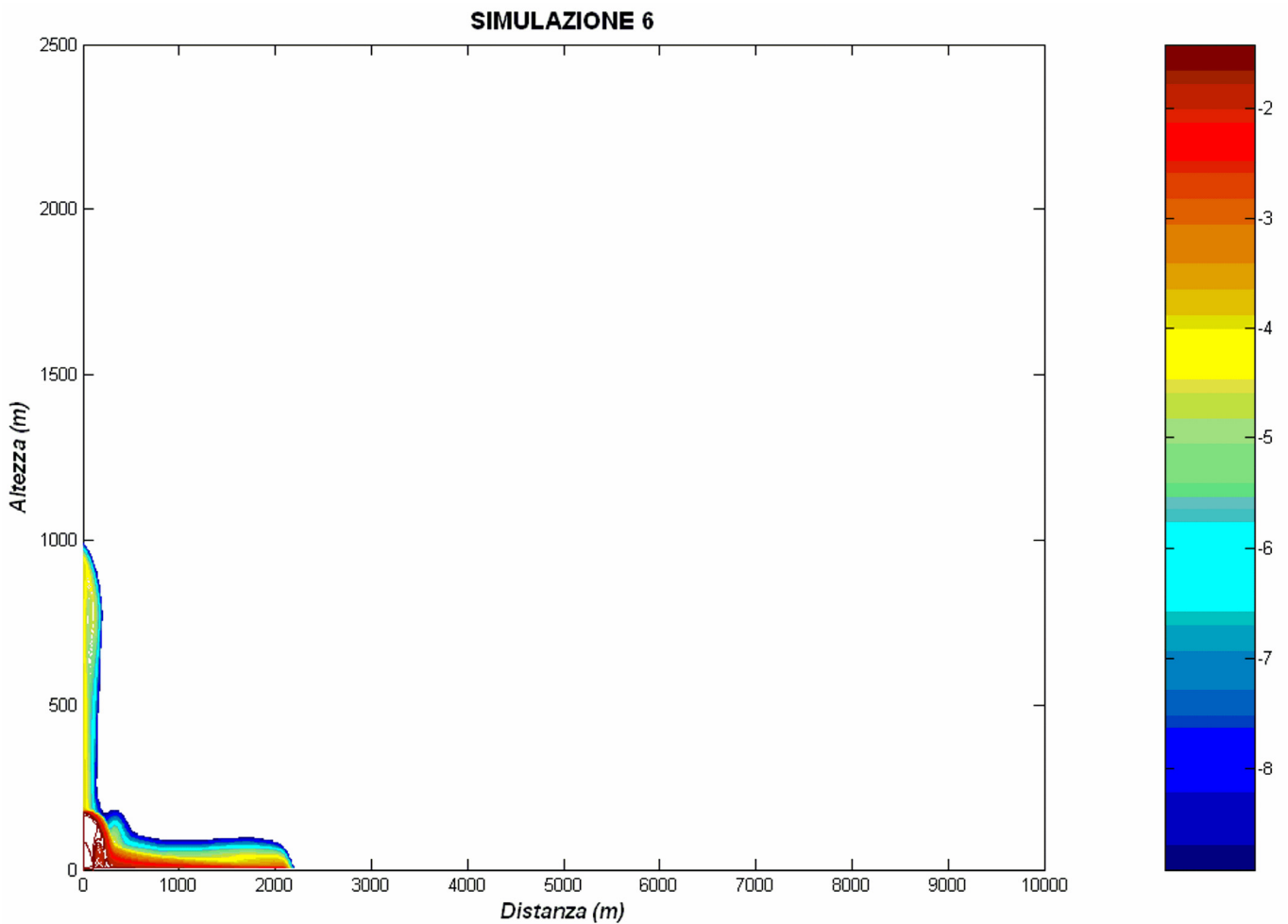


Fig. 2.44: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 45 s.

Dopo 45 s (Fig. 2.44), la CDP è giunta a 2200 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 1900 m e la velocità media di 42 m/s. La coda della CDP rimane la parte più spessa, alta al massimo 145 m. Il corpo, invece, è rimasto spesso al massimo 100 m. Si comincia anche ad osservare verso la fine della CDP un rigonfiamento della testa, che diventa di poco più spessa del corpo. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ($\epsilon = 1 \times 10^{-4} \div 1 \times 10^{-9}$) ha raggiunto i 1000 m d'altezza.

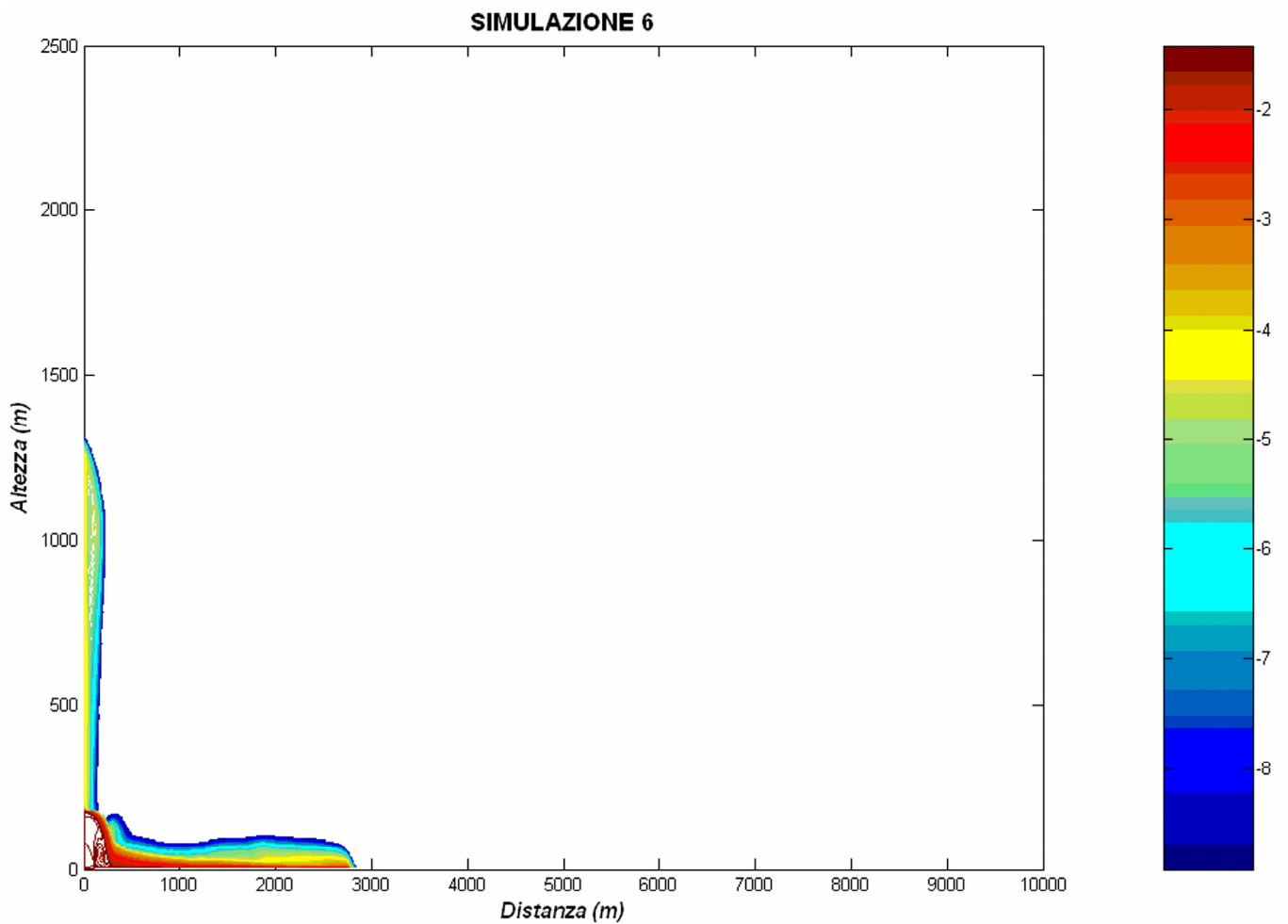


Fig. 2.45: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 45 s.

Dopo 60 s (Fig. 2.45), la CDP è arrivata a 2800 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 2500 m e la velocità media di 42 m/s. La coda della CDP rimane sempre la parte più spessa, anche se alta al massimo 140 m. Il corpo, invece, è rimasto spesso al massimo 100 m. Il rigonfiamento della testa è continuato, e quindi essa ha raggiunto uno spessore massimo di 110 m. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ha raggiunto i 1300 m d'altezza.

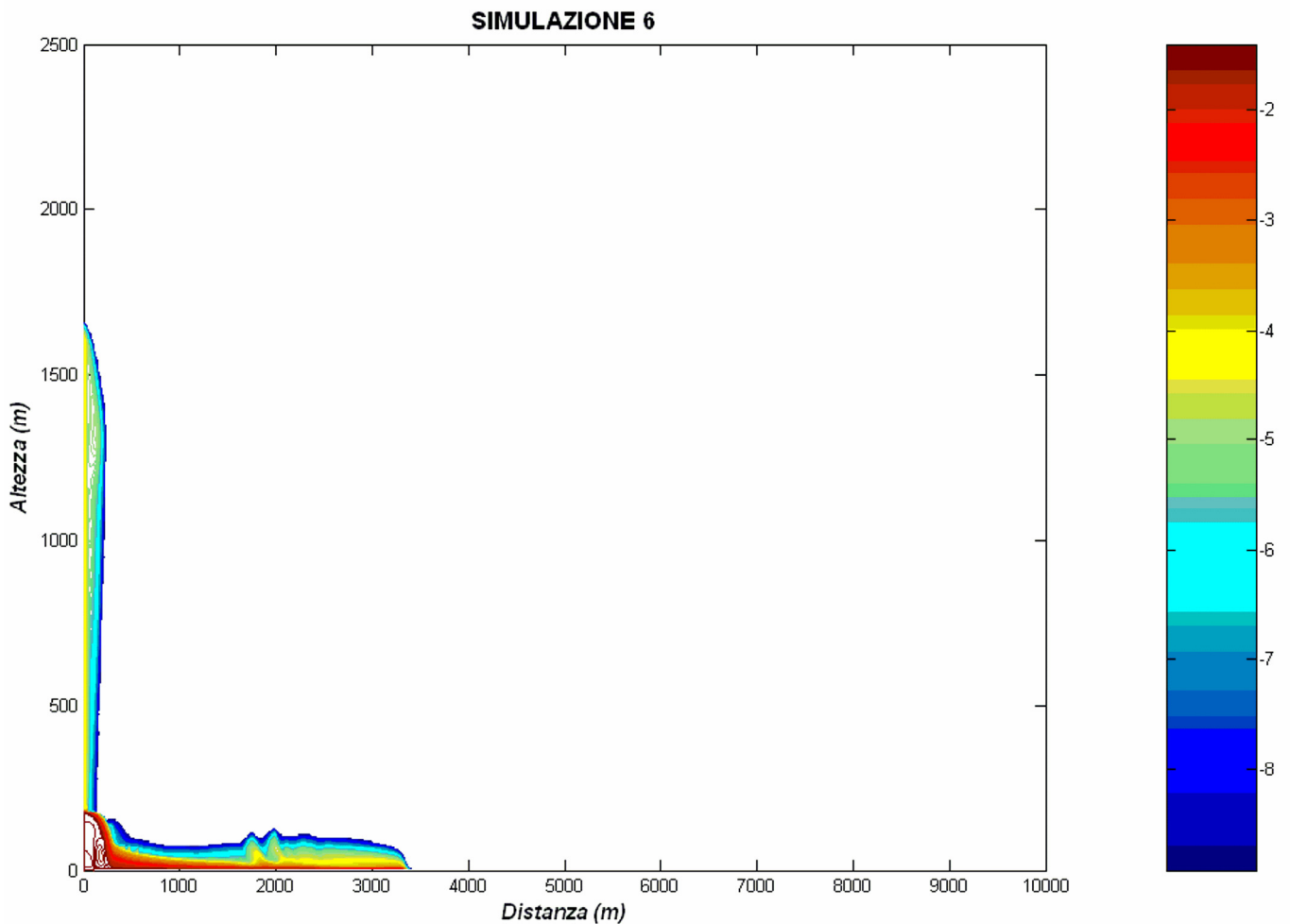


Fig. 2.46: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 75 s.

Dopo 75 s (Fig. 2.46), la CDP è giunta a 3300 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 3000 m e la velocità media di 40 m/s. La coda della CDP rimane ancora la parte più spessa, anche se alta al massimo 135 m. Il corpo, invece, è rimasto spesso al massimo 100 m. La testa è ancora più gonfia e ha raggiunto uno spessore massimo di 115 m. Si comincia a notare a 2000 m di distanza dal cratere la formazione di due pennacchi termici convettivi dovuti alla risalita delle aree a bassa concentrazione della CDP. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ($\epsilon = 4 \times 10^{-5} \div 1 \times 10^{-9}$) sopra la fontana piroclastica ha raggiunto i 1700 m d'altezza.

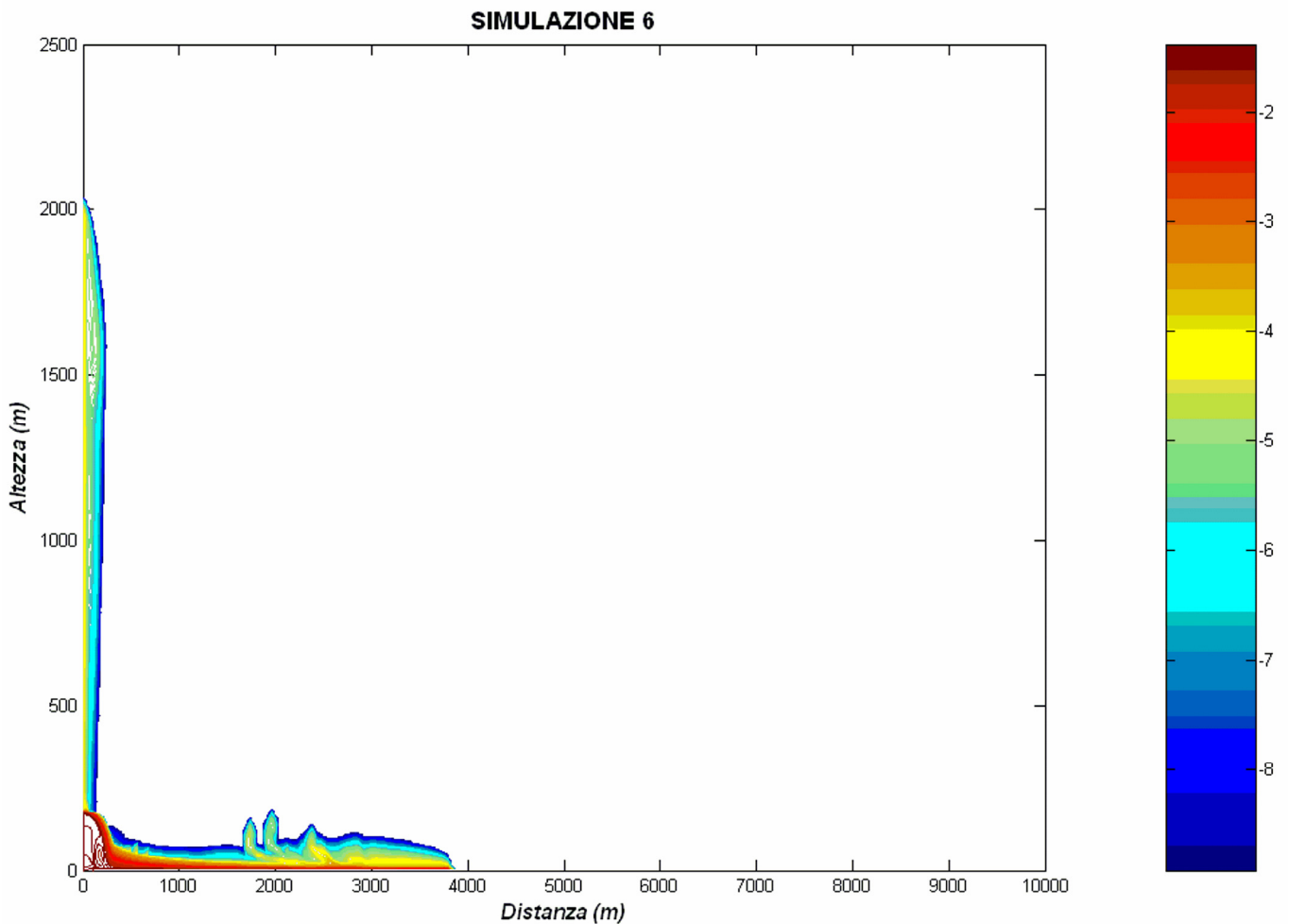


Fig. 2.47: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 90 s.

Dopo 90 s (Fig. 2.47), la CDP è arrivata a 3900 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 3600 m circa e la sua velocità media di 40 m/s. La coda della CDP rimane finora la parte più spessa, anche se alta al massimo 130 m. Il corpo della CDP, invece, è rimasto spesso al massimo 100 m. La testa della CDP è sempre più gonfia e, infatti, ha raggiunto uno spessore massimo di 120 m. La formazione di pennacchi dovuti alla risalita delle aree a bassa concentrazione della CDP, intorno ai 2 km di distanza dal cratere, è adesso più palese. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa sopra la fontana piroclastica ha raggiunto circa 2 km in altezza.

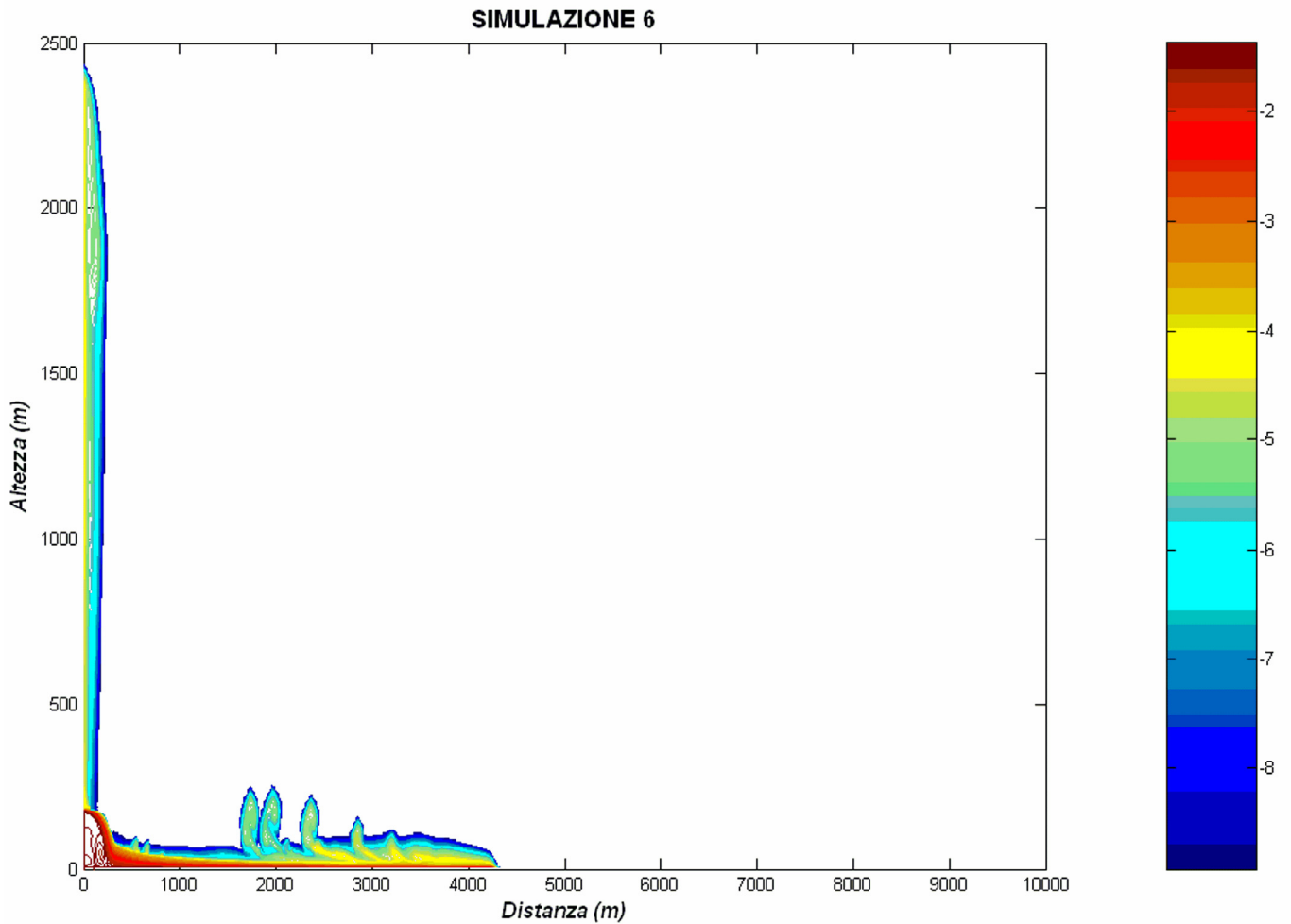


Fig. 2.48: Isolines logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 105 s.

Dopo 105 s (Fig. 2.48), la CDP è giunta a 4400 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 4100 m e la velocità media di 39 m/s. Gli spessori massimi della coda e della testa della CDP sono diventati circa equivalenti (125 m). Il corpo, invece, è rimasto spesso al massimo 100 m. Si osserva che a 2500 m e a 3000 m si sono formati nuovi pennacchi. Questi si vanno ad aggiungere a quelli che si sono già formati intorno ai 2000 m di distanza dal cratere per la risalita delle aree a bassa concentrazione della CDP. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa sopra la fontana piroclastica ha raggiunto 2400 m d'altezza.

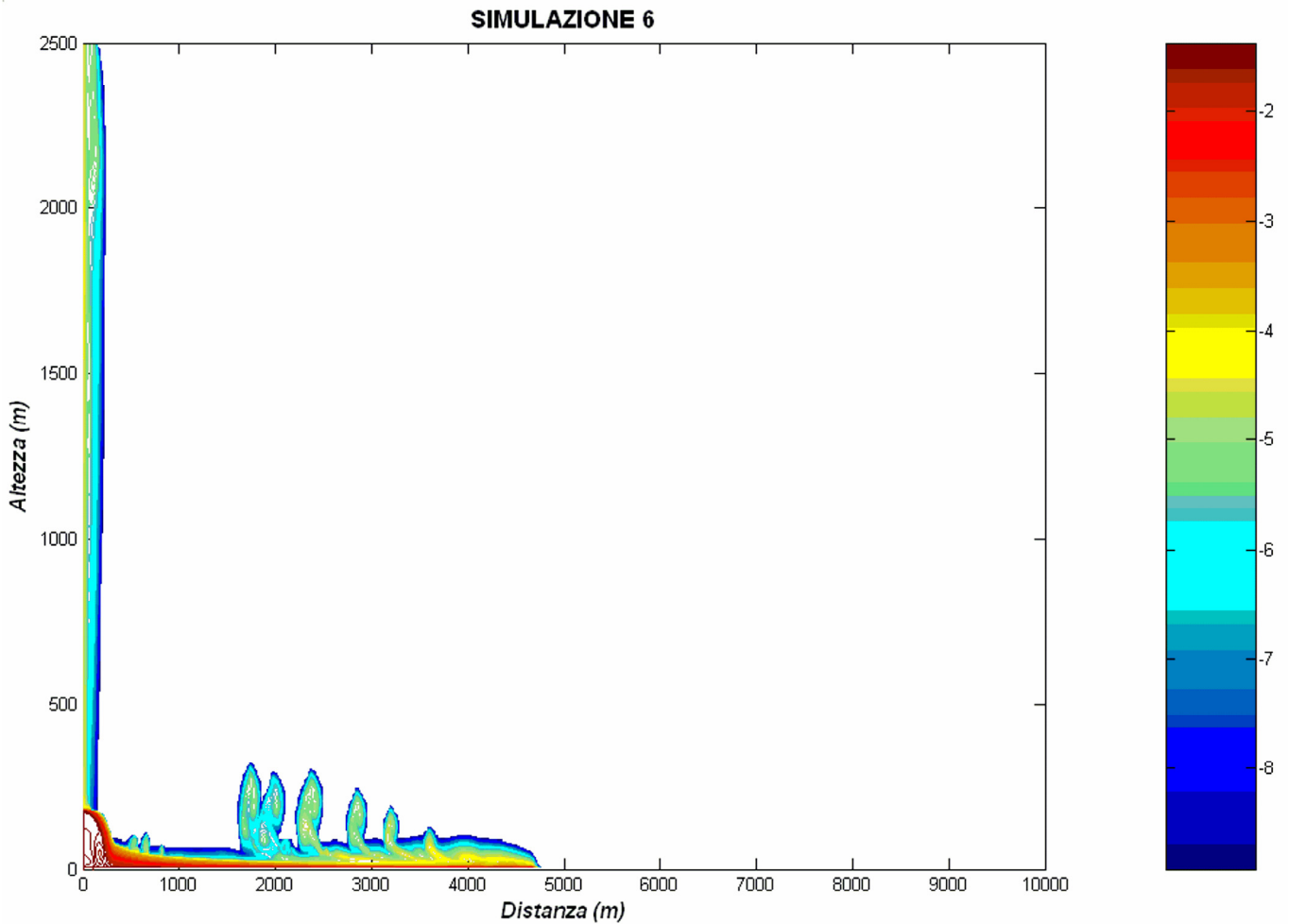


Fig. 2.49: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 120 s.

Dopo 120 s (Fig. 2.49), la CDP ha raggiunto 4800 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 4500 m e la velocità media di 37 m/s. La testa della CDP è diventata adesso la parte più spessa, e ha raggiunto un'altezza massima di 120 m. A seguire vi è la coda, con uno spessore massimo di 100 m. Il corpo, invece, si è abbassato fino ad uno spessore massimo di 80 m. Si osserva che lungo la coda della CDP si stanno formando altri nuovi pennacchi. Questi pennacchi, a differenza di quelli già originatisi in precedenza che adesso hanno raggiunto un'altezza massima di 300 m, sono prodotti dalla perdita di momento all'interno della CDP. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ($\epsilon = 2 \times 10^{-5} \div 1 \times 10^{-9}$) sopra la fontana piroclastica ha di poco superato i 2500 m.

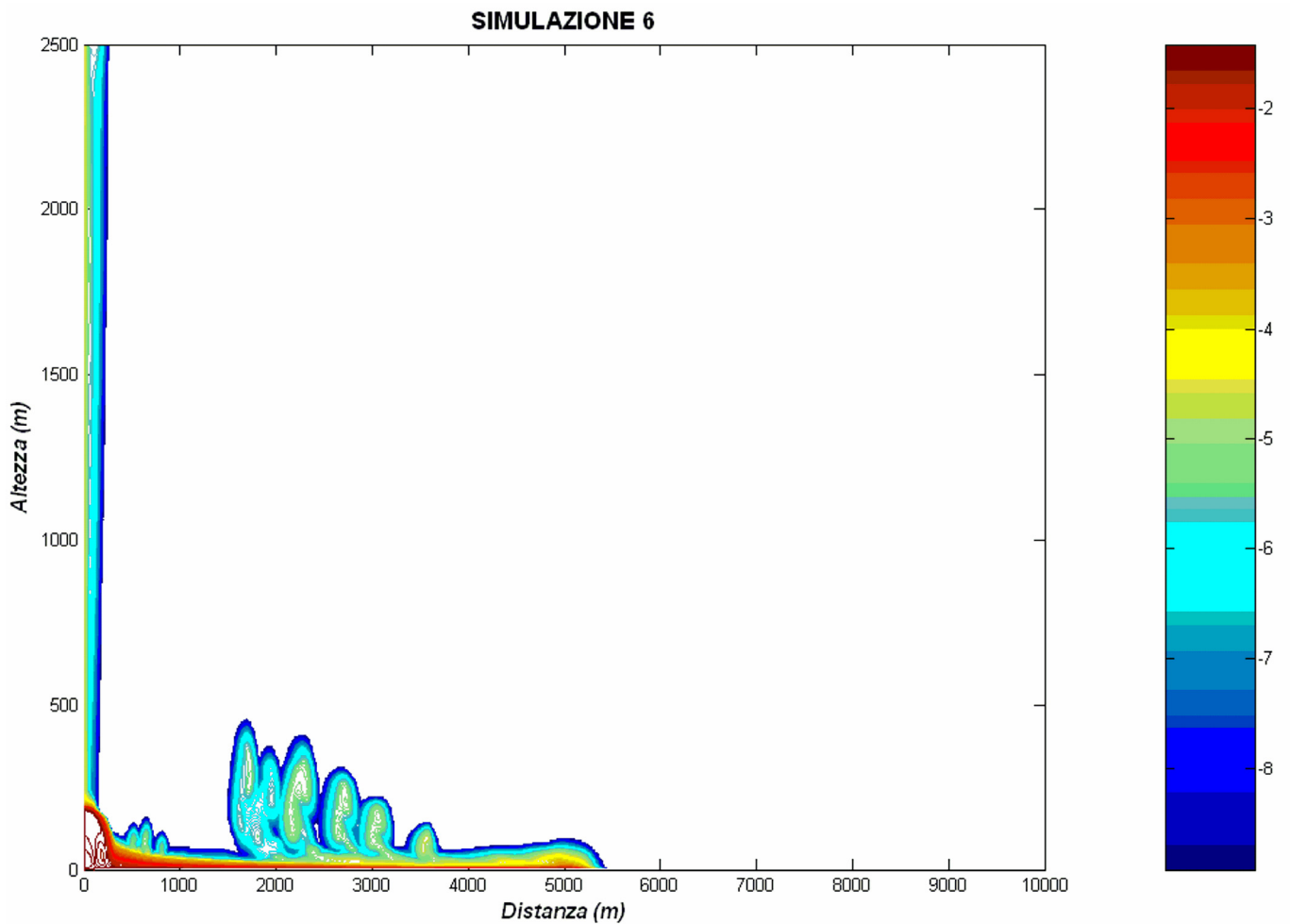


Fig. 2.50: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 135 s.

Dopo 135 s (Fig. 2.50), infine, la CDP ha raggiunto 5500 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 5200 m e la sua velocità media di 38 m/s. Gli spessori della coda e della testa della CDP sono tornati circa equivalenti (100 m). Il corpo, invece, è rimasto ad uno spessore di 80 m al massimo. I pennacchi formatisi lungo la coda, prodotti dalla perdita del momento all'interno della CDP, hanno raggiunto 100 m come altezza massima. Gli altri pennacchi presenti lungo il corpo, per la risalita delle aree a bassa concentrazione della CDP, hanno raggiunto 450 m come altezza massima. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa sopra la fontana piroclastica ha superato abbastanza i 2500 m d'altezza. In sintesi, in S6, la velocità media della CDP prima aumenta, poi diminuisce, e verso la fine cresce nuovamente. Lo spessore delle tre parti della CDP (coda, corpo e testa), inoltre, varia nello spazio e nel tempo. Lungo la coda ed il corpo della CDP si ha anche la formazione di numerosi pennacchi. La simulazione S6 analizza gli effetti termici nella propagazione della CDP.

E' stata inoltre valutata la variazione temporale d'alcuni parametri rilevanti ad una distanza fissata dal camino eruttivo. In Fig. 2.51 è rappresentato, infatti, l'andamento della concentrazione delle particelle solide in altezza ad una distanza di 1000 m dal cratere.

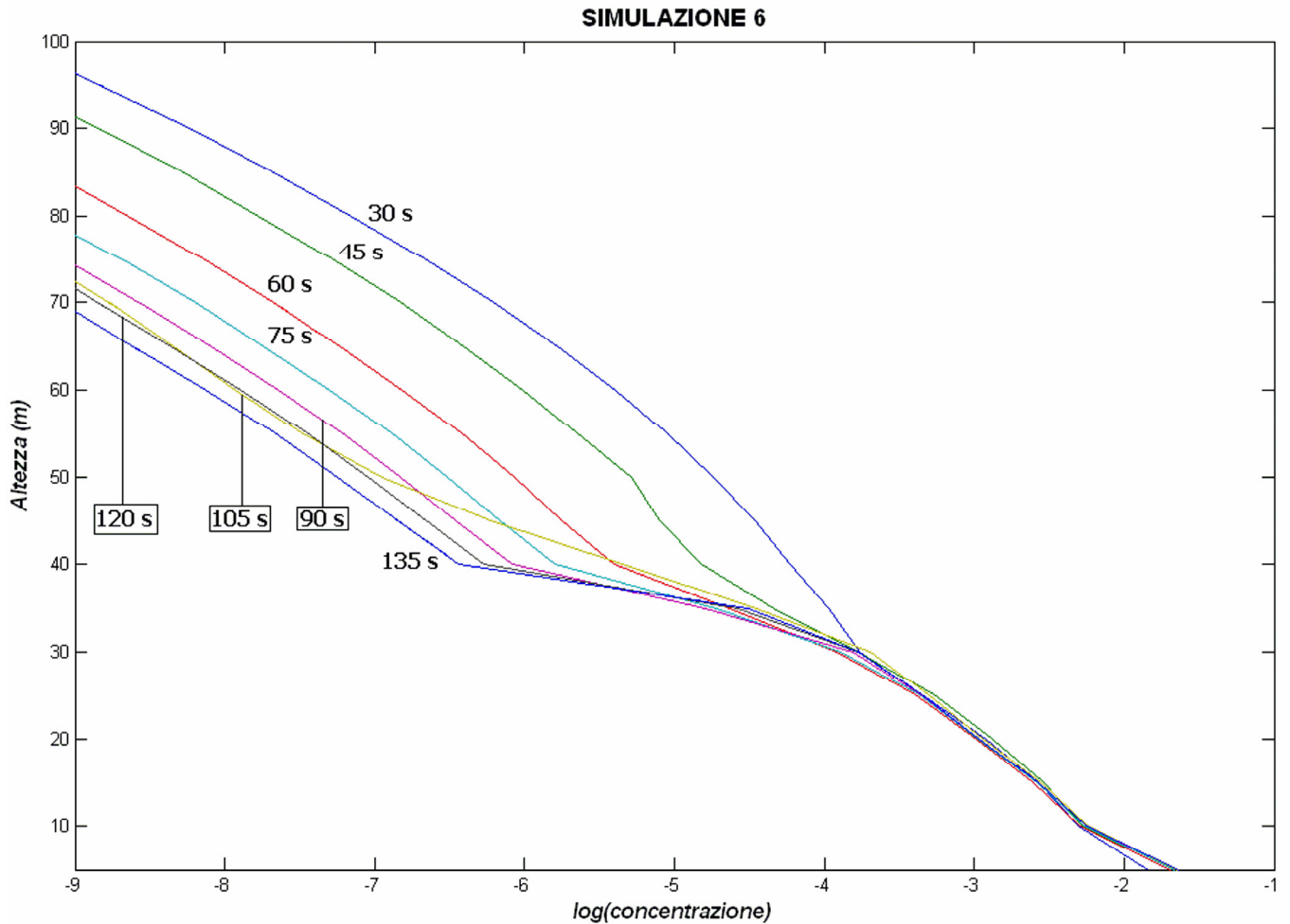


Fig. 2.51: Isolinee temporali della concentrazione in altezza alla distanza di 1000 m.

Dalla Fig. 2.51 si nota che la concentrazione delle particelle solide alla base (primi cinque metri) della CDP cresce rapidamente da 30 s a 75 s, poi lentamente rimanendo intorno al valore del 2,3% fino a 135 s. In S6, quindi, si forma uno SL trattivo a bassa concentrazione. Tra 10 m e 30 m, invece, le curve di concentrazione in altezza sono quasi sovrapponibili. Non appena si superano i 30 m d'altezza, infine, la concentrazione delle particelle solide diminuisce progressivamente col passare del tempo per una qualsiasi altezza maggiore.

2.4.7 Simulazione 7 (S7) – Figg. 2.52→2.59 (pp. 123-132)

In questa simulazione è presentata una CDP non uniforme, inizialmente waxing e poi waning. Alla base il PARTIAL-SLIP_WALL, parete con scivolamento parziale ($v_i = v_k = c$, attrito ridotto), è stato sostituito da un NO-SLIP_WALL, ossia una parete senza scivolamento ($v_i = v_k = 0$, attrito totale). Questa sostituzione ha permesso di studiare, mediante la simulazione S7, l'influenza dell'attrito radente sullo

scorrimento della CDP. In Tab. 2.9 sono riportati i valori di tutti i parametri fissati per S7, ed in rosso quelli modificati rispetto a S6.

Tab. 2.9: Valori dei parametri in S7

Parametro	Simbolo	Valore scelto	Valore in S6
Tempo di simulazione	t_s	175 s	135 s
Intervallo temporale	Δt	0,01 s	0,01 s
Viscosità massima (gas)	$\mu_{g(max)}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa}\cdot\text{s}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa}\cdot\text{s}$
Viscosità massima (particelle solide)	$\mu_{s(max)}$	$1 \cdot 10^4 \text{ Pa}\cdot\text{s}$	$1 \cdot 10^4 \text{ Pa}\cdot\text{s}$
Viscosità dipendente dal tempo (gas)	$\mu_{g(t)}$	calcolato	calcolato
Conducibilità termica (gas)	K_g	calcolato	calcolato
Conducibilità termica (particelle solide)	K_s	calcolato	calcolato
Capacità termica (gas)	C_g	$3340 \text{ K}\cdot\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$	$3340 \text{ K}\cdot\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$
Capacità termica (particelle solide)	C_s	$1500 \text{ K}\cdot\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$	$1500 \text{ K}\cdot\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$
Concentrazione volumetrica dei solidi (collisione)	θ_{sc}	0,09	0,25
Concentrazione volumetrica dei solidi (frizione)	θ_{sf}	0,37	0,40
Concentrazione volumetrica dei solidi (random)	θ_{sr}	0,64	0,64
Concentrazione volumetrica dei gas (random)	θ_{gr}	0,36	0,36
Concentrazione volumetrica dei solidi (soglia)	θ_{sd}	10^{-9}	10^{-9}
Concentrazione volumetrica dei solidi (minima)	$\theta_{s(min)}$	10^{-9}	10^{-9}
Concentrazione volumetrica dei gas (soglia)	θ_{gm}	0,75	0,75
Temperatura iniziale	T_i	300 K	300 K
Velocità iniziale	\bar{v}_i	0 m/s	0 m/s
Pressione atmosferica	P_a	10^5 Pa	10^5 Pa
Costante cinetica	k	0,01	0,01
Costante dissipativa	ε	10,0	10,0
Frequenza di soglia per la turbolenza	ν_s	$1 \cdot 10^3 \text{ Hz}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Hz}$
Concentrazione iniziale	θ_i	100 % (gas)	100 % (gas)
Pressione del flusso	P_f	10^5 Pa	10^5 Pa
Temperatura d'emissione	T_f	1000 K	1000 K
Velocità verticale d'emissione	\bar{v}_e	50 m/s	50 m/s
Concentrazione volumetrica totale (gas)	θ_{gf}	0,97	0,97
Concentrazione volumetrica totale (particelle solide)	θ_{sf}	0,03	0,03
Concentrazione volumetrica dei solidi per ciascuna classe	θ_{sc}	0,01	0,01
Densità delle particelle solide	ρ_s	1500 kg/m^3	1500 kg/m^3

I valori della concentrazione volumetrica dei solidi per i quali le collisioni e gli strofinamenti diventano predominanti, inoltre, sono stati fissati rispettivamente a 0,09 e a 0,37. Queste variazioni influiscono sul calore di conduzione delle particelle solide, e quindi sugli effetti termici nella propagazione della PDC. A seguire sono riportati sette grafici dei valori di concentrazione ottenuti in S7. Tali grafici rappresentano l'andamento delle isolinee in concentrazione delle particelle solide nel flusso, a determinati tempi, in funzione della distanza e dell'altezza dal cratere.

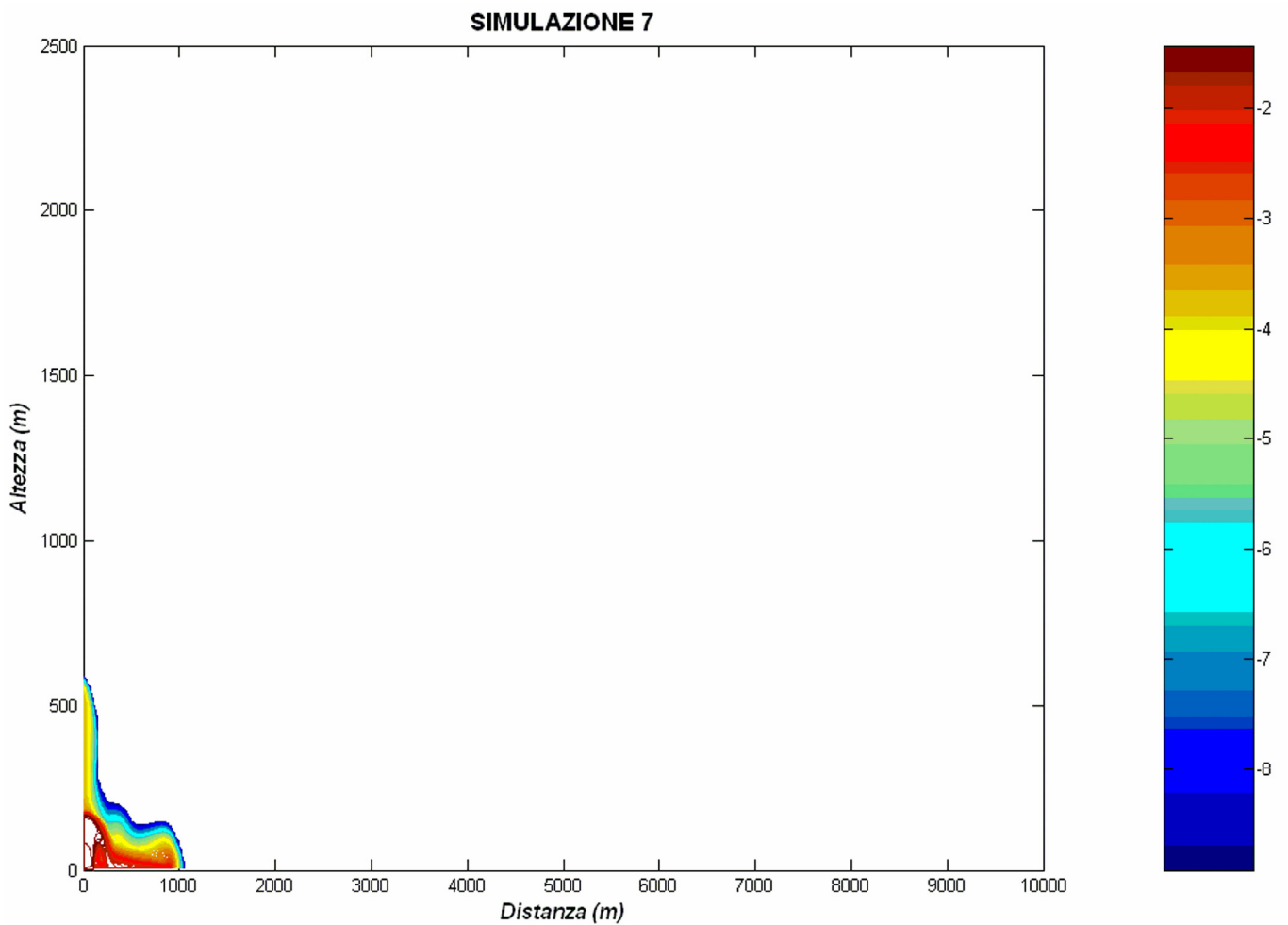


Fig. 2.52: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 25 s.

Dopo 25 s (Fig. 2.52), la fontana piroclastica ha prodotto una CDP che si è propagata fino a 1000 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 700 m e la sua velocità media di 28 m/s. La coda della CDP è la parte più spessa, alta al massimo 210 m. La testa della CDP, invece, è alta al massimo 160 m. Il corpo della CDP, infine, è spesso al massimo 150 m circa. Sopra la colonna collassante si osserva una risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ($\epsilon = 5 \times 10^{-4} \div 1 \times 10^{-9}$) fino a 600 m d'altezza.

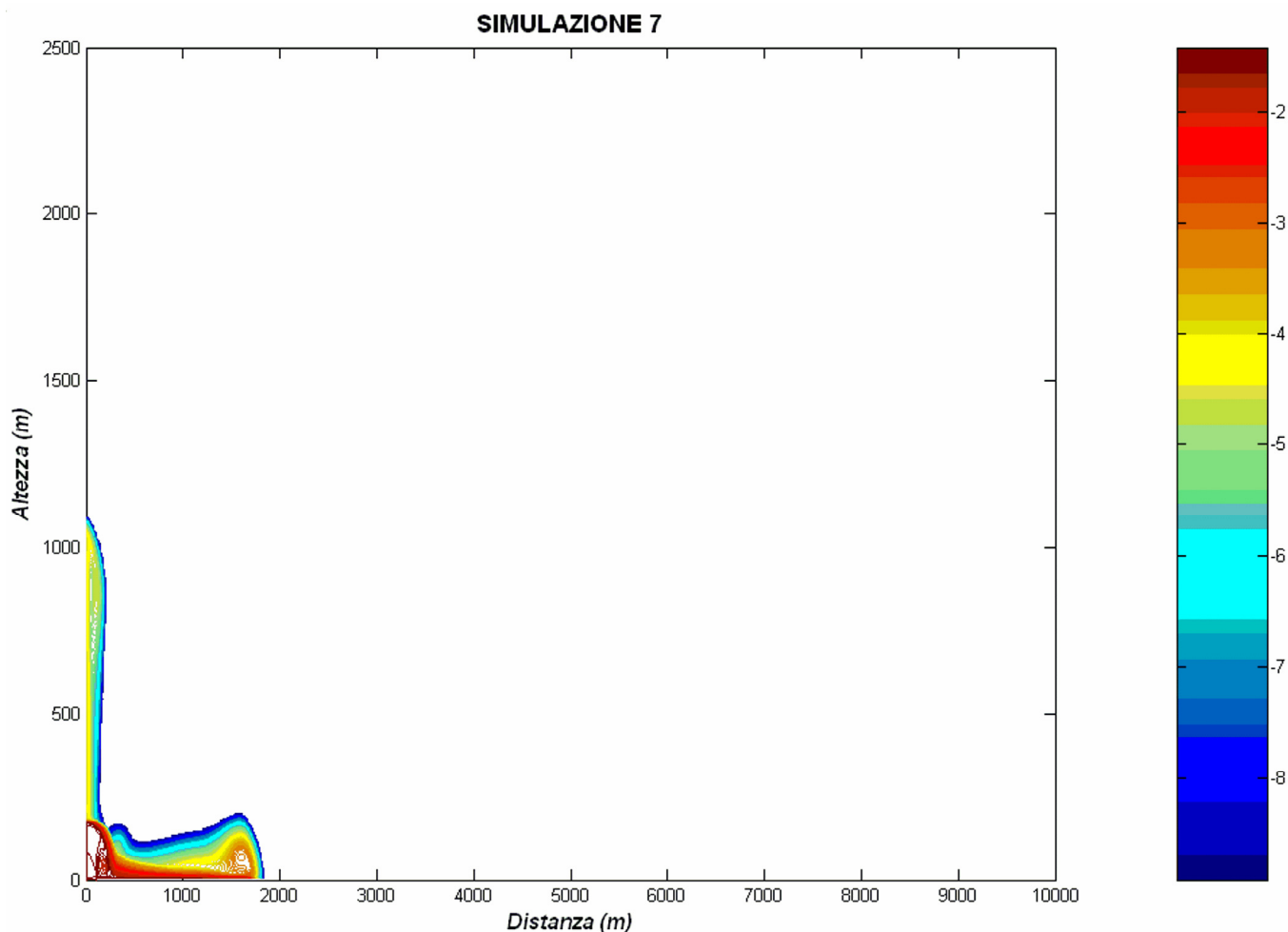


Fig. 2.53: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 50 s.

Dopo 50 s (Fig. 2.53), la CDP si è propagata fino a 1900 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 1600 m e la sua velocità media di 32 m/s. La testa della CDP è diventata la parte più spessa, alta al massimo 210 m. La coda della CDP, invece, è adesso alta al massimo 180 m. Il corpo della CDP, infine, si è abbassato fino ad uno spessore massimo di 120 m. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ($\epsilon = 1 \times 10^{-4} \div 1 \times 10^{-9}$) ha raggiunto i 1100 m d'altezza.

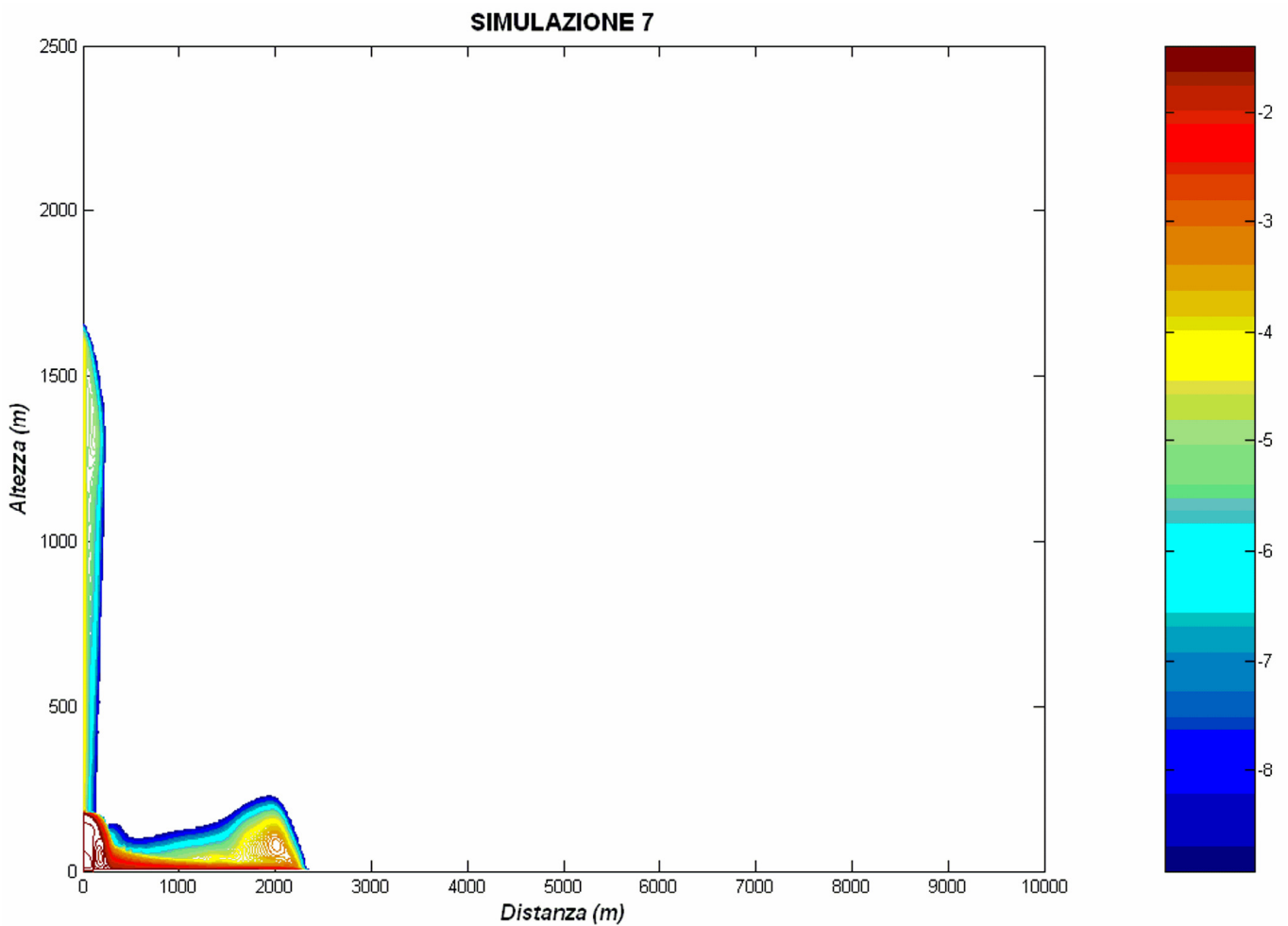


Fig. 2.54: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 75 s.

Dopo 75 s (Fig. 2.54), la CDP si è propagata fino a 2400 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 2100 m e la sua velocità media di 28 m/s. Si nota un rigonfiamento della testa della CDP, che le permette di raggiungere i 240 m di spessore massimo. Lo spessore della coda della CDP, invece, è diminuito fino ai 150 m di valore massimo. Il corpo della CDP, infine, si è abbassato fino ad uno spessore di 110 m come valore massimo. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ha raggiunto i 1600 m d'altezza.

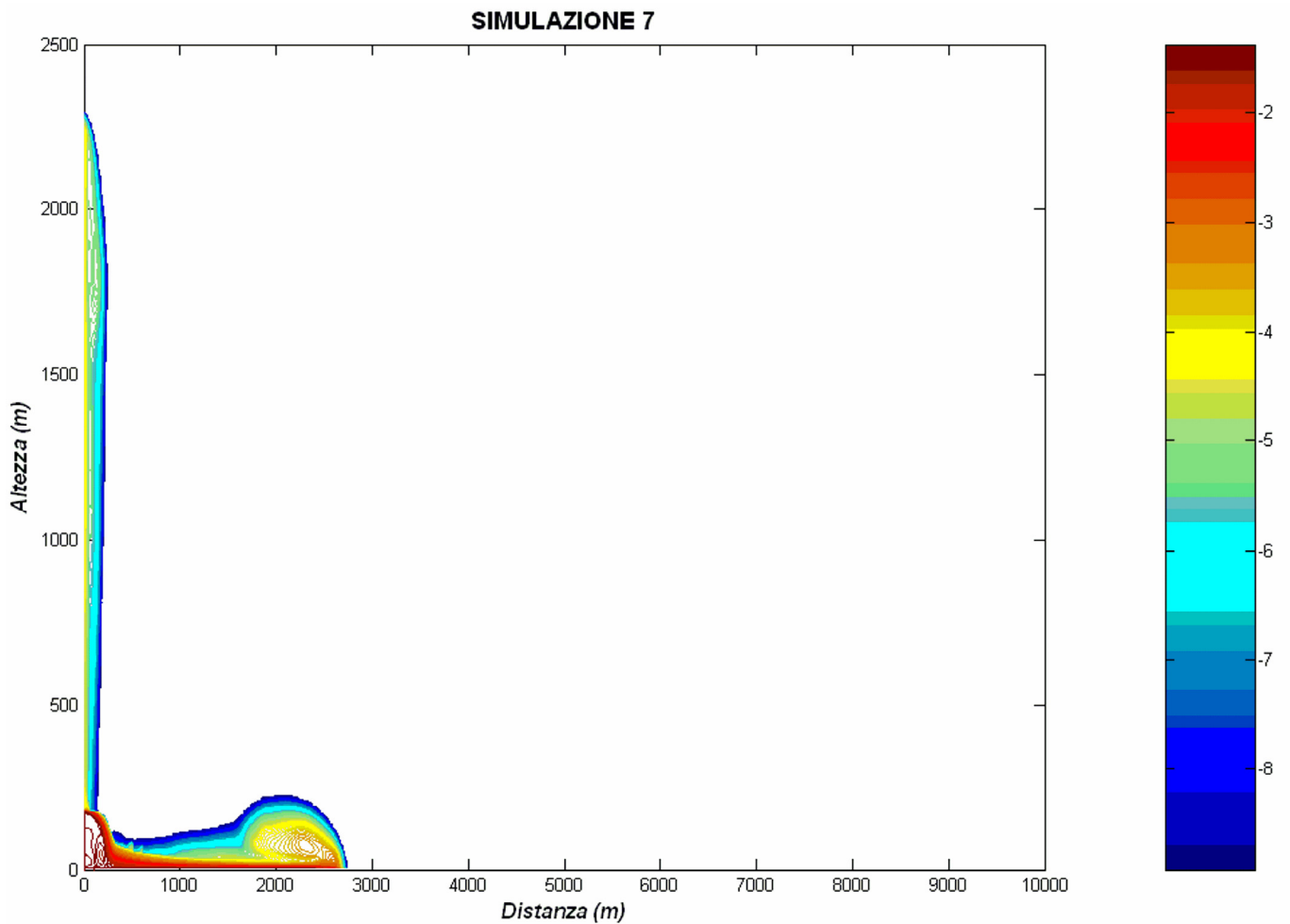


Fig. 2.55: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 100 s.

Dopo 100 s (Fig. 2.55), la CDP si è propagata fino a 2800 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 2500 m e la sua velocità media di 25 m/s. La testa della CDP si è soltanto slargata, rimanendo alta al massimo 240 m. La coda della CDP, invece, è diventata alta al massimo 120 m. Il corpo della CDP, infine, è rimasto spesso al massimo 100 m. La risalita delle aree di flusso granulare a concentrazione più bassa ha raggiunto i 2300 m d'altezza.

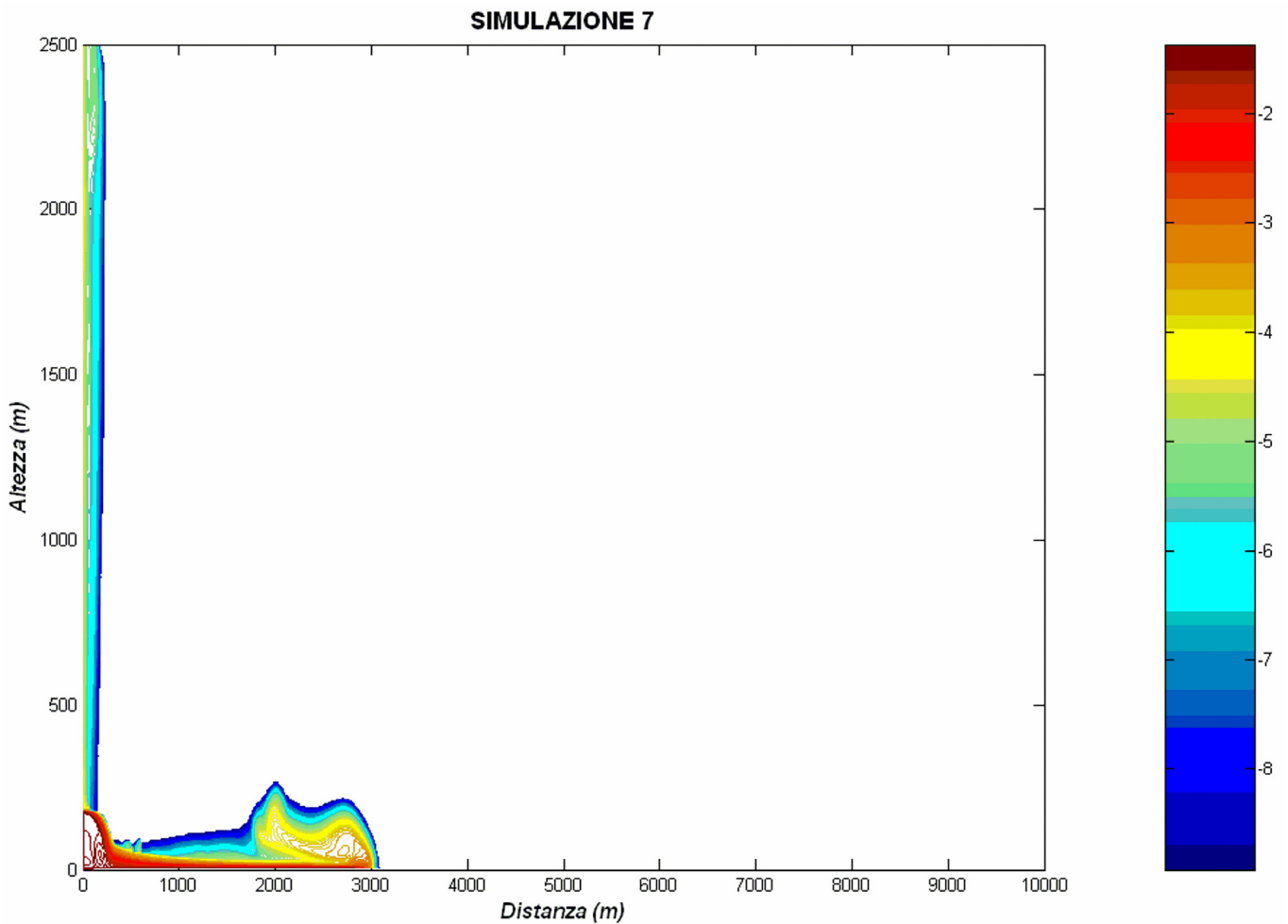


Fig. 2.56: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 125 s.

Dopo 125 s (Fig. 2.56), la CDP ha raggiunto i 3100 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 2800 m e la sua velocità media di 22 m/s. La testa della CDP si è abbassata fino ai 230 m di spessore massimo. La coda della CDP, invece, è diventata la parte più bassa, alta 90 m al massimo. Il corpo della CDP, infine, si è innalzato fino ai 120 m di spessore massimo. Si comincia a notare a 2000 m di distanza dal cratere la formazione di un pennacchio dovuto alla risalita delle aree a bassa concentrazione della CDP. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa sopra la fontana piroclastica ha ormai superato i 2500 m d'altezza.

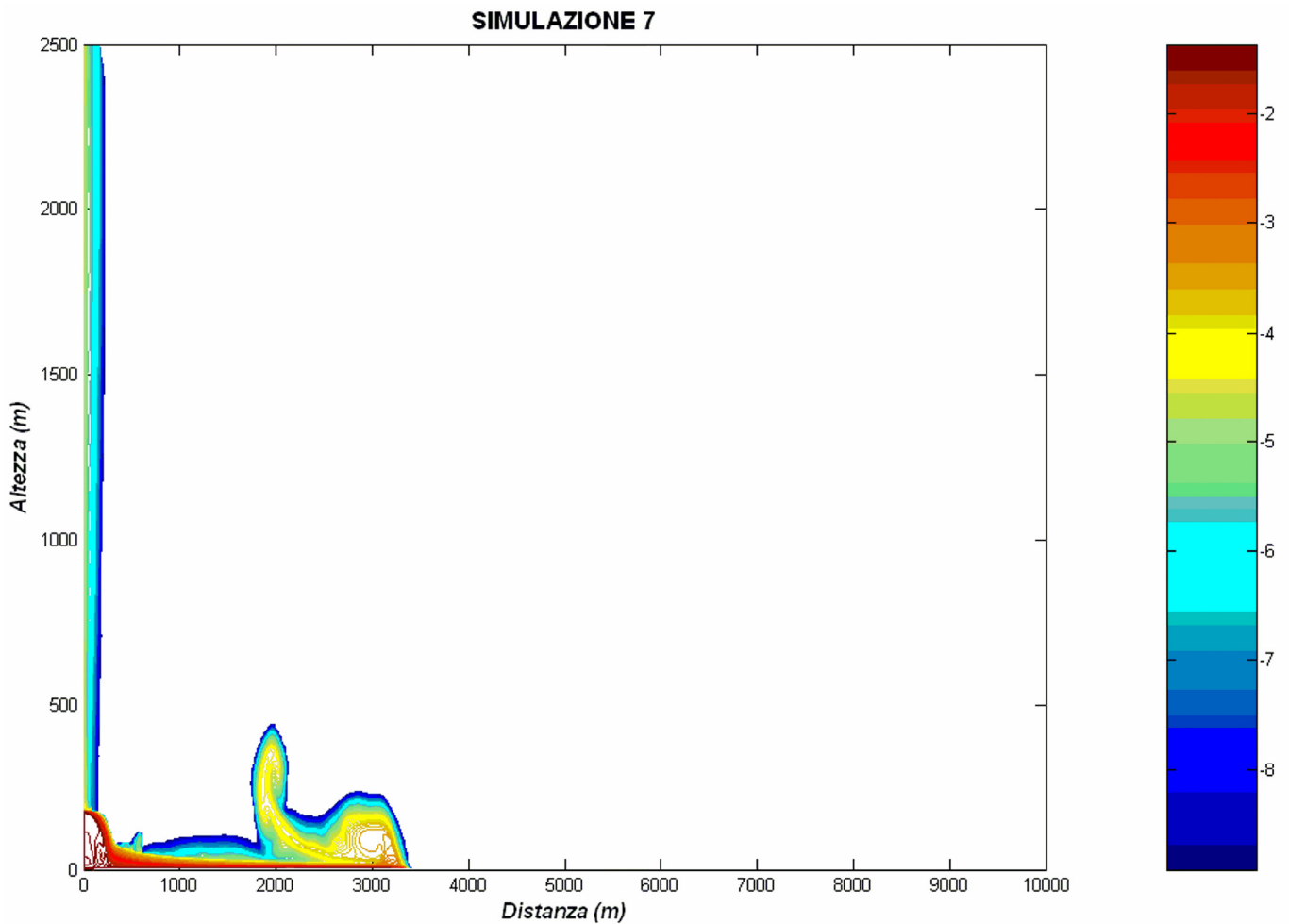


Fig. 2.57: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 150 s.

Dopo 150 s (Fig. 2.57), la CDP ha raggiunto i 3500 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 3200 m e la sua velocità media di 21 m/s. Si nota un nuovo rigonfiamento della testa della CDP, che le permette di raggiungere i 250 m di spessore massimo. La coda della CDP, invece, è rimasta la parte più bassa, alta 90 m al massimo. Il corpo della CDP, infine, è diventato di 110 m spesso al massimo. Il pennacchio formatosi a 2 km circa di distanza dal cratere, dovuto alla risalita delle aree a bassa concentrazione della CDP, ha raggiunto i 450 m di altezza massima. Lungo la coda della CDP, inoltre, si stanno formando due nuovi pennacchi prodotti dalla perdita del momento. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa sopra la fontana ha abbastanza superato i 2500 m d'altezza.

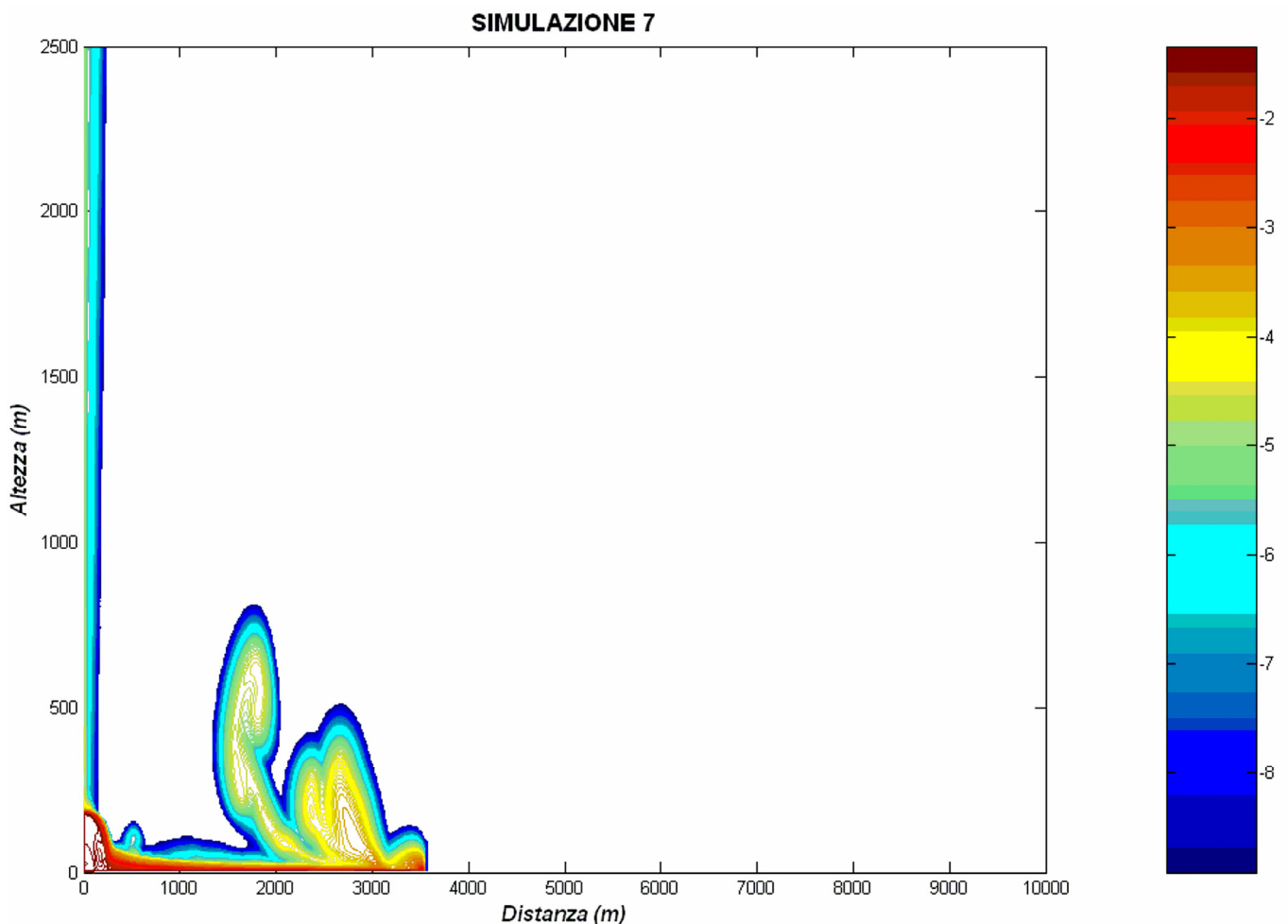


Fig. 2.58: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 175 s.

Dopo 175 s (Fig. 2.58), infine, la CDP ha raggiunto i 3600 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 3300 m e la sua velocità media di 19 m/s. La testa della CDP si è abbassata fino ad uno spessore massimo di 150 m. La coda della CDP continua ad essere la parte più bassa, sebbene sia diventata alta al massimo 100 m. Il corpo della CDP è rimasto spesso al massimo 115 m. Il pennacchio formatosi a 1800 m di distanza dal cratere, dovuto alla risalita delle aree a bassa concentrazione della CDP, ha raggiunto l'altezza massima di 820 m. Gli altri due pennacchi, presenti a 2400 m e 2700 m di distanza dal cratere, si sono sviluppati per cause analoghe. Il pennacchio formatosi a 500 m di distanza dal cratere, prodotto invece dalla perdita del momento all'interno della CDP, ha raggiunto i 160 m come altezza massima. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più fine sopra la fontana ha abbondantemente superato i 2500 m d'altezza. In sintesi, in S7 la velocità media della CDP inizialmente aumenta e poi diminuisce sempre. La coda della CDP, inoltre, riduce continuamente il suo spessore (tranne che alla fine della simulazione), a favore del corpo e della testa. Lungo il corpo si ha anche la formazione di diversi pennacchi, mentre lungo la coda se ne forma uno solo abbastanza basso. La simulazione S7 studia gli effetti dell'attrito radente e quelli termici nella propagazione della CDP.

E' stata inoltre valutata la variazione temporale d'alcuni parametri rilevanti ad una distanza fissata dal camino eruttivo. In Fig. 2.59 è rappresentato, infatti, l'andamento della concentrazione delle particelle solide in altezza ad una distanza di 850 m dal cratere.

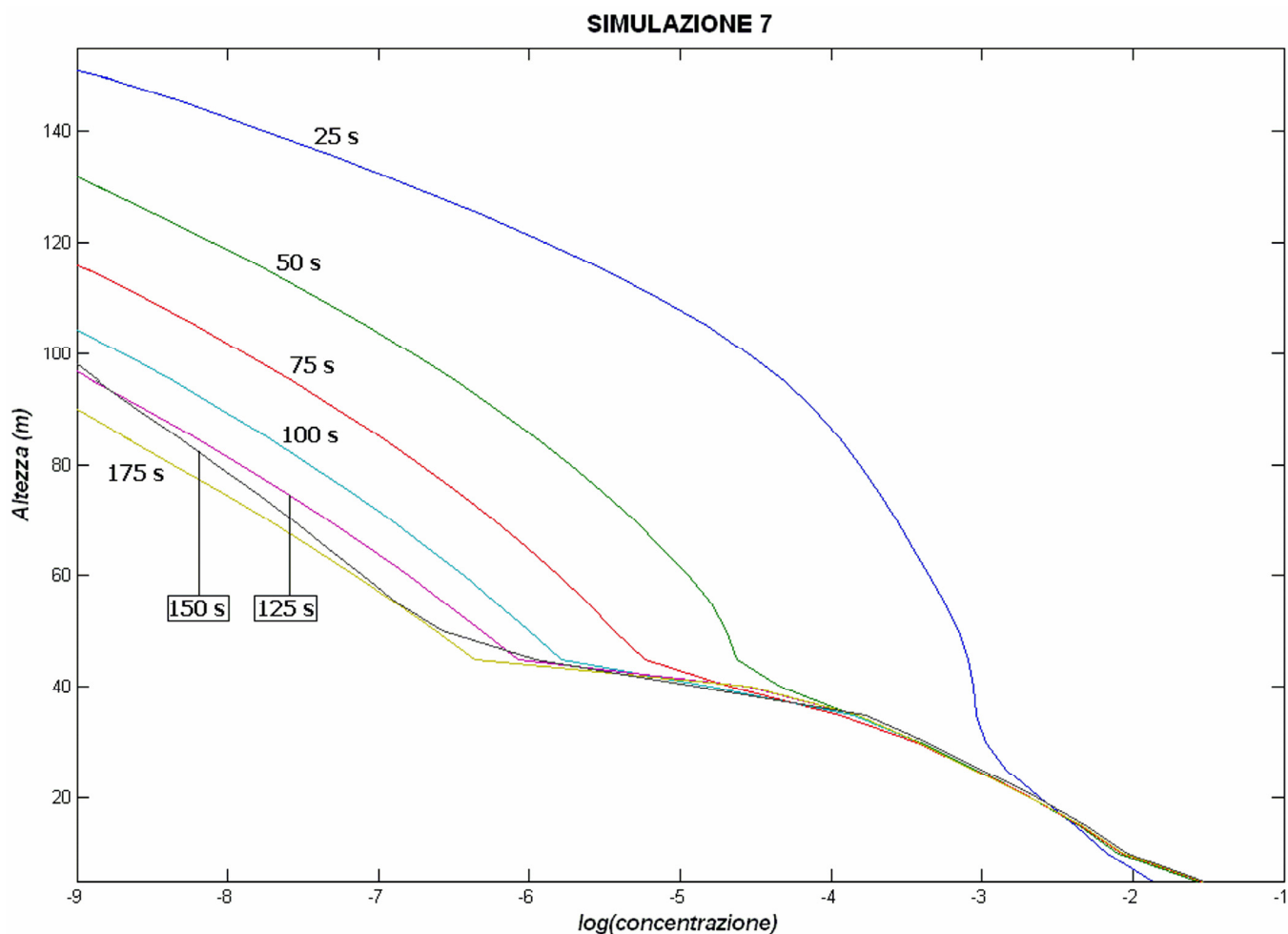


Fig. 2.59: Isolinee temporali della concentrazione in altezza alla distanza di 850 m.

Dalla Fig. 2.59 si nota che la concentrazione delle particelle solide alla base (primi quindici metri) della CDP cresce rapidamente da 25 s a 50 s, poi lentamente rimanendo intorno al valore del 2,9% fino a 175 s. In S7, quindi, si forma uno SL trattivo a bassa concentrazione. Questo andamento si inverte quando si superano i 30 m d'altezza. La concentrazione delle particelle solide, infatti, diminuisce progressivamente col passare del tempo per una qualsiasi altezza maggiore di 30 m.

2.4.8 Simulazione 8 (S8) – Figg. 2.60→2.69 (pp. 133-143)

In questa simulazione è presentata una CDP non uniforme, inizialmente waxing, poi waning, e alla fine quasi stazionaria. La condizione al contorno basale è rimasta invariata. In Tab. 2.10 sono riportati i valori di tutti i parametri fissati per S8, ed in rosso quelli modificati rispetto a S7.

Tab. 2.10: Valori dei parametri in S8

Parametro	Simbolo	Valore scelto	Valore scelto
Tempo di simulazione	t_s	170 s	175 s
Intervallo temporale	Δt	0,01 s	0,01 s
Viscosità massima (gas)	$\mu_{g(max)}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa}\cdot\text{s}$	$1 \cdot 10^3 \text{ Pa}\cdot\text{s}$
Viscosità massima (particelle solide)	$\mu_{s(max)}$	$1 \cdot 10^4 \text{ Pa}\cdot\text{s}$	$1 \cdot 10^4 \text{ Pa}\cdot\text{s}$
Viscosità dipendente dal tempo (gas)	$\mu_{g(t)}$	calcolato	calcolato
Conducibilità termica (gas)	K_g	calcolato	calcolato
Conducibilità termica (particelle solide)	K_s	calcolato	calcolato
Capacità termica (gas)	C_g	$3340 \text{ K}\cdot\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$	$3340 \text{ K}\cdot\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
Capacità termica (particelle solide)	C_s	$1500 \text{ K}\cdot\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$	$1500 \text{ K}\cdot\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
Concentrazione volumetrica dei solidi (collisione)	θ_{sc}	0,44	0,09
Concentrazione volumetrica dei solidi (frizione)	θ_{sf}	0,56	0,37
Concentrazione volumetrica dei solidi (random)	θ_{sr}	0,64	0,64
Concentrazione volumetrica dei gas (random)	θ_{gr}	0,36	0,36
Concentrazione volumetrica dei solidi (soglia)	θ_{sd}	10^{-9}	10^{-9}
Concentrazione volumetrica dei solidi (minima)	$\theta_{s(min)}$	10^{-9}	10^{-9}
Concentrazione volumetrica dei gas (soglia)	θ_{gm}	0,75	0,75
Temperatura iniziale	T_i	300 K	300 K
Velocità iniziale	\bar{v}_i	0 m/s	0 m/s
Pressione atmosferica	P_a	10^5 Pa	10^5 Pa
Costante cinetica	k	0,01	0,01
Costante dissipativa	ε	10,0	10,0
Frequenza di soglia per la turbolenza	ν_s	$1 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$	$1 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$
Concentrazione iniziale	θ_i	100 % (gas)	100 % (gas)
Pressione del flusso	P_f	10^5 Pa	10^5 Pa
Temperatura d'emissione	T_f	1000 K	1000 K
Velocità verticale d'emissione	\bar{v}_e	50 m/s	50 m/s
Concentrazione volumetrica totale (gas)	θ_{gf}	0,97	0,97
Concentrazione volumetrica totale (particelle solide)	θ_{sf}	0,03	0,03
Concentrazione volumetrica dei solidi per ciascuna classe	θ_{sc}	0,01	0,01
Densità delle particelle solide	ρ_s	1500 kg/m^3	1500 kg/m^3

I valori della concentrazione volumetrica dei solidi per i quali le collisioni e gli strofinamenti diventano predominanti, inoltre, sono stati fissati rispettivamente a 0,44 e a 0,56. Queste variazioni influiscono sul calore di conduzione delle particelle solide, e quindi sugli effetti termici nella propagazione della CDP. Il parametro ν_s a differenza di prima, è stato ristabilito uguale a 10^{-3} s^{-1} . Questa variazione influenza direttamente la viscosità turbolenta nella propagazione della CDP. A seguire sono riportati nove grafici dei valori di concentrazione ottenuti in S8. Tali grafici rappresentano l'andamento delle isolinee in concentrazione delle particelle solide nel flusso, a determinati tempi, in funzione della distanza e dell'altezza dal cratere.

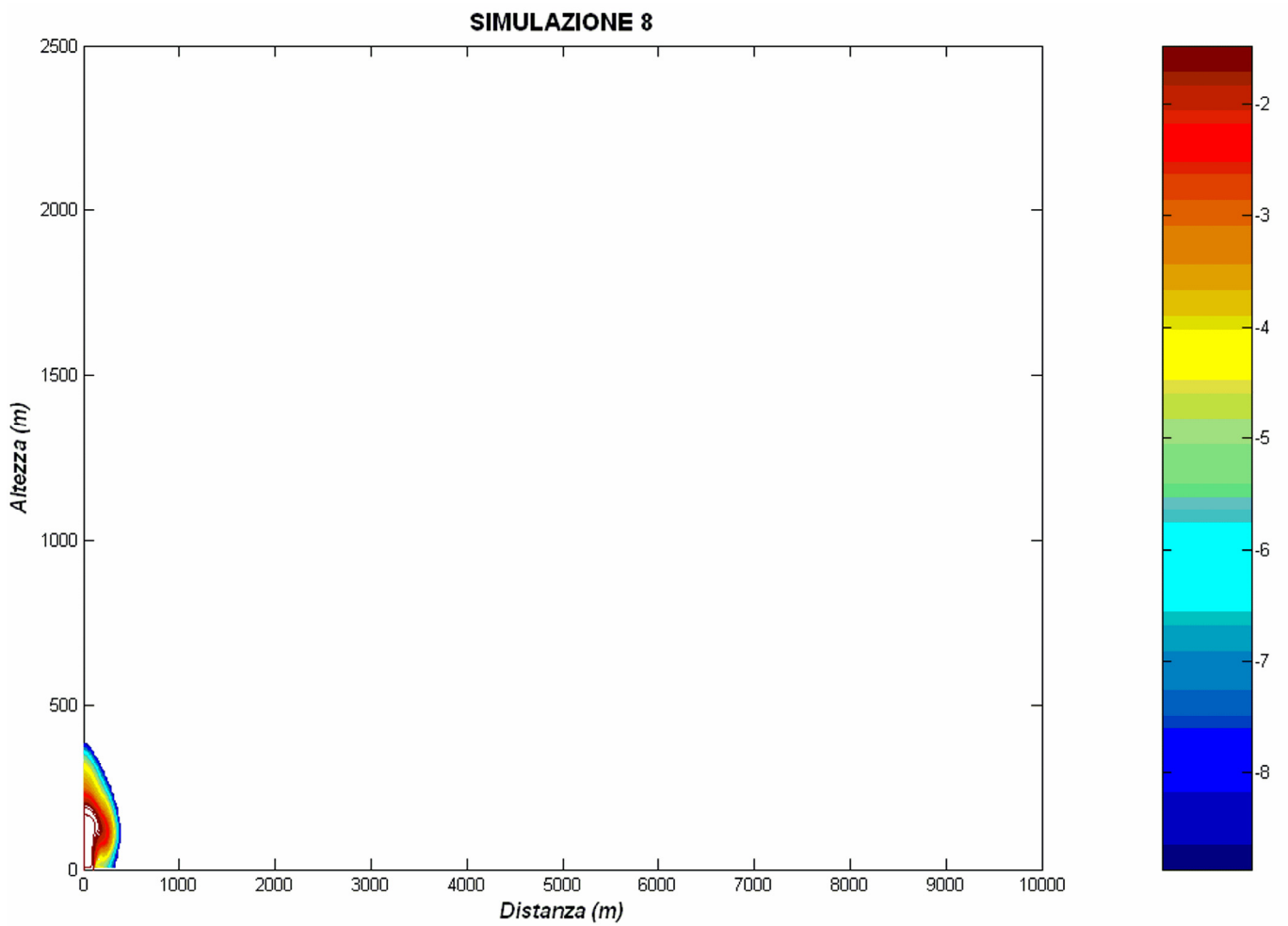


Fig. 2.60: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 10 s.

Dopo 10 s (Fig. 2.60), si osserva che la fontana piroclastica non è ancora collassata e si è espansa fino a 400 m di distanza dal cratere. Lungo la verticale si nota una risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ($\varepsilon = 5 \times 10^{-4} \div 1 \times 10^{-9}$) fino a 400 m di altezza.

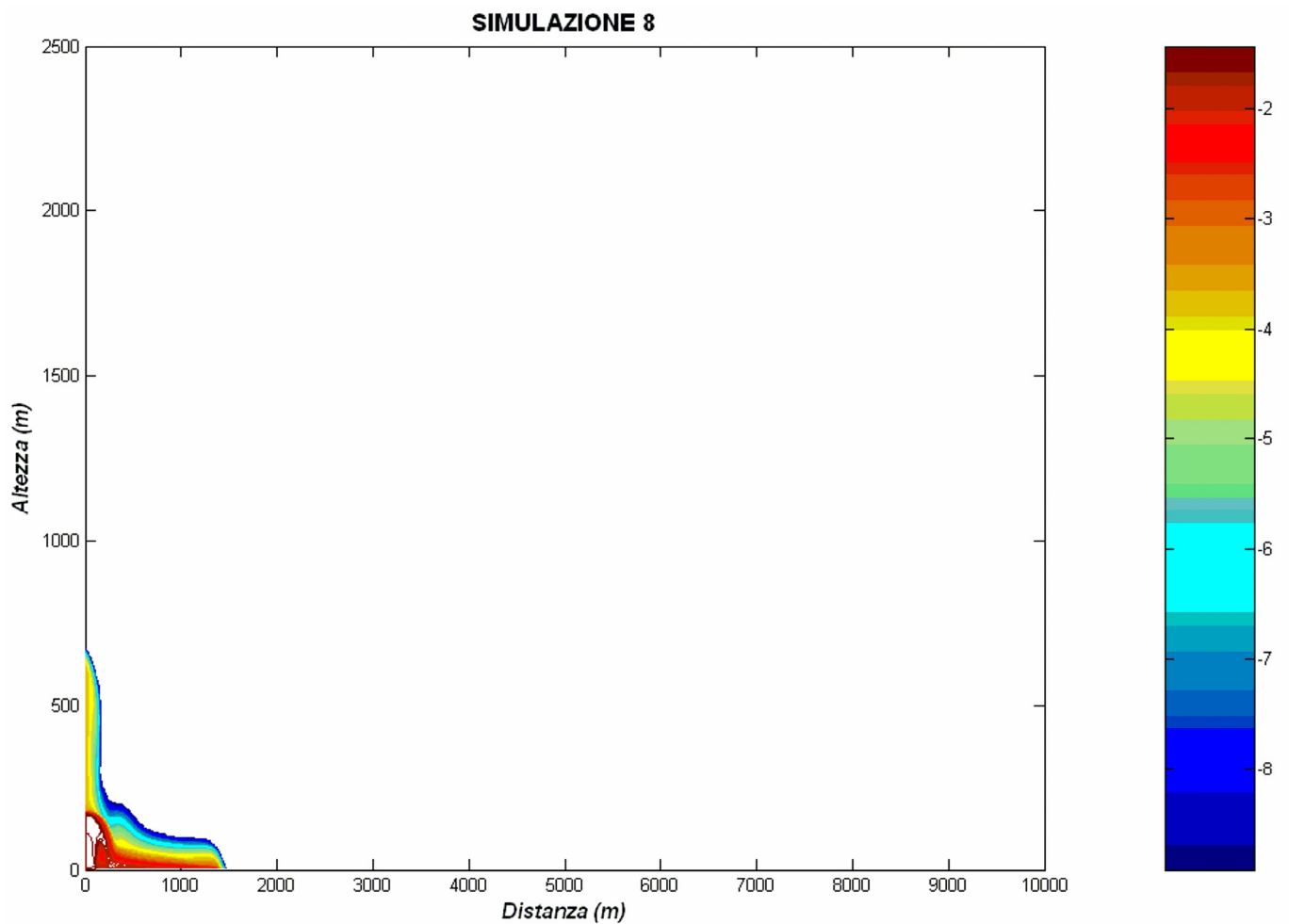


Fig. 2.61: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 30 s.

Dopo 30 s (Fig. 2.61), la fontana piroclastica ha prodotto una CDP che si è propagata fino a circa 1500 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 1200 m e la sua velocità media di 40 m/s. La coda è la parte più spessa, alta 210 m al massimo. Il corpo e la testa sono alti 110 m al massimo. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa è proseguita fino a 650 m di altezza.

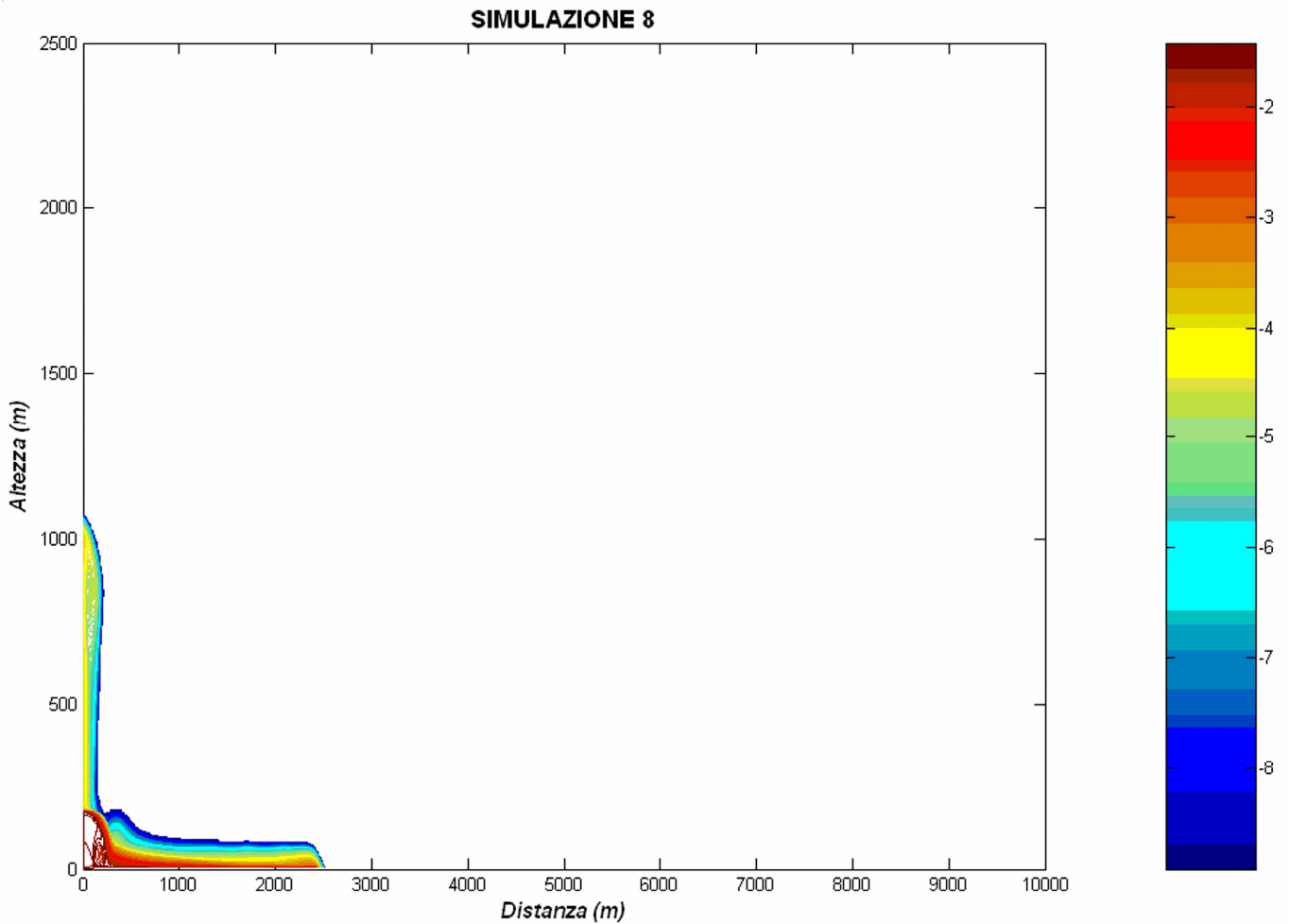


Fig. 2.62: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 50 s.

Dopo 50 s (Fig. 2.62), la CDP si è propagata fino a 2600 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 2300 m e la sua velocità media di 46 m/s. La coda della CDP rimane la parte più spessa, alta al massimo 190 m. Il corpo della CDP, invece, è alto al massimo 90 m. La testa della CDP, infine, è la parte meno spessa, alta al massimo 85 m. La risalita delle aree di flusso granulare a concentrazione più bassa ($\varepsilon = 1 \times 10^{-4} \div 1 \times 10^{-9}$) ha raggiunto i 1100 m di altezza.

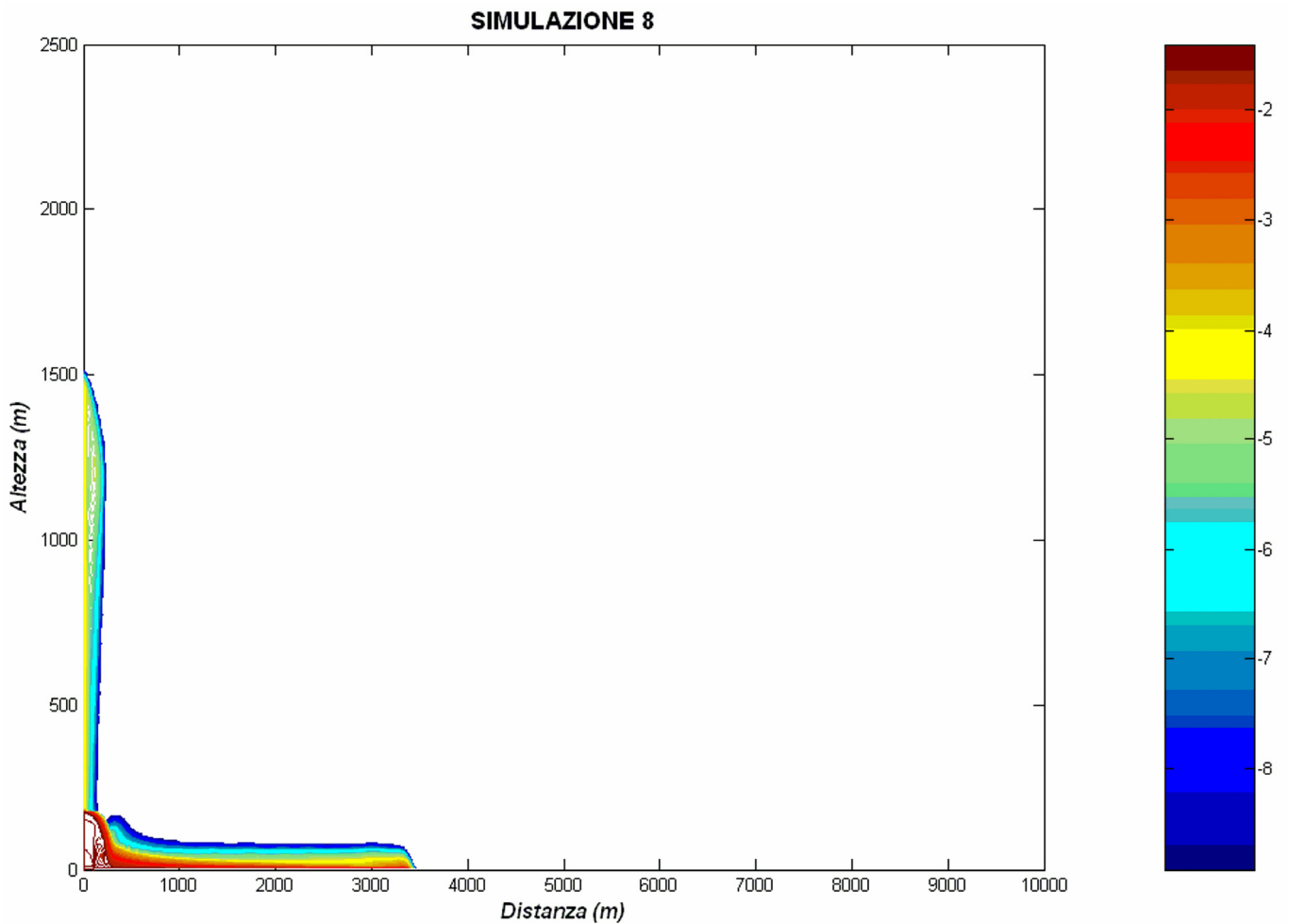


Fig. 2.63: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 70 s.

Dopo 70 s (Fig. 2.63), la CDP si è propagata fino a 3500 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 3200 m e la sua velocità media di 46 m/s. La coda della CDP è sempre la parte più spessa, alta al massimo 170 m. Il corpo e la testa della CDP, invece, sono diventati alti al massimo 85 m. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa è continuata fino a 1500 m di altezza.

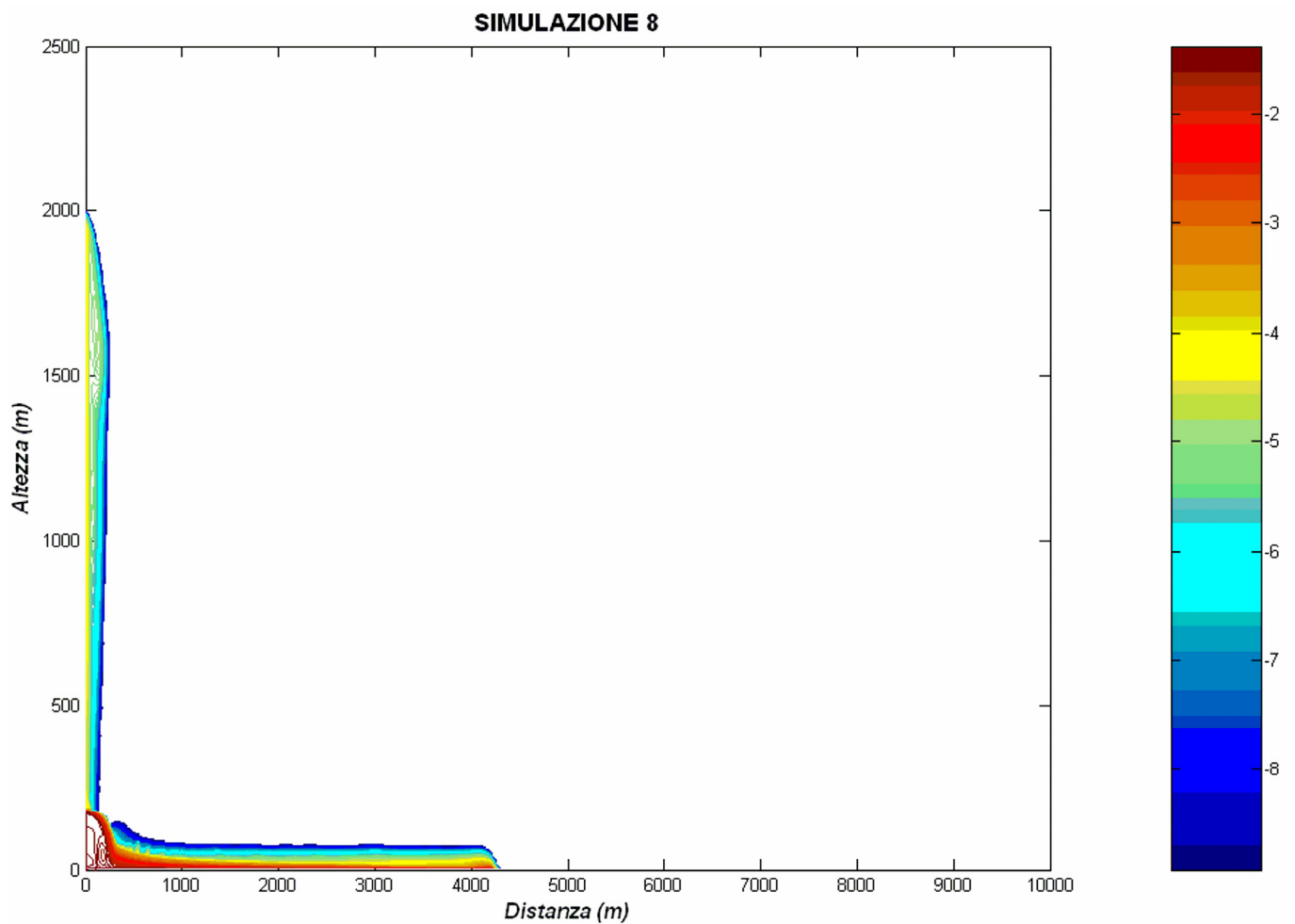


Fig. 2.64: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 90 s.

Dopo 90 s (Fig. 2.64), la CDP si è propagata fino a 4300 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 4000 m e la sua velocità media di 44 m/s. La coda della CDP è ancora la parte più spessa, alta 160 m al massimo. Il corpo e la testa della CDP sono diventati alti 80 m al massimo. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ($\varepsilon = 5 \times 10^{-5} \div 1 \times 10^{-9}$) è proseguita fino a 2000 m di altezza.

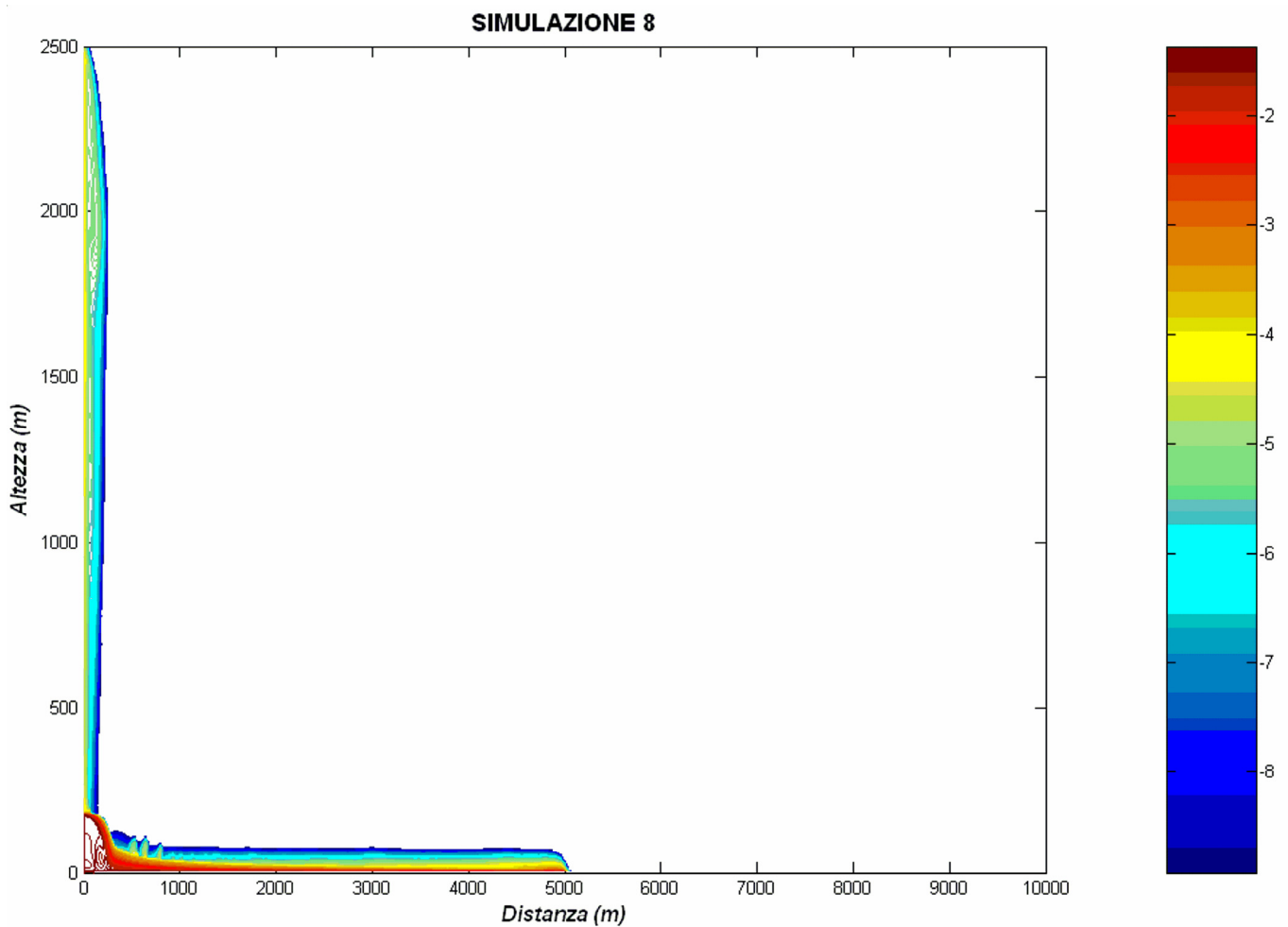


Fig. 2.65: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 110 s.

Dopo 110 s (Fig. 2.65), la CDP si è propagata fino a 5100 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 4800 m e la sua velocità media di 43 m/s. La coda della CDP continua ad essere la parte più spessa, alta al massimo 140 m. Il corpo e la testa della CDP, invece, sono rimasti alti al massimo 80 m. Lungo la coda della CDP si stanno formando dei pennacchi prodotti dalla perdita del momento all'interno della CDP. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa è arrivata a poco più di 2500 m di altezza.

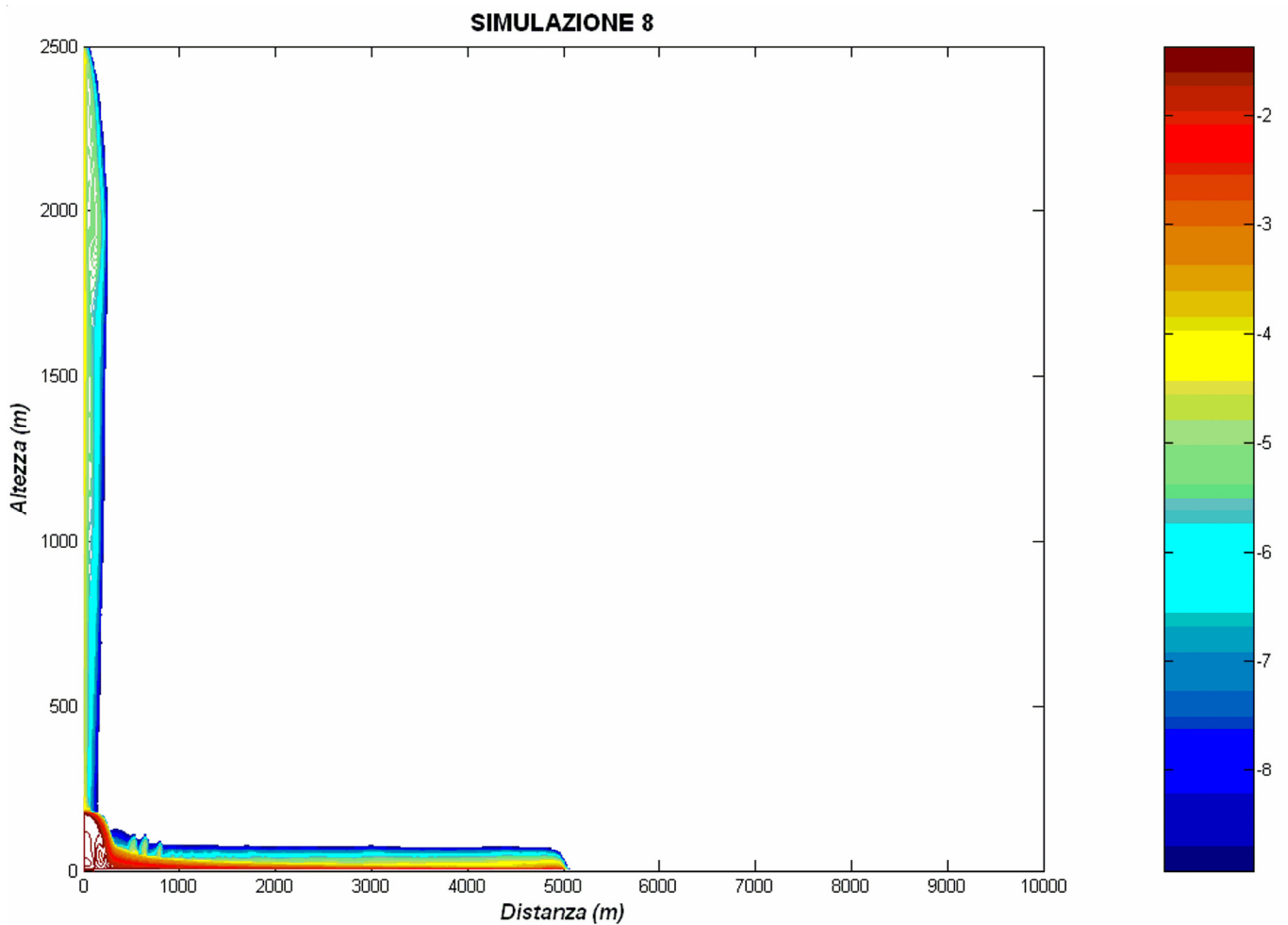


Fig. 2.66: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 130 s.

Dopo 130 s (Fig. 2.66), la CDP si è propagata fino a 5800 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 5500 m e la sua velocità media di 42 m/s. La coda della CDP è tuttora la parte più spessa, alta al massimo 120 m circa. Il corpo e la testa della CDP, invece, sono diventati alti 75 m al massimo. I pennacchi formatisi lungo la coda della CDP, prodotti dalla perdita del momento, si sono appena innalzati. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ($\varepsilon = 1 \times 10^{-5} \div 1 \times 10^{-9}$) ha leggermente superato i 2500 m di altezza.

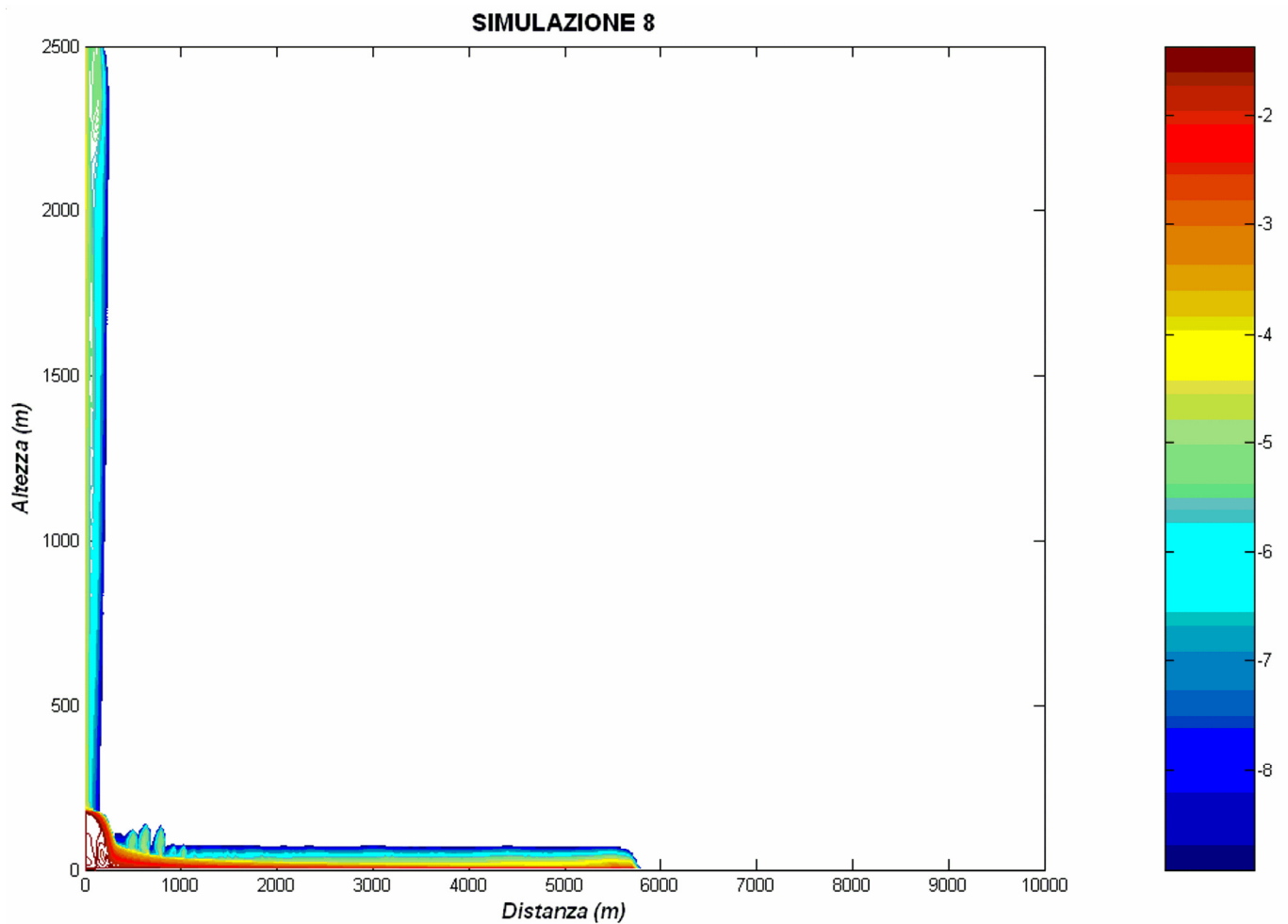


Fig. 2.67: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 150 s.

Dopo 150 s (Fig. 2.67), la CDP si è propagata fino a circa 6600 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 6300 m e la sua velocità media di 42 m/s. La coda della CDP è restata finora la parte più spessa, alta 100 m al massimo. Il corpo e la testa della CDP sono rimasti alti 75 m al massimo. I pennacchi formatisi lungo la coda della CDP, prodotti dalla perdita del momento, sono ora diventati alti 200 m al massimo. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ha abbastanza superato i 2500 m d'altezza.

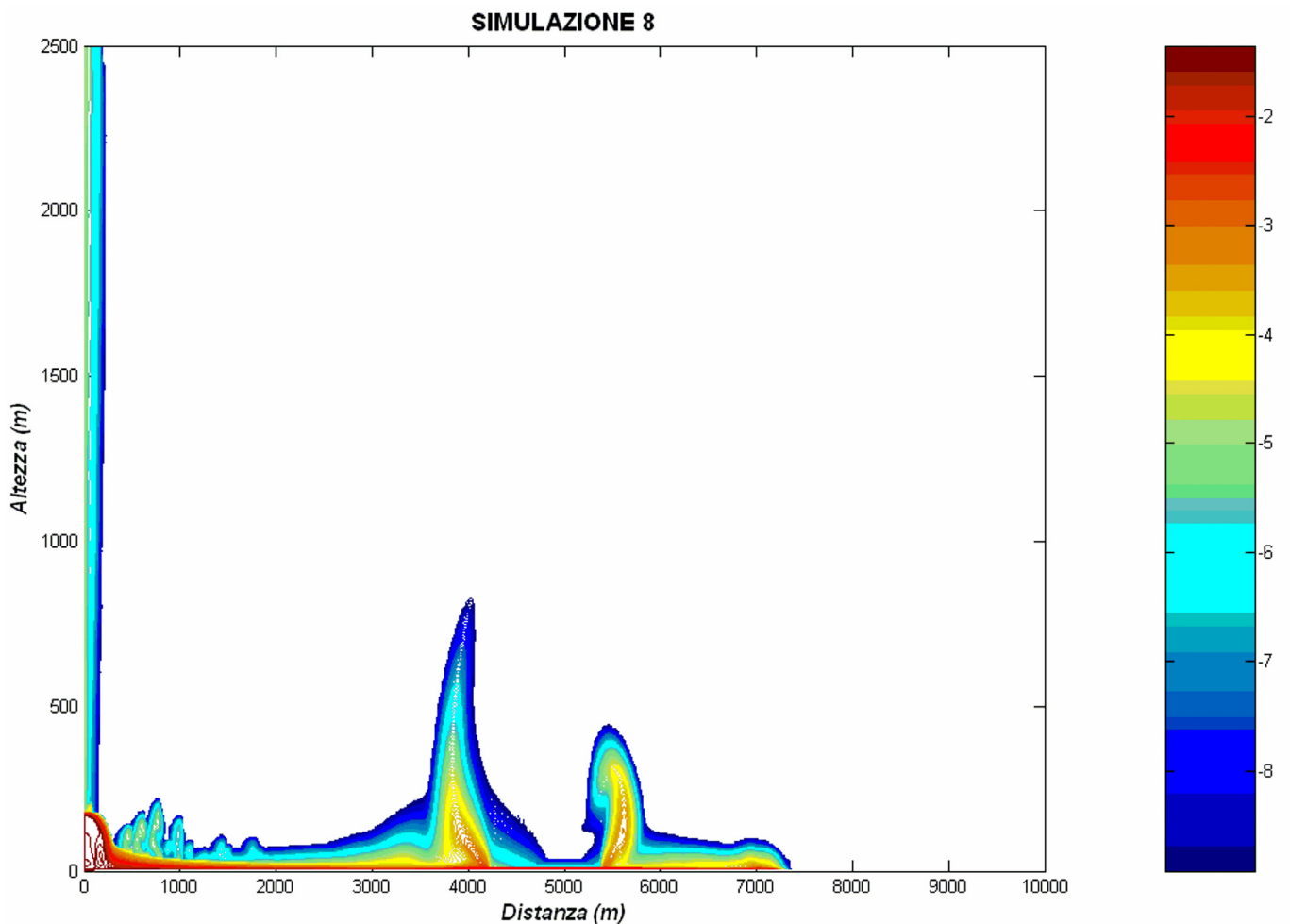


Fig. 2.68: Isolinee logaritmiche di concentrazione delle particelle solide dopo 170 s.

Dopo 170 s (Fig. 2.68), la CDP si è propagata fino a 7400 m di distanza dal cratere. Di conseguenza, la sua lunghezza è di 7000 m e la sua velocità media di 42 m/s. La coda della CDP è rimasta alta 100 m al massimo. Il corpo della CDP è diventato alto poco più di 100 m al massimo. La testa della CDP è diventata la parte più spessa, alta 110 m al massimo. I pennacchi formatisi lungo la CDP, prodotti dalla perdita del momento, sono presenti fino a circa 2000 m dal cratere e la loro altezza massima è di 200 m. Tra 3000 m e 6000 m di distanza dal cratere si sono formati due nuovi pennacchi convettivi termici alti rispettivamente 830 m e 450 m. Questi sono prodotti per la risalita delle aree a bassa concentrazione della CDP. La risalita delle aree di flusso a concentrazione più bassa ha abbondantemente superato i 2500 m d'altezza. In sintesi, in S8 la velocità media della CDP, inizialmente aumenta, in seguito diminuisce, e alla fine diventa quasi stazionaria. La coda della CDP, inoltre, riduce progressivamente il suo spessore a favore del corpo e della testa. Si nota, infine, la formazione di diversi pennacchi, sia lungo la coda, sia lungo il corpo. La simulazione S8 esamina come influiscono le variazioni della viscosità turbolenta sulla propagazione della CDP e sul trascinamento delle particelle solide.

E' stata inoltre valutata la variazione temporale d'alcuni parametri rilevanti ad una distanza fissata dal camino eruttivo. In Fig. 2.69 è rappresentato, infatti, l'andamento della concentrazione delle particelle solide in altezza ad una distanza di 1000 m dal cratere.

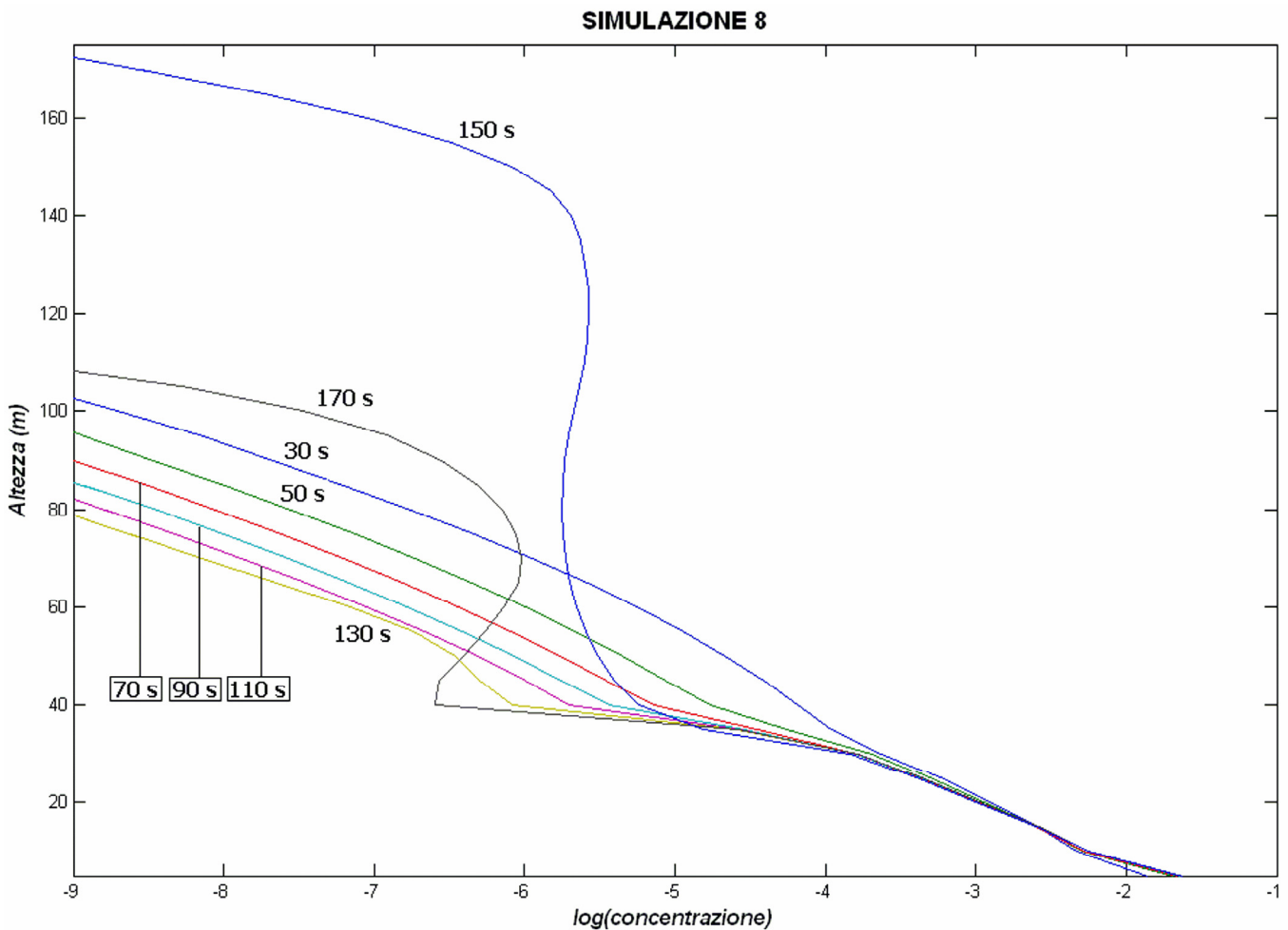


Fig. 2.68: Isolinee temporali della concentrazione in altezza alla distanza di 1000 m.

Dalla Fig. 2.68 si nota che la concentrazione delle particelle solide alla base (primi cinque metri) della CDP cresce rapidamente da 30 s a 70 s, poi lentamente rimanendo intorno al valore del 2,3% fino a 170 s. In S8, quindi, si forma uno SL trattivo a bassa concentrazione. Questo andamento si inverte, invece, quando si superano i 30 m di altezza. La concentrazione delle particelle solide, infatti, diminuisce progressivamente col passare del tempo per una qualsiasi altezza maggiore di 30 m. Si nota, infine, che le due curve corrispondenti a 150 s e a 170 s non seguono l'ultimo andamento descritto.

2.5 Interpretazione delle simulazioni numeriche

Attraverso le numerose simulazioni eseguite con GMFIX, è stata ricostruita la dinamica di propagazione delle CDP. Le simulazioni sono state realizzate in modo da evidenziare differenti meccanismi di trasporto delle particelle solide, allo scopo di migliorare la definizione dei parametri che controllano la formazione e la propagazione delle CDP. Nelle simulazioni presentate in precedenza sono stati variati diversi parametri definiti alla sorgente. I valori di tutti i parametri usati, e delle specifiche variazioni effettuate per ciascuna simulazione, sono riportati in Tab. 2.11.

Tab. 2.11: I parametri adottati nelle simulazioni delle PDC; in rosso le variazioni rispetto alla precedente

Simbolo	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
t_s [s]	150	160	125	90	80	135	175	170
Δt [s]	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
$\mu_{g(max)}$ [Pa × s]	10^3	10^3	10^3	10^3	10^3	10^3	10^3	10^3
$\mu_{s(max)}$ [Pa × s]	10^3	10^4	10^4	10^4	10^4	10^4	10^4	10^4
$\mu_{g(t)}$ [Pa × s]	10^{-5}	calcolato	calcolato	calcolato	calcolato	calcolato	calcolato	calcolato
K_g [W × m ⁻¹ × K ⁻¹]	0,26	0,26	calcolato	calcolato	calcolato	calcolato	calcolato	calcolato
K_s [W × m ⁻¹ × K ⁻¹]	2,20	2,20	calcolato	calcolato	calcolato	calcolato	calcolato	calcolato
C_g [K × m ⁻² × s ⁻²]	2650	2700	2210	2210	2210	3340	3340	3340
C_s [K × m ⁻² × s ⁻²]	1300	1300	954	954	954	1500	1500	1500
θ_{sc}	0,45	0,45	0,40	0,50	0,50	0,25	0,09	0,44
θ_{sf}	0,55	0,55	0,60	0,64	0,64	0,40	0,37	0,56
θ_{sr}	0,64	0,64	0,64	0,64	0,64	0,64	0,64	0,64
θ_{gr}	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36
θ_{sd}	10^{-8}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-9}
$\theta_{s(min)}$	10^{-8}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-9}
θ_{gm}	0,75	0,75	0,75	0,75	0,75	0,75	0,75	0,75
T_i (K)	300	300	300	300	300	300	300	300
\bar{v}_i [m × s ⁻¹]	0	0	0	0	0	0	0	0
P_a [Pa]	10^5	10^5	10^5	10^5	10^5	10^5	10^5	10^5
k [m ² × s ⁻²]	0,1	0,01	0,01	0,1	0,01	0,01	0,01	0,01
ε [m ² × s ⁻³]	100,0	10,0	10,0	1,0	10,0	10,0	10,0	10,0
θ_i (gas)	100 %	100 %	100 %	100 %	100 %	100 %	100 %	100 %
P_f [Pa]	10^5	10^5	10^5	10^5	10^5	10^5	10^5	10^5
T_f [K]	1200	900	900	900	900	1000	1000	1000
\bar{v}_e [m × s ⁻¹]	150	100	50	25	50	50	50	50
θ_{gf}	0,99	0,97	0,97	0,97	0,97	0,97	0,97	0,97
θ_{sf}	0,01	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03
θ_{sc}	0,033	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
ρ_s [kg × m ⁻³]	2400	1500	1500	1500	1500	1500	1500	1500

Tutte le CDP riprodotte mostrano una netta stratificazione verticale della concentrazione. E' evidente, in tutti i casi analizzati, lo sviluppo rapido di una parte basale sottile a concentrazione relativamente elevata sotto la porzione rimanente di CDP più diluita e turbolenta. Nei grafici di variazione della concentrazione con l'altezza (e.g. Fig. 2.68) si osserva sempre la rapida formazione di uno SL, in cui la concentrazione cresce nel tempo, prima rapidamente, e poi lentamente. Il valore massimo che la concentrazione raggiunge è intorno al 10%. Lo SL presenta spessori che variano da 2,5 m fino a circa 15 m. Al di sopra è quasi sempre individuabile, fino a circa 30 m di altezza, una zona intermedia a concentrazione costante. La parte più alta, infine, rappresenta quella a più bassa concentrazione, che si diluisce continuamente nel tempo. In alcuni casi, sopra questa parte, si formano dei pennacchi che risalgono nell'atmosfera a causa del contrasto di densità negativo con l'atmosfera stessa. Lo spessore delle CDP simulate eccede di solito i 100 m, superando, in alcuni casi i 200 m. Queste strutture delle CDP suggeriscono lo sviluppo di un sistema di trasporto espanso e turbolento, alla base del quale lo stile della sedimentazione sarà funzione dei processi attivi nello SL [Branney & Kokelaar (2002)]. L'addensamento dello SL è sicuramente condizionato dai valori della concentrazione volumetrica dei solidi per i quali le collisioni e gli strofinamenti diventano predominanti. L'aumento della concentrazione nello SL è condizionato anche dalla viscosità turbolenta, ed è tanto più veloce quanto più il moto turbolento è più viscoso. La dipendenza delle conducibilità e delle capacità termiche dalla temperatura condizionano, invece, la dinamica della parte più diluita della CDP. La diluizione è tanto più evidente, quanto più sono elevate queste grandezze. Questo influenza anche il tempo di formazione dei pennacchi termici convettivi durante la propagazione della CDP.

In tutte le simulazioni eseguite avvengono il collasso della colonna eruttiva e lo sviluppo di una CDP. Il collasso della colonna accade in tutti i casi in un intervallo di poche decine di secondi dall'inizio dell'eruzione. Si formano quindi delle CDP notevolmente non stazionarie e non uniformi. Pur essendo diversi i parametri che influenzano la stazionarietà di una CDP, è importante soffermarsi sulle variazioni della velocità media delle CDP durante le varie simulazioni. In Fig. 2.69 sono riportate le variazioni della velocità per ciascuna simulazione.

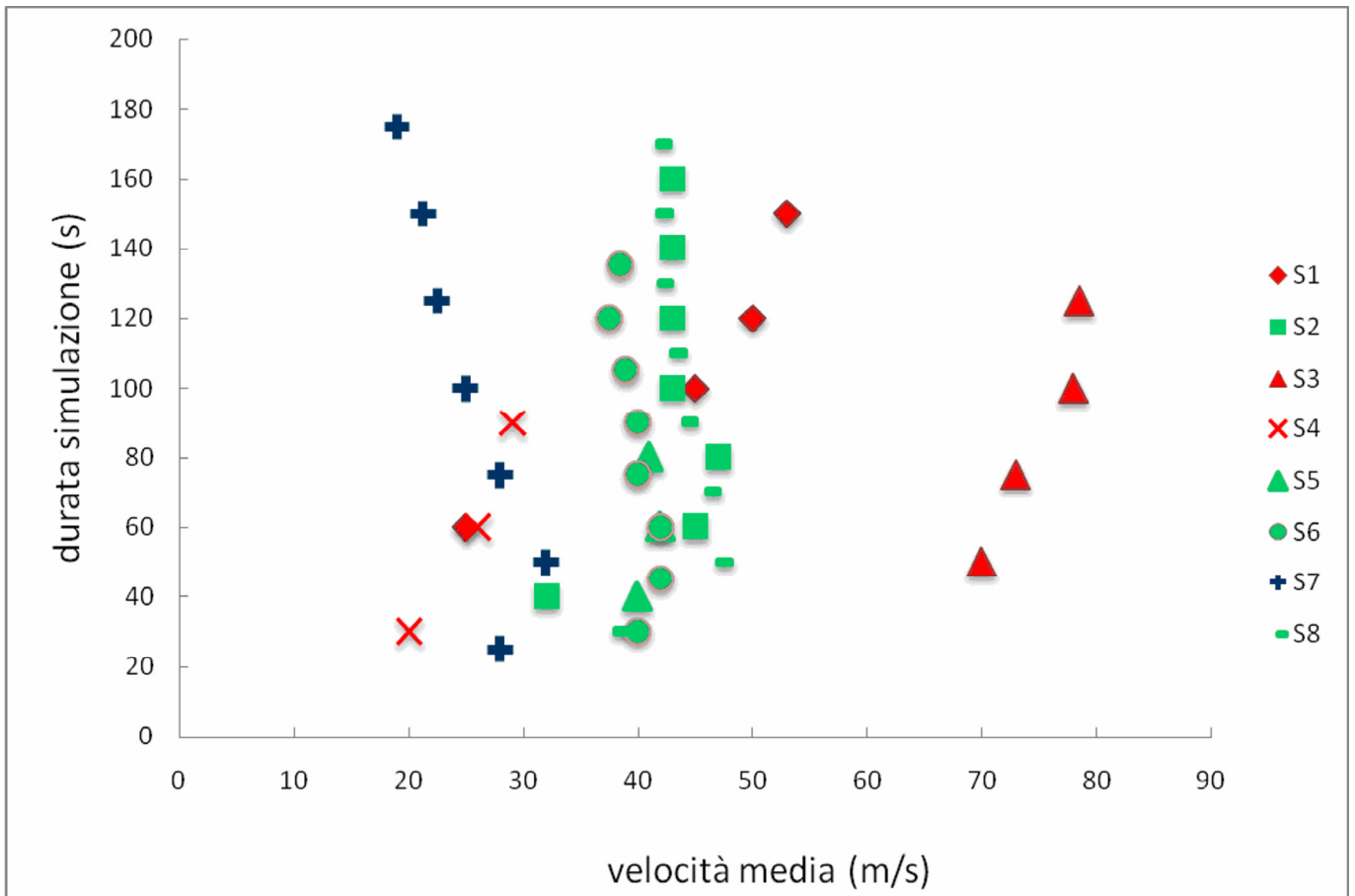


Fig. 2.69: Variazione della velocità media nelle PDC durante le simulazioni S1-S8.

Dalla Fig. 2.69 si osserva che le velocità medie delle CDP, per intervalli comparabili, mostrano valori e incrementi sensibilmente variabili. Le velocità minime registrate sono di circa 20 m/s, quelle massime raggiungono gli 80 m/s, mentre la maggior parte si attesta intorno ai 40-50 m/s. Ancora più interessanti sono poi le variazioni nel tempo. In S1, S3 e S4 si ha un aumento progressivo della velocità con l'evolversi dell'eruzione. Per la S1, si può osservare che la viscosità è abbastanza bassa e quindi non si sviluppa un attrito capace di rallentare la propagazione della CDP. Questo non avviene in S2, in cui sono messi in evidenza gli effetti viscosi. Per la S3, invece, l'aumento della velocità è spiegabile osservando che gli effetti termici non sono bilanciati da attriti di trascinamento. Nella S4, anche se è presente il trascinamento delle particelle solide dalla turbolenza gassosa, la viscosità turbolenta è troppo bassa perché costituisca un reale bilanciamento. La bassa velocità media della CDP è semplicemente correlabile alla ridotta velocità verticale d'emissione impostata (25 m/s). La S7 mostra una diminuzione progressiva della velocità (da 35 m/s a 15 m/s) dopo un ridotto aumento iniziale. Questo andamento si chiarisce notando che la condizione al contorno basale è stata modificata da PARTIAL-SLIP_WALL a NO-SLIP_WALL. La nuova condizione introduce nella propagazione della CDP un attrito maggiore, che non è bilanciato da altre forze. Negli altri casi (S5, S6 e S8) la velocità fluttua intorno a dei valori medi

con scarti molto contenuti. Questo si deve ad un bilanciamento tra le forze che agiscono sulla propagazione della CDP. Riassumendo, un bilanciamento di forze comporta una quasi stazionarietà della velocità, il prevalere della forza di attrito produce una diminuzione progressiva della velocità, e il prevalere delle altre forze causa un aumento progressivo della velocità. Di conseguenza, mediante le simulazioni numeriche sono state riprodotte CDP quasi stazionarie e istazionarie, e, in quest'ultimo caso, sia waxing, sia waning.

Le prime tre simulazioni mostrano una CDP che in S1 è totalmente concentrata, in S2 varia in spessore longitudinalmente, e in S3 presenta anche alla sommità dei pennacchi termici convettivi. In questo caso le particelle solide sono trasportate dalla turbolenza dei gas, ma non trascinate come avverrà in seguito. Esse, infatti, sedimentano nella CDP mediante un moto di caduta diretta dalla porzione più diluita turbolenta verso lo SL basale. La concentrazione volumetrica delle particelle solide è, perciò, maggiore nello SL. La distribuzione in concentrazione delle particelle solide influenza anche la geometria delle CDP. Ad esempio in S3 si sviluppa una CDP il cui spessore è maggiore nelle zone prossimali, mentre diminuisce progressivamente in quelle distali. Le zone ad elevata concentrazione, infatti, si propagano con una geometria cuneiforme, e si assottigliano verso la testa della CDP. Al contrario, in S2 si osservano lo sviluppo e la propagazione di una zona frontale notevolmente più spessa della parte retrostante della CDP. La distribuzione della concentrazione di particelle solide assume una forma ancora cuneiforme ma con una simmetria opposta a quella in precedenza descritta. Lo spessore delle zone a diversa concentrazione si assottiglia questa volta dalla testa verso il corpo della CDP.

Da S4 a S8, dove è stata risolta l'equazione (27), si possono notare due comportamenti delle particelle solide nella CDP. Osservando i grafici delle isolinee in concentrazione volumetrica in funzione della distanza e dell'altezza, si riscontra che lo strato rosso-arancione di base si assottiglia e si addensa progressivamente nello spazio. In questo SL basale si sviluppano moti delle particelle solide non influenzati direttamente dalla turbolenza dei gas, ma principalmente dalle loro modalità di interazione, condizionate dalla relativa concentrazione. La parte più alta della CDP (colori dal giallo al blu nelle figure precedenti) a concentrazione più bassa, invece, conserva il suo spessore e si diluisce. Le particelle solide, in questo caso, seguono il moto turbolento dei gas e risalgono nell'atmosfera mediante i pennacchi termici convettivi. Oltre alla concentrazione, è importante anche tener presente le dimensioni delle particelle solide. La massa è maggiore quanto più lungo è il raggio, avendo considerato le particelle sferiche e di eguale densità. La turbolenza dei gas è poco efficace sul moto delle particelle solide grossolane e pesanti. Questo significa che queste ultime andranno ad occupare più presto lo SL rispetto a quelle più leggere. Una caratteristica ricorrente è l'aumento nel tempo della concentrazione nello SL, prima rapido e poi sempre più lento senza mai eccedere una concentrazione del 10 %. Questo tipo di aumento suggerisce la formazione dello SL dalle zone prossimali a quelle distali della CDP, e lo sviluppo

in esso dei soli moti di trazione. La fluidizzazione nello SL non opera efficacemente a queste concentrazioni e potrebbe essere un valido meccanismo di sostegno per le particelle solide solo intorno al 20 % (questo valore sarà raggiungibile probabilmente per tempi di simulazione più lunghi, così da permettere un ulteriore addensamento dello SL basale).

2.6 Comparazione con alcuni eventi eruttivi

Le simulazioni presentate rappresentano descrizioni di possibili scenari eruttivi in cui dal collasso di colonne si sviluppano delle CDP. Esse non rappresentano specifiche eruzioni, a causa della forte incertezza nella determinazione dei parametri fisici di sorgente riguardanti gli eventi eruttivi passati. E' tuttavia possibile tentare delle comparazioni tra alcuni aspetti delle simulazioni effettuate e modelli di CDP, proposti in letteratura per specifiche eruzioni. Possono essere sviluppate alcune considerazioni confrontando i risultati della terza simulazione e i meccanismi proposti per la messa in posto delle CDP durante l'eruzione Pliniana del 79 d.C. Vesuviana. L'aumento di concentrazione della zona basale e la contemporanea diluizione della parte sovrastante della CDP, indicano che dalla sospensione diluita le particelle solide si trasferiscono al livello basale, che si addensa a spese della parte superiore della CDP. Questa dinamica è compatibile con quanto proposto da Luongo G. et al. (2003a) per spiegare la distribuzione dei danni provocati dall'impatto delle CDP a Pompei. I muri della città risultano progressivamente meno danneggiati per impatti sottocorrente, e invece, l'intensità della distruzione è di nuovo elevata quando si riscontra uno spazio aperto tra due muri successivi. Il sistema di trasporto diluito alimenta con quantità costanti di particelle solide il sistema deposizionale sottostante, che interagisce con i muri abbattendoli parzialmente. Spazi sufficientemente ampi, in cui non sono presenti ostacoli, permettono il completo rifornimento del sistema deposizionale (interagente con le strutture) dalla parte diluita (sistema di trasporto). E' stato suggerito che questo andamento può riflettere una temporanea diminuzione di energia cinetica all'interno del sistema deposizionale dovuta a perdita di massa e velocità dopo una serie ripetuta di impatti. Nella simulazione la distribuzione delle concentrazioni suggerisce l'avanzamento di una CDP dalla cui parte diluita si forma uno SL per caduta diretta dei piroclasti che diviene progressivamente più spesso e concentrato. Questo tipo di propagazione è paragonabile con quanto proposto da Luongo et al. (2003b) per giustificare la differenza di impatto delle CDP che si sono sviluppate durante l'eruzione vesuviana del 79 d.C. E' stato osservato, infatti, che le prime CDP che hanno colpito la città di Pompei, hanno determinato maggiori danni e vittime nelle zone settentrionali più

vicine al vulcano, e non si sono significativamente propagate nella parte meridionale della città, indicando una maggiore diluizione della zona frontale delle CDP (Fig. 2.70).

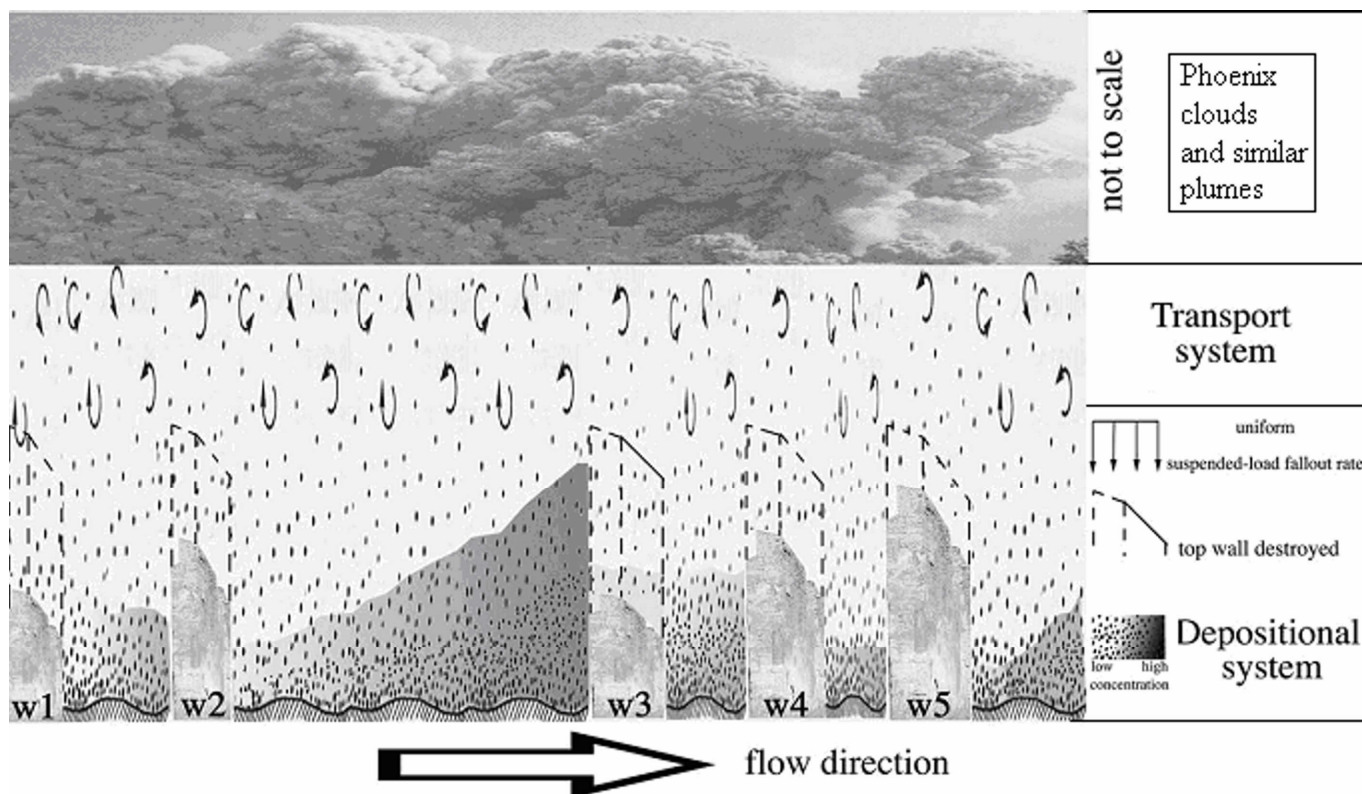


Fig. 2.70: Schema della CDP che ha impattato con i muri di Pompei (da Luongo et al., 2003a).

L'esistenza di uno SL trattivo dalla quarta simulazione in poi propone una relazione con i meccanismi che portano alla formazione di facies stratificate (incrociate o diffuse in base alla concentrazione volumetrica dei solidi). In letteratura i prodotti in cui la facies è stratificata sono stati attribuiti alla deposizione da CDP turbolenta a bassa concentrazione, dove la sedimentazione avviene per moti di trazione [Lowe (1982), Chough & Sohn (1990)]. Nelle successioni del Tufo Giallo Napoletano depositatesi da CDP sono state riconosciute diverse facies stratificate caratterizzate dall'alternanza di lamine a diversa granulometria, spesso discontinue lateralmente e con evidenti erosioni interne [Cole & Scarpati (1993)]. Queste facies sono state osservate anche all'interno delle successioni prossimali dei vulcani Trentaremi e Capodimonte, piccoli coni eruttivi più antichi del Tufo Giallo Napoletano. I fianchi di entrambi i coni sono formati da tufi stratificati con abbondanti strutture di tipo sand-wave. È importante notare come la formazione di tali facies non sia in alcuna maniera correlata alla magnitudo dell'eruzione, ma soltanto allo sviluppo di opportune condizioni deposizionali all'interno della CDP. Una seconda caratteristica, più volte riscontrata col procedere delle simulazioni, è lo sviluppo sulla coda e sul corpo della CDP di pennacchi termici convettivi, i quali condizionano l'andamento della concentrazione

(e.g. 150 s e 170 s in Fig. 4.68). Questi pennacchi a bassa concentrazione trasportano particelle solide di dimensioni ridotte in alto nell'atmosfera (fino a circa 1 km nell'intervallo temporale analizzato nell'ottava simulazione, Fig. 4.67). Da questi pennacchi si ha una deposizione per caduta dei frammenti piroclastici che porta alla formazione di strati di cenere vescicolati. Il ritrovamento di sottili livelli cineritici, formati esclusivamente da piccole particelle di vetro vulcanico, nella successione del Tufo Giallo Napoletano, ha fatto ipotizzare la deposizione di cenere coignimbritica tra un'unità deposizionale e la successiva [Cole & Scarpati (1993)]. E' importante rimarcare che la presenza di questi livelli coignimbritici è probabilmente sottostimata, poiché la loro formazione può avvenire soltanto se vi sono delle pause durante la deposizione della CDP [Cole & Scarpati (1993)].

Sulla base delle considerazioni effettuate in questo paragrafo, risulta evidente che le simulazioni numeriche hanno permesso di riprodurre la dinamica deposizionale di alcune eruzioni esplosive avvenute nell'area Campana. Questo consente di concludere che l'analisi numerica degli eventi eruttivi di una certa zona è uno strumento di indiscutibile interesse per delle valutazioni del rischio vulcanico.

Datazioni Geocronologiche di eruzioni Campane

L'area urbana napoletana, con oltre un milione di persone residenti, e visitata da milioni di turisti ogni anno, è inclusa nel più vasto distretto Flegreo, un complesso vulcanico attivo a cui è associato un elevato rischio vulcanico [Orsi et al. (2004)]. A causa dell'intensa urbanizzazione, i principali lineamenti strutturali e la stratigrafia del sottosuolo della città di Napoli sono stati indagati con maggiore difficoltà rispetto alla parte restante dei Campi Flegrei. Negli ultimi anni, tuttavia, dettagliate ricostruzioni stratigrafiche, spesso basate su osservazioni dirette, e in alcuni casi, dati di cantiere, di tunnel o opere sotterranee di varia natura (scavi per la metropolitana, sedi tranviarie o ferroviarie, e scavi per acquedotti), hanno consentito una completa revisione della stratigrafia cittadina [Cole et al. (1993), Orsi et al. (1996)] e il riconoscimento di importanti lineamenti strutturali legati a fasi di sprofondamento calderico [Orsi et al. (1996), Perrotta et al. (2006)]. In particolare, sono stati osservati i prodotti di due principali eruzioni dei Campi Flegrei, ossia il Tufo Giallo Napoletano [Scarpati et al. (1993), Cole & Scarpati (1993)] e l'Ignimbrite Campana, [Orsi et al. (1996), Perrotta et al. (2006)] e ipotizzati i relativi bordi calderici. Ai depositi di queste due grandi eruzioni esplosive, risultano intercalati depositi e centri vulcanici spesso d'origine locale. I loro rapporti stratigrafici, laddove evidenti, con i depositi del Tufo Giallo Napoletano e dell'Ignimbrite Campana, le cui età geocronologiche sono rispettivamente 15 ka [Deino et al. (2004)] e 39 ka [De Vivo et al. (2001), Fedele et al. (2008)], forniscono degli intervalli temporali troppo ampi per una rigorosa ricostruzione dell'evoluzione dell'attività eruttiva Napoletana. Questo è specialmente vero per i numerosi depositi situati a letto dell'Ignimbrite Campana, che testimoniano di un'attività vulcanica che ha preceduto la formazione delle caldere.

In questo capitolo sono proposti e commentati i più importanti elementi stratigrafici dell'area Flegrea, illustrando brevemente lo stato delle conoscenze, e rilevando delle criticità nella ricostruzione della storia eruttiva che possono essere risolte con l'ausilio di analisi geocronologiche. Allo scopo di definire con maggiore accuratezza la storia eruttiva del vulcanismo autoctono di Napoli, sono presentate le nuove età ricavate con il metodo $^{40}\text{Ar} / ^{39}\text{Ar}$ su alcuni depositi piroclastici affioranti nell'area. Sono anche descritte le peculiarità del metodo geocronologico adottato, nonché le caratteristiche della strumentazione usata. In conclusione è presentata l'evoluzione del vulcanismo Napoletano basata sulla combinazione dei dati stratigrafici e geocronologici.

3.1 Elementi di stratigrafia e storia eruttiva

L'area urbana Napoletana, insieme ai Campi Flegrei, rappresenta un'ampia zona vulcanica a Nord-Ovest del Vesuvio. Il riconoscimento della natura vulcanica dell'area Flegrea avvenne già in epoca greco-romana, come testimoniato dalla toponomastica (i Campi Flegrei erano gli Agroi Phlegreioi (Campi

Ardenti), e la Solfatara fu denominata da Strabone Forum Vulcani). Nel secolo XIX l'interesse degli studiosi è stato rivolto al tentativo di definire il numero e la genesi dei centri eruttivi dell'area Flegrea. Nel 1801, Scipione Breislak riconobbe, da diverse indagini, ventisette bocche eruttive. Le successive informazioni geologiche di questo secolo sono state legate a scavi sotterranei (funicolare e metropolitana) che hanno interessato principalmente la zona collinare [Johnston-Lavis (1888, 1889a, 1889b), Freda (1889), Dell'Erba (1893), Guadagno (1926)] dell'area Flegrea.

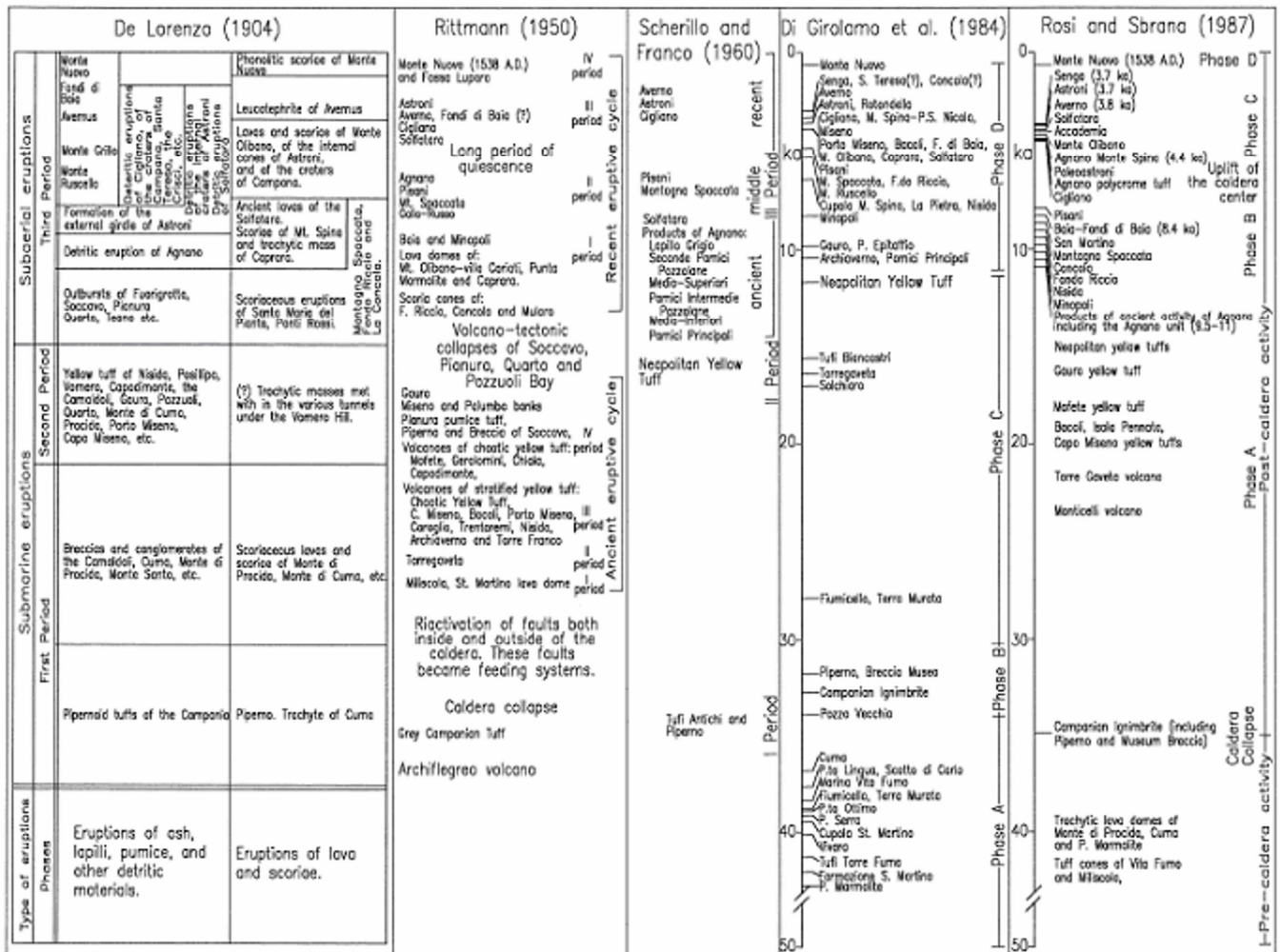
Agli inizi del secolo XX Giuseppe De Lorenzo (1904) ha poi presentato la prima ricostruzione stratigrafica dell'area dei Campi Flegrei, suddividendo l'attività eruttiva in tre periodi. In seguito, Rittmann (1950) ipotizzò che il vulcanismo fosse cominciato con la formazione del vulcano Archiflegreo e che l'intera attività vulcanica andasse suddivisa in due cicli eruttivi. Scherillo & Franco (1960), seguendo De Lorenzo (1904), suddivisero nuovamente l'attività eruttiva in tre periodi, includendo nel secondo anche il Tufo Giallo Napoletano. Di Girolamo (1984) individuò quattro fasi di attività vulcanica, inserendo nella seconda pure l'Ignimbrite Campana. La magnitudo delle due eruzioni segnalate è stata impressionante: l'area Napoletana, ad esempio, fu completamente seppellita da decine a centinaia di km³ di frammenti piroclastici. A queste sono state ricondotte, nella porzione continentale dei Campi Flegrei, due caldere concentriche che si chiudono a mare.

La caldera esterna è associata all'Ignimbrite Campana (39 ka). Questa eruzione è stata caratterizzata da due fasi successive: durante la prima, si sono dispersi verso est i prodotti di una colonna eruttiva sostenuta, e, durante la seconda, alcune CDP hanno invaso un'area di oltre 30000 km² [Rosi et al. (1999)]. Di conseguenza, la maggior parte dei depositi ha avuto origine da CDP, mentre solo una piccola parte dei prodotti è da caduta [Polacci et al. (2003)]. L'area di dispersione di questa eruzione è compresa tra Salerno, Benevento e Roccamonfina [Perrotta & Scarpati (2003)]. Le facies di questi prodotti si presentano come litificate, non litificate, e saldate. La litificata è composta di una matrice di cenere in cui sono inclusi clasti di lapilli arrotondati e blocchi di pomici. La saldata, invece, è costituita da clasti juvenili appiattiti e deformati nella parte medio-bassa, in cui si raggiunge il massimo grado di saldatura [Cappelletti et al. (2003)].

La caldera interna è connessa col Tufo Giallo Napoletano (15 ka). Come per l'Ignimbrite Campana, sono state individuate due unità stratigrafiche. L'unità basale è formata da depositi stratificati da caduta, mentre l'unità superiore è costituita da prodotti di CDP. Breccie e prodotti in facies saldata sono stati rinvenuti nell'unità basale [Scarpati C. et al. (1993)], in particolare nelle aree prossimali. Nell'unità superiore, sono state riconosciute diverse facies: massive e a stratificazione inversa da un livello laminare limite, con aggregazione di particelle e di cenere vescicolata da CDP turbolente a bassa concentrazione, e regressive sand-wave da CDP turbolente ad alta concentrazione [Cole & Scarpati (2003)].

Infine, Rosi e Sbrana (1987) hanno suddiviso l'attività vulcanica in pre e post Ignimbrite Campana. Poche delle eruzioni avvenute sono di tipo pliniano e subpliniano, mentre in prevalenza sono a bassa magnitudo e freatomagmatiche. La sintesi delle ricostruzioni stratigrafiche descritte in questa sezione è riportata nella Tab. 3.1 [Di Vito et al. (1999)].

Tab. 3.1: Sintesi delle principali conoscenze stratigrafiche nei Campi Flegrei



A confronto, la pubblicistica sui depositi piroclastici esposti nella città di Napoli fu relativamente scarsa [Parascandola (1936), Nicotera (1950), Rittmann (1950), Scherillo (1953, 1954, 1956, 1957), Scherillo & Franco (1960), Scherillo & Franco (1967), Di Girolamo et al. (1984)], e solo recentemente è stata proposta una dettagliata stratigrafia e una ricostruzione della storia vulcanica da Cole et al. (1994), integrata poi da Perrotta et al. (2006). Quanto riportato di seguito si basa su queste descrizioni.

Il vulcanismo autoctono della città di Napoli poggia su una successione sedimentaria come dimostrano alcuni sondaggi eseguiti nell'area. Tra i prodotti più antichi è stato individuato un corpo lavico sotto la collina di San Martino durante lo scavo di varie gallerie. L'attività posteriore è stata

esclusivamente di tipo esplosivo e ha prodotto una serie di centri monogenetici (Tufi di Parco Margherita, di Parco Grifeo, della Funicolare di Chiaia, di San Sepolcro e di Capodimonte), dove i contatti esposti fra le parti restanti dei coni mostrano un andamento da ovest ad est. Questi edifici vulcanici sono stati poi coperti da tre depositi di lapilli pomicei da caduta, che potrebbero essere correlati con i sedimenti di Torre di Franco (alla base dei Camaldoli). Durante l'eruzione dell'Ignimbrite Campana tutta l'area è stata ricoperta da una sequenza formata da un tufo saldato, spatter e brecce litiche. Le dimensioni grossolane dei clasti e la saldatura di alcuni strati suggeriscono il carattere prossimale di questi depositi. Un collasso calderico ha formato la ripida scarpata che borda a sud e ad est la collina del Vomero ed il lato meridionale della collina di Capodimonte. L'attività post-ignimbritica è stata caratterizzata dalla presenza di diversi centri eruttivi quali il vulcano del Chiatamone ed il tuff-ring di Trentaremi, oltre ad essere testimoniata da altri depositi piroclastici che affiorano localmente. L'eruzione del Tufo Giallo Napoletano ha sepolto l'intera area sotto una spessa coltre di materiale piroclastico tufaceo. Nelle aree prossimali lo spessore di questo deposito varia da alcune decine ad oltre cento metri e ha ricoperto il bordo calderico associato all'Ignimbrite Campana. Un secondo collasso calderico è associato a quest'eruzione e coinvolge tutta l'area ad ovest della collina di Posillipo. Dal lato occidentale della collina è ancora possibile vedere l'unico segmento del bordo calderico non sepolto dall'attività successiva. L'attività vulcanica appena posteriore al Tufo Giallo Napoletano ha prodotto depositi di cenere e di lapilli pomicei (prodotti distali di eruzioni Flegree) che non hanno alterato significativamente le caratteristiche morfologiche dell'area napoletana. I centri vulcanici di Monte Echia e Nisida testimoniano, però, di un'attività esplosiva, post Tufo Giallo Napoletano, ancora attiva nel cuore della città. L'eruzione di Nisida è stata recentemente datata con il metodo geocronologico $^{40}\text{Ar} / ^{39}\text{Ar}$ a 3,9 ka [Fedele et al. (2010)].

Questa ricostruzione stratigrafica ha permesso di individuare la successione relativa dei depositi affioranti nella città di Napoli, ma non ha consentito di definire la geocronologia degli eventi vulcanici che ha interessato quest'area. Le datazioni disponibili in letteratura si riferiscono essenzialmente a prodotti provenienti dai Campi Flegrei (Ignimbrite Campana, Tufo Giallo Napoletano, e alcuni depositi da caduta più recenti), mentre mancano dati geocronologici riguardanti il vulcanismo autoctono di Napoli, che, come si evidenzia dai rapporti stratigrafici, ha avuto un'evoluzione temporale molto simile.

3.2 La tecnica geocronologica usata

L'analisi geocronologica è una delle materie fondamentali per le indagini di rischio vulcanico [Gasparini & Mantovani (1984)]. L'età geocronologica delle eruzioni verificatesi nell'area Flegrea è stata

valutata in molti casi mediante il metodo del ^{14}C . Il principale problema analitico, nella datazione attraverso tale metodo, è che, poiché il tempo di dimezzamento del ^{14}C è di 5730 anni, le valutazioni di radioattività saranno abbastanza accurate solo fino a 25000 anni circa. Per tempi più lunghi il livello di radioattività presente nei materiali naturali sarà sempre più basso e si avrà bisogno di un'accuratezza sempre più elevata nelle datazioni [Faure (1986)]. Dato che l'intervallo d'età ipotizzato per i depositi affioranti nell'area napoletana varia da poche migliaia ad un centinaio di anni circa, e la paragenesi di questi prodotti ha originato un elevato tenore in potassio, si è deciso di rieseguire le datazioni mediante il metodo geocronologico $^{40}\text{Ar} / ^{39}\text{Ar}$, esposto in Dalrymple et al. (1981) e Dalrymple (1989). Il ^{40}Ar si ottiene per decadimento radioattivo del ^{40}K , come descritto nella (35):

$$^{40}\text{K} (e^{\lambda t} - 1) = ^{40}\text{Ca}^* + ^{40}\text{Ar}^* \quad (35)$$

In questo decadimento, dove (*) indica che gli isotopi prodotti sono radioattivi e il tempo di dimezzamento è di $1,25 \times 10^9$ anni (sette ordini di grandezza superiore all'intervallo ipotizzato per le datazioni), il ^{40}K decade per lo 89% in ^{40}Ca per emissione di particelle β^- , e per lo 11% in ^{40}Ar per cattura elettronica. Di questi due elementi il ^{40}Ca non può essere usato per datare i depositi, poiché la presenza di fonti estranee esterne dissimulerebbe l'effettiva quantità che ha avuto origine dal ^{40}K . E' necessario quindi impiegare il ^{40}Ar , che, però, essendo radioattivo a sua volta, va confrontato con un altro isotopo stabile come il ^{39}Ar . Questo si ottiene dal ^{39}K per decadimento radioattivo indotto da bombardamento con neutroni veloci. Il tempo di dimezzamento è di 269 anni, ossia circa cinque ordini di grandezza superiore rispetto al tempo che si impiega per le analisi di datazione (~ 1 giorno). Per questo motivo il ^{39}Ar può essere considerato stabile [Faure G. (1986)].

A marzo del 2008, come vincitore di una borsa di studio, bandita dall'Università Federico II per la mobilità dei dottorandi all'estero, è iniziata una collaborazione con il gruppo del professor Andrew Calvert (Volcano Hazards Team, USGS, Menlo Park, California, USA.), presso il quale è stata approfondita questa metodologia di datazione. Questo gruppo di ricerca possiede due specifiche apparecchiature, ossia il reattore nucleare TRIGA installato a Denver nel Colorado [Dalrymple et al. (1981)], e lo spettrometro di massa GLM (Great Little Machine) presente al laboratorio di Menlo Park in California [Dalrymple (1989)]. Durante la collaborazione è stata eseguita la datazione di alcuni depositi vulcanici dell'area Napoletana, le cui età non erano state mai ottenute in precedenza oppure erano state valutate col metodo del ^{14}C . Tali datazioni hanno permesso una conoscenza più accurata della storia eruttiva dell'area vulcanica nel suo complesso.

Le misure delle età sono state ottenute attraverso la preparazione in più passaggi di campioni approntati per la datazione da depositi opportunamente selezionati. Da quattro differenti siti dell'area Napoletana sono stati raccolti diversi blocchi di pomici, da cui sono stati estratti cristalli di feldspato attraverso la frantumazione e la separazione, sia magnetica, sia handpicking. Questi cristalli sono stati ripuliti attraverso un trattamento con acidi e ultrasuoni per eliminare le impurezze. I cinque campioni ottenuti sono stati impacchettati in fogli di Cu, e incapsulati in una fiala di quarzo assieme a pacchetti di feldspato monitor, di cui è nota l'età e la concentrazione di ^{40}Ar . Questa fiala è stata, in seguito, bombardata con neutroni veloci nel reattore TRIGA per produrre ^{39}Ar dal ^{39}K . Durante questi bombardamenti sono state apportate delle correzioni per tener conto di isotopi dell'argon interferenti (Tab. 3.2), prodotti anche dal decadimento degli isotopi del calcio [Breterton (1970)].

Tab. 3.2: Isotopi dell'argon prodotti durante il bombardamento di neutroni

Argon isotope produced	Calcium reaction	Potassium reaction	Argon reaction	Chloride reaction
36	$^{40}\text{Ca}(n, n \alpha)$			
37	$^{40}\text{Ca}(n, \alpha)$	$^{39}\text{K}(n, nd)$	$^{36}\text{Ar}(n, \gamma)$	
38	$^{42}\text{Ca}(n, n \alpha)$	$^{39}\text{K}(n, d)$ $^{41}\text{K}(n, \alpha, \text{decay})$	$^{40}\text{Ar}(n, nd, \text{decay})$	$^{37}\text{Cl}(n, \gamma, \text{decay})$
39	$^{42}\text{Ca}(n, \alpha)$ $^{43}\text{Ca}(n, n \alpha)$	$^{39}\text{K}(n, p)$ $^{40}\text{K}(n, d)$	$^{38}\text{Ar}(n, \gamma)$ $^{40}\text{Ar}(n, d, \text{decay})$	
40	$^{43}\text{Ca}(n, \alpha)$ $^{44}\text{Ca}(n, n \alpha)$	$^{40}\text{K}(n, p)$ $^{41}\text{K}(n, d)$		

Questa procedura ha permesso di ricavare i valori di J_m per i monitor [Dalrymple et al. (1981)] attraverso l'impiego dell'equazione (36):

$$J_m = \frac{e^{\lambda E_m} - 1}{\left(\frac{^{40}\text{Ar}}{^{39}\text{Ar}} \right)_m} \quad (36)$$

I J_m sono stati poi riportati in grafico in funzione dell'altezza relativa nella fiala di ciascun pacchetto, ed è stato eseguito un fit polinomiale dalla cui curva sono stati ricavati i valori di J_c , per i pacchetti di campioni di feldspato da datare mediante la rilevazione dell'argon presente, come mostrato nella Fig. 3.1. I punti rossi con la barra d'errore associata, coincidono coi J_m , mentre i punti verdi corrispondono ai J_c .

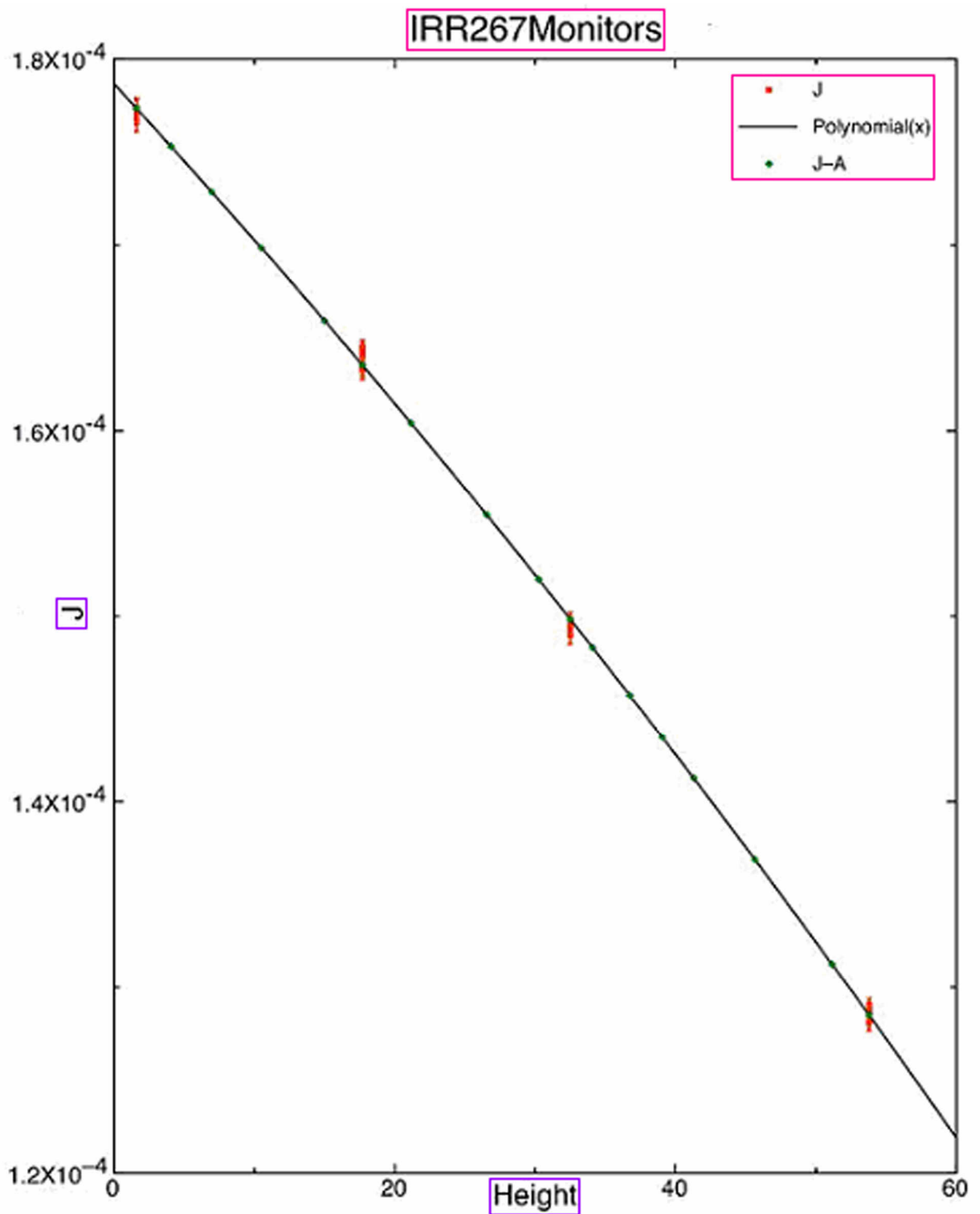


Fig. 3.1: Grafico dei J_c (verdi) e dei J_m (rossi) in funzione dell'altezza nella fiala.

Sui pacchetti di campioni a cui sono stati associati i valori di J_c è stato eseguito, attraverso un esperimento di riscaldamento a temperature fissate sempre crescenti (da $700\text{ }^\circ\text{C}$ a $1400\text{ }^\circ\text{C}$), un rilevamento dell'argon

presente nel feldspato con lo spettrometro GLM. In base alla relazione (37), si è proceduto alla datazione dei campioni associati ai depositi.

$$E_a = \frac{1}{\lambda} \ln \left[\left(\frac{{}^{40}\text{Ar}}{{}^{39}\text{Ar}} \right)_c \times J_c + 1 \right] \quad (37)$$

Nella (37) E_a rappresenta l'età radiometrica ignota del deposito, rispetto a cui è calcolato il rapporto $({}^{40}\text{Ar}/{}^{39}\text{Ar})_c$, e λ la costante di decadimento totale del ${}^{40}\text{K}$, uguale a $5,545 \times 10^{-10}$ (anni)⁻¹ [Faure (1986)]. Un'appropriata correzione deve essere applicata anche in questo caso per gli isotopi dell'argon interferenti [Brereton (1970)]. Questo implica che:

$$\left(\frac{{}^{40}\text{Ar}}{{}^{39}\text{Ar}} \right)_c = \frac{{}^{40}\text{Ar} - 295,50 \times {}^{36}\text{Ar} + 0,07 \times f \times {}^{37}\text{Ar} - 0,01 \times {}^{39}\text{Ar}}{{}^{39}\text{Ar}} \quad (38)$$

Nella (38) f corrisponde al fattore di correzione per il decadimento del ${}^{37}\text{Ar}$. Sono stati infine seguiti due metodi per datare i depositi attraverso la tecnica del riscaldamento incrementale. Il primo ha previsto la valutazione, a diverse temperature, di un'età apparente (apparent age) in funzione del ${}^{39}\text{Ar}$ cumulativo rilasciato (cumulative ${}^{39}\text{Ar}$ released). Dal grafico di tutti i dati acquisiti (Diagramma Spettrale), si è notato che solo quelli iniziali si disponevano lungo una linea orizzontale. Su questi è stata eseguita una media pesata, ricavando così l'età "Weighted Mean Plateau Age (WMPA)" con una precisione di 2σ . Il secondo, invece, è consistito nel calcolare, alle stesse temperature, il rapporto ${}^{40}\text{Ar}/{}^{36}\text{Ar}$ in funzione del rapporto ${}^{39}\text{Ar}/{}^{36}\text{Ar}$. Riportati in grafico tutti i dati ottenuti (Diagramma Isocrono), sono stati interpolati solo quelli alla stessa temperatura dei dati appartenenti alla parte piatta del grafico precedente. E' stata così ottenuta l'età "Isochron Age (IA)", anch'essa con una precisione di 2σ . Generalmente, se le misure dell'età sono corrette, la WMPA e la IA saranno le stesse all'interno degli errori. E' stato inoltre possibile stimare, data l'elevata accuratezza strumentale, tutte le età con errori percentuali minori del 5%. Con lo scopo di controllare che la WMPA e la IA fossero significative, è stato inoltre calcolato il parametro MSWD (Mean Square Weighted Deviation). Quest'ultimo è definito come il rapporto tra la somma dei residui R_i quadrati pesati (con i pesi W_i) e i gradi di libertà $\nu = n - c$ (dove n è il numero di punti, e c quello delle costanti) in base alla (39).

$$\frac{\sum_{i=1}^n (W_i R_i^2)}{(n-c)} \quad (39)$$

Questo parametro deve essere minore di 3.69 per un plateau definito da tre punti ($c = 1$, $v = 2$), e di 5.02 per un'isocrona definita da tre punti ($c = 2$, $v = 1$). Il MSWD decresce progressivamente al crescere del numero di punti e dei gradi di libertà [Wendt & Carl (1991)].

3.3 La strumentazione impiegata

In questo paragrafo sono descritti le caratteristiche e il funzionamento delle due apparecchiature TRIGA [Darymple et al. (1981)] e GLM [Darymple (1989)].

Il TRIGA è un reattore nucleare raffreddato con acqua a 40 °C circa che usa uranio-zirconio ibrido (U-ZrH) come combustibile. Ha la capacità di operare in uno stato stazionario continuo per 1MW di potenza emessa. Per le datazioni $^{40}\text{Ar} / ^{39}\text{Ar}$, le fiale di campioni sono bombardate da due posizioni simmetriche (irradiation spaces, Fig. 3.2), in un ditale centrale d'alluminio (central thimble, Fig. 3.2), mediante il flusso di neutroni veloci ϕ indicato nell'equazione (40).

$$\phi = 3,2 \times 10^{17} (\text{MW} \times \text{m}^{-2} \times \text{s}^{-1}) \quad (40)$$

La reazione nucleare innescata è in sintesi $^{39}\text{K}(n, p)^{39}\text{Ar}$, con una sezione d'urto di $6,5 \times 10^{-30} \text{ m}^2$ per i neutroni con energia termica di 0,6 MeV. La maggior parte dei bombardamenti completi su una fiala di campioni da datare dura dalle 10 alle 40 ore. Le correzioni da apportare per la produzione dal calcio (eq. 41) e dal potassio (eq. 42) degli isotopi dell'argon interferenti sono le seguenti (è trascurabile il fattore derivante dal decadimento del cloro):

$$\left(\frac{^{36}\text{Ar}}{^{37}\text{Ar}} \right)_{\text{Ca}} = (2,64 \pm 0,02) \times 10^{-4} \quad (41a)$$

$$\left(\frac{^{38}\text{Ar}}{^{37}\text{Ar}} \right)_{\text{Ca}} = (3,17 \pm 0,02) \times 10^{-5} \quad (41b)$$

$$\left(\frac{^{39}\text{Ar}}{^{37}\text{Ar}} \right)_{\text{Ca}} = (6,73 \pm 0,04) \times 10^{-4} \quad (41c)$$

$$\left(\frac{^{37}\text{Ar}}{^{39}\text{Ar}} \right)_K = (2,20 \pm 0,07) \times 10^{-3} \quad (42a)$$

$$\left(\frac{^{38}\text{Ar}}{^{39}\text{Ar}} \right)_K = (1,34 \pm 0,02) \times 10^{-2} \quad (42b)$$

$$\left(\frac{^{40}\text{Ar}}{^{39}\text{Ar}} \right)_K = (0,57 \pm 0,07) \times 10^{-2} \quad (42c)$$

Attraverso una linguetta termicamente sensibile, è valutato che la temperatura massima nel ditale è di 90 °C, mentre mediante misure con termocoppie è stimata una temperatura minima di 70 °C. Da queste misure è stato possibile stabilire che la temperatura media è di 80 °C.

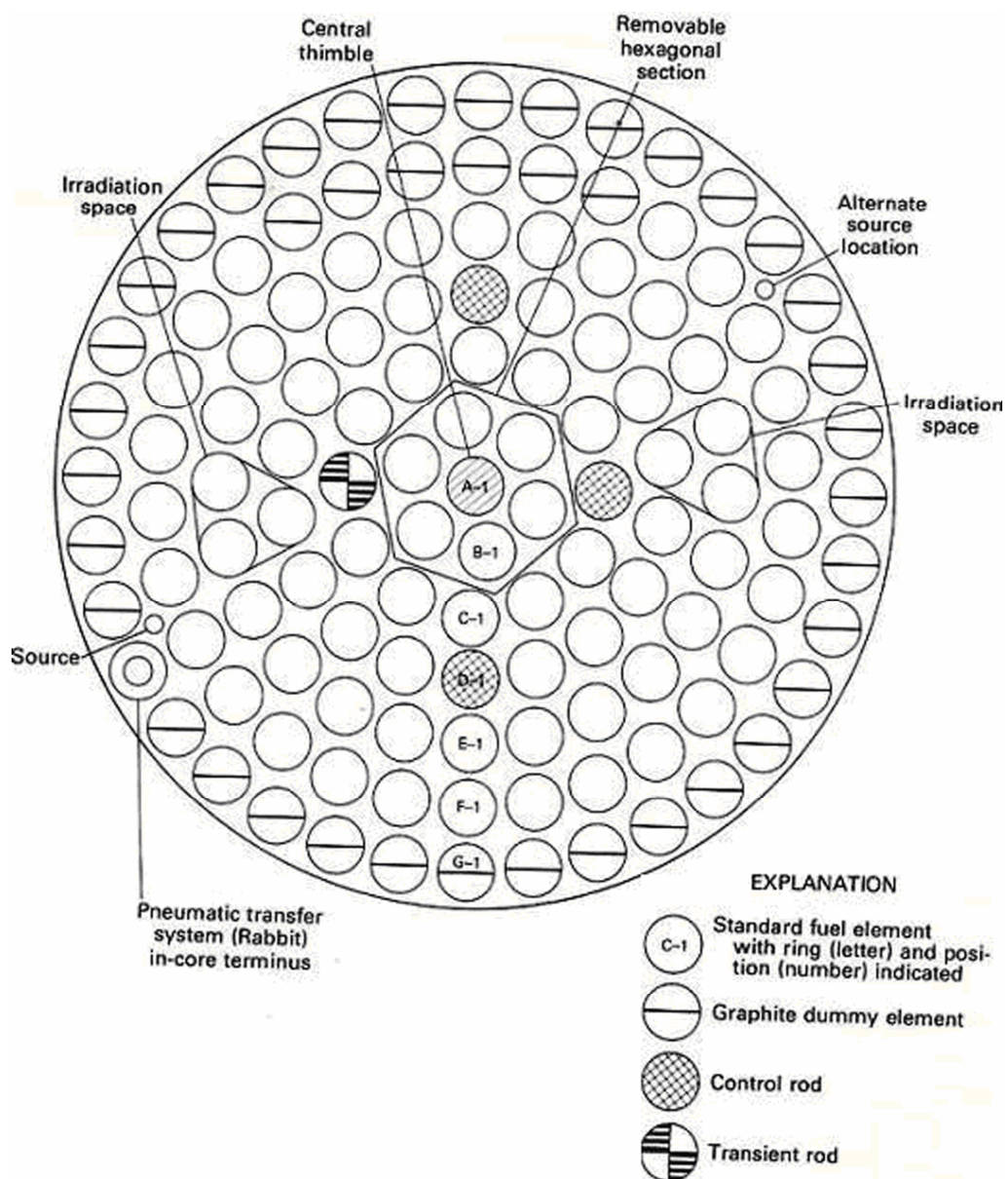


Fig. 3.2: Sezione del reattore nucleare TRIGA installato presso l'USGS.

Il GLM è costituito da un sistema laser (riquadro 1, Fig. 3.3) che emette un fascio collimato di neutroni indirizzato verso la camera del campione (riquadro 2, Fig. 3.3), monitorata da un microscopio (Fig. 3.3) e da una televisione a circuito chiuso (CCTV, Fig. 3.3), da un sistema di pulitura (riquadro 3, Fig. 3.3), e da uno spettrometro di massa, controllato da un computer (riquadro 4, Fig. 3.3).

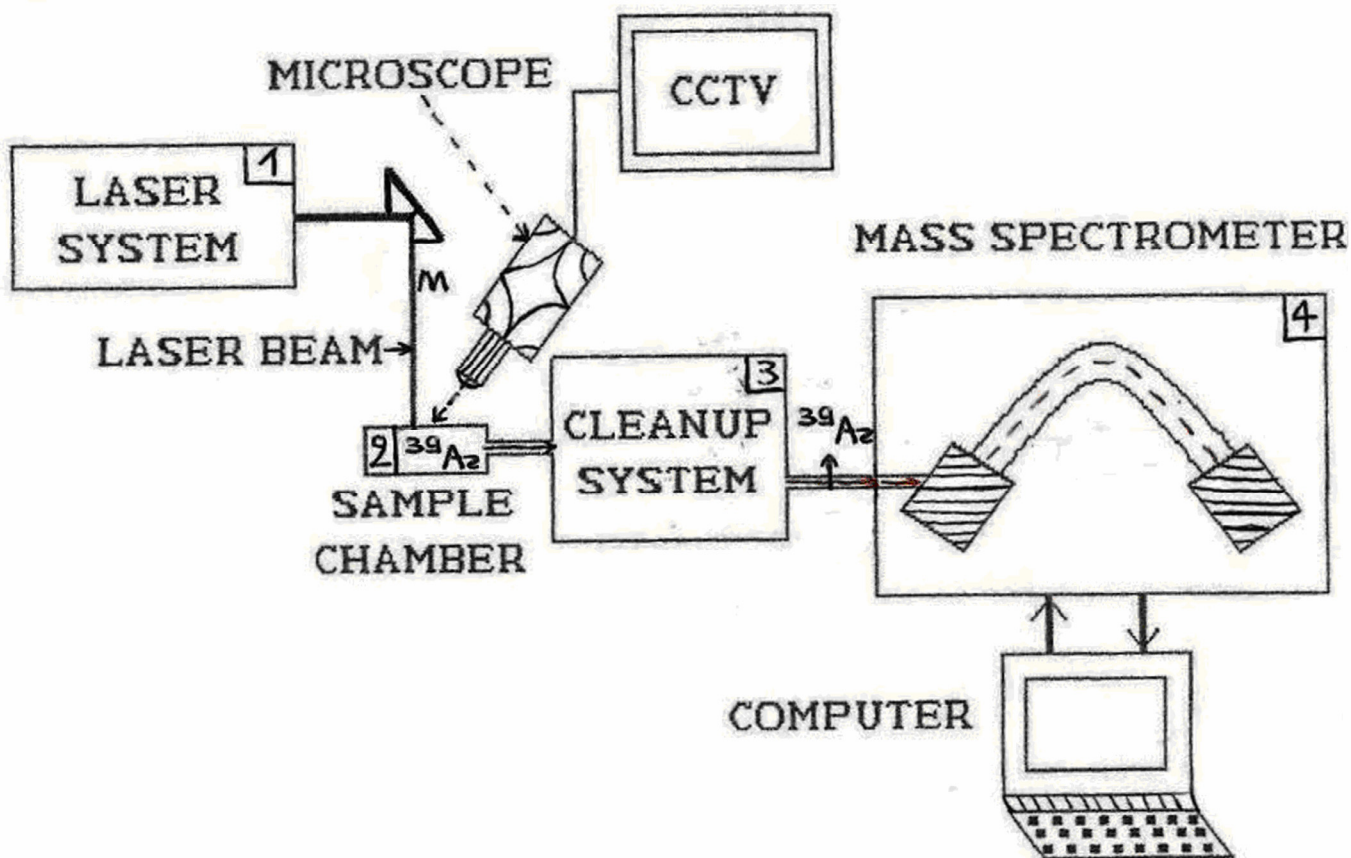


Fig. 3.3: Schema a riquadri della GLM collocata nel laboratorio di Menlo Park dell'USGS.

Il sistema laser consiste di un laser continuo, un espansore di fascio con un'apertura di 23 mm, un direzionatore di fascio, uno smistatore di fascio, un misuratore di potenza e filtri di intensità. Il laser è ad argon ionico con una potenza di 5 W e lunghezze d'onda principali di 488 nm e di 514 nm. Il fascio laser collimato ha un diametro di 1,5 mm ed è diretto verticalmente verso la camera contenente una placchetta di campione. La camera è formata da due flange da vuoto di acciaio puro spesse circa 7 cm della Varian Conflat, ed è attaccata a una piattaforma mobile che permette il movimento interno del fascio di neutroni. Il fascio laser nella camera è allineato da un microscopio coordinato da una CCTV a stato solido della Panasonic. Il campione, contenente anche il ^{39}Ar prodotto dal reattore, è immesso nella camera, dove è riscaldato a varie temperature dal fascio di neutroni. Il ^{39}Ar e gli altri gas liberati passano nel sistema di

pulitura che elimina gli isotopi dell'argon interferenti. Il ^{39}Ar e il ^{40}Ar preservati sono rilevati dallo spettrometro di massa controllato attraverso il software LabVIEW della National Instruments. Il sistema di pulitura consiste di un assorbitore Zr-Al 911-5030 della SAES, costituito da acciaio puro per un volume di circa 175 cm^3 e pompato con una pompa da vuoto da 20 L/s della Varian. Lo spettrometro di massa MAP216 (Mass Analyzer Product 216), del volume di circa 1500 cm^3 , presenta un settore di 90° con un raggio di 15 cm come direzione di focalizzazione e una sensibilità di 1,3 mA/torr. Questo strumento è equipaggiato con un assorbitore Zr-Al GP-50W della SAES, una pompa da vuoto da 30 L/s della Varian e un moltiplicatore d'elettroni (con un potenziale di 2.25 kV, un guadagno di circa $4,2 \times 10^4$ e una sensibilità di $3,5 \times 10^{-14}$ mol/V) della Thorn. L'analizzatore è stato fabbricato e montato in modo da mostrare il più basso possibile rumore di fondo (circa 10^{-17} mol in media) e desorbimento. Presentando anche un'alta sensibilità, esso è più che adeguato per rilevare le concentrazioni degli isotopi. La separazione del campo magnetico, così come ciascun'azione del MAP216, è completamente controllato da un computer della Zenith.

Ogni operazione della GLM dura circa 25 minuti. I 5 minuti iniziali sono impiegati per un blank, durante i quali avviene prima un lungo isolamento dei primi tre blocchi e poi uno breve del quarto blocco. In seguito il sistema è evacuato per 5 minuti con una pompa da vuoto. E' poi isolato per 5 minuti per procedere ad un esperimento di riscaldamento incrementale di un campione da datare geocronologicamente. Per i restanti 10 minuti, infine, il sistema è nuovamente evacuato e riportato allo stato iniziale. Dato che la GLM è molto pulita, la contaminazione atmosferica [vedere l'equazione (26)] è molto bassa, e la percentuale di ^{40}Ar prodotto è normalmente superiore al 99%.

3.4 I risultati delle datazioni $^{40}\text{Ar} / ^{39}\text{Ar}$ dei depositi

In questo paragrafo sono riportate cinque età geocronologiche ottenute mediante la tecnica del riscaldamento incrementale. La selezione delle unità eruttive da datare (attraverso campioni opportunamente preparati) è avvenuta sulla base della presenza nei prodotti di materiale juvenile non alterato caratterizzato da un tenore di feldspato sufficiente per le analisi. A causa dell'assoluta mancanza di dati geocronologici riguardanti il vulcanismo autoctono di Napoli, sono stati selezionati alcuni depositi (Fig. 3.4) che si trovano in periodi temporali precedenti, compresi, e posteriori, alla messa in posto dell'Ignimbrite Campana e del Tufo Giallo Napoletano. I depositi tufacei, invece, sono stati scartati, essendo poco adatti alla datazione a causa dell'elevata alterazione dovuta ad incipienti processi di

zeolitizzazione. Tuttavia, la presenza di bombe juvenili inalterate in questi depositi può permettere in alcuni casi la loro datazione diretta.

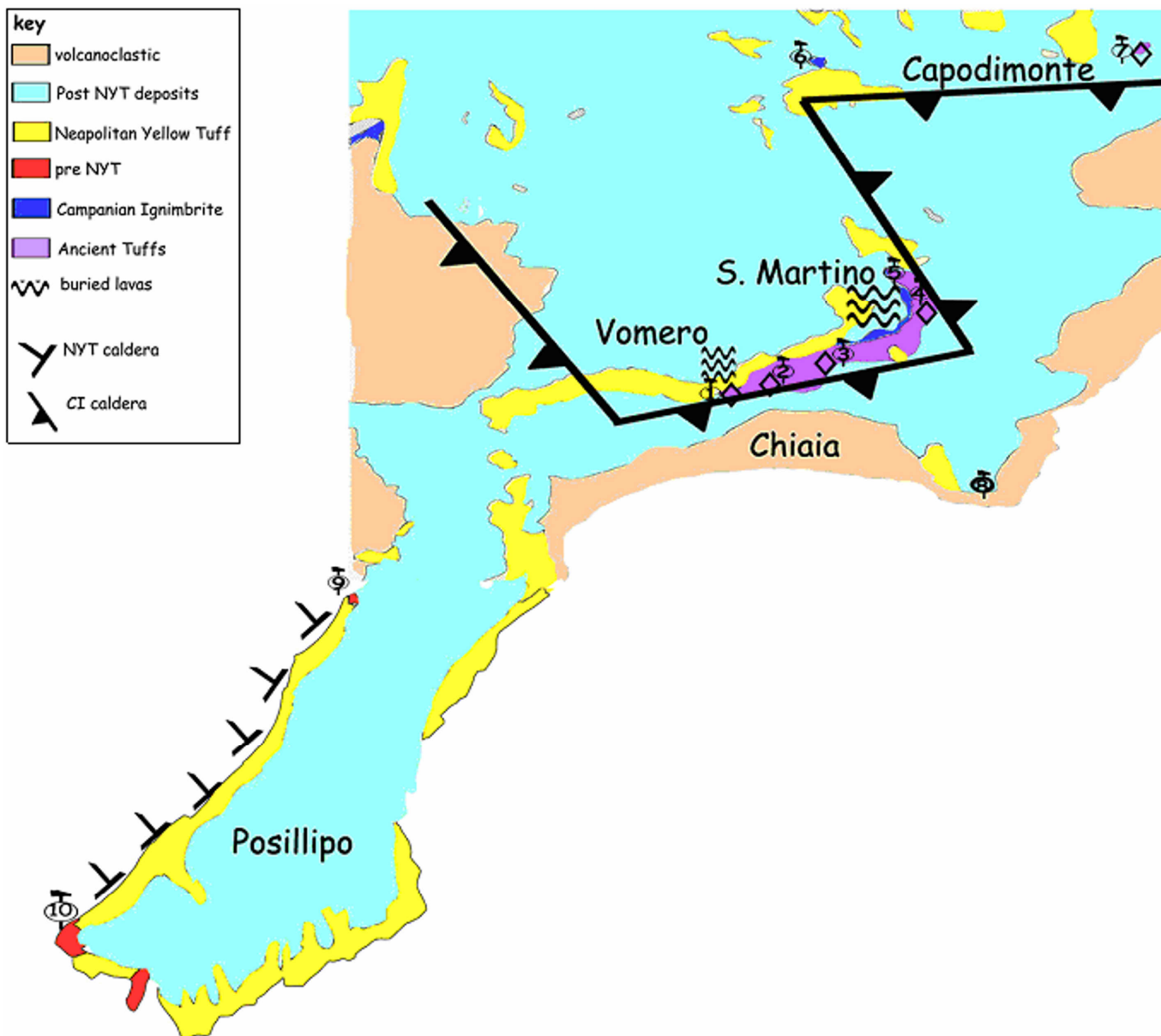


Fig. 3.4: Schema geologico semplificato, con la traccia del bordo calderico dell'Ignimbrite Campana e del Tufo Giallo Napoletano, modificato da Cole et al. (1994) e Perrotta et al. (2006).

I martelli numerati indicano l'ubicazione delle colonne stratigrafiche, riportate nella Fig. 3.5.

I rombi, invece, la collocazione dei centri eruttivi più antichi dell'Ignimbrite Campana.

In Fig. 3.4 è riportata l'ubicazione delle successioni piroclastiche campionate per la datazione geocronologica. L'altezza esatta alla quale sono stati prelevati i campioni è riportata al fianco delle colonne stratigrafiche illustrate in Fig. 3.5.

Stratigraphic columns

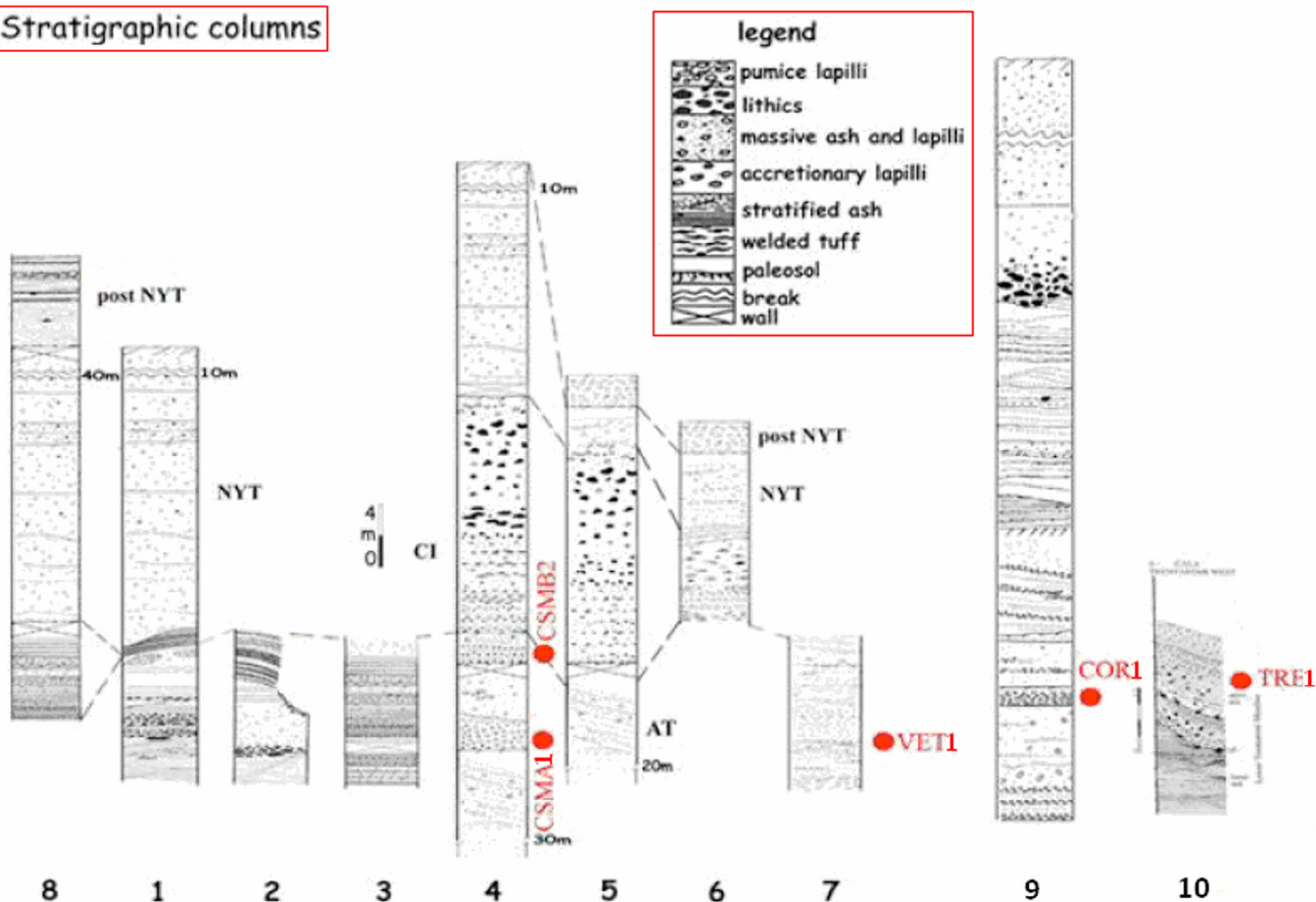


Fig. 3.5: Colonne stratigrafiche nell'area napoletana. In rosso i campioni prelevati per le datazioni geocronologiche $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ [modificata da Perrotta et al. (2006)]

Nella Tab. 3.3 sono riportati in viola tutti i campioni datati col metodo geocronologico $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$. I primi due campioni, COR-1 e TRE-1, sono stati prelevati a letto del Tufo Giallo Napoletano. I rapporti stratigrafici con il tufo sono ben visibili e questo permette di definire un limite cronologico superiore a 15 ka (età $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ del Tufo Giallo Napoletano). I campioni CSMB2 e CSMA1 sono stati prelevati a letto della successione prossimale dell'Ignimbrite Campana [Perrotta & Scarpati (1994)] e pertanto hanno un limite cronologico superiore di 39 ka (età $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ dell'Ignimbrite Campana). Infine, il campione VET1 proviene da un affioramento di limitate dimensioni ai piedi della collina di Capodimonte (Fig. 3.4). Questo deposito è sicuramente sottoposto al Tufo Giallo Napoletano, mentre i rapporti stratigrafici con l'Ignimbrite Campana non sono stati osservati.

Tab. 3.3: Unità eruttive affioranti nell'area urbana napoletana e sigle dei campioni prelevati

Dove vi è il # significa che non è stato prelevato alcun campione per la datazione

	Descrizione	Campioni
U N I T À E R U T T I V E	Depositi rimaneggiati	#
	Ceneri e lapilli pomicei separati da paleosuoli	#
	Vulcano di Nisida	#
	Vulcano di Monte Echia	#
	Tufo Giallo Napoletano	#
	Livelli di cenere e lapilli pomicei	#
	Deposito di cenere stratificata	#
	Deposito di pomici da caduta stratificato	COR1
	Vulcano di Trentaremi	TRE1
	Ignimbrite Campana	#
	Depositi di pomici da caduta	CSMB2
	Vulcano di Capodimonte	VET1
	Ceneri e lapilli pomicei separati da paleosuoli	CSMA1
	Vulcano di S. Sepolcro	#
	Vulcano di Funicolare di Chiaia	#
	Vulcano di Parco Margherita	#
Vulcano di Parco Grifeo	#	

Il campione COR-1 è stato prelevato in Via Coriolano (colonna stratigrafica 9 nelle Figg. 3.4 e 3.5), nel quartiere di Fuorigrotta. In quest'area affiora una successione di depositi piroclastici separati da paleosuoli a letto del Tufo Giallo Napoletano. La granulometria e la facies di questi piroclasti indicano una deposizione distale rispetto ai centri eruttivi di probabile origine nell'area Flegrea. Il campione è stato prelevato alla base della successione affiorante in un deposito di lapilli pomicei e frammenti scoriacei ben sortiti. Per la datazione sono state selezionate pomici di colore grigio chiaro che mostrano un buon grado di vescicolazione. Nella Fig. 3.6 sono riportati il diagramma spettrale e isocrono per il campione.

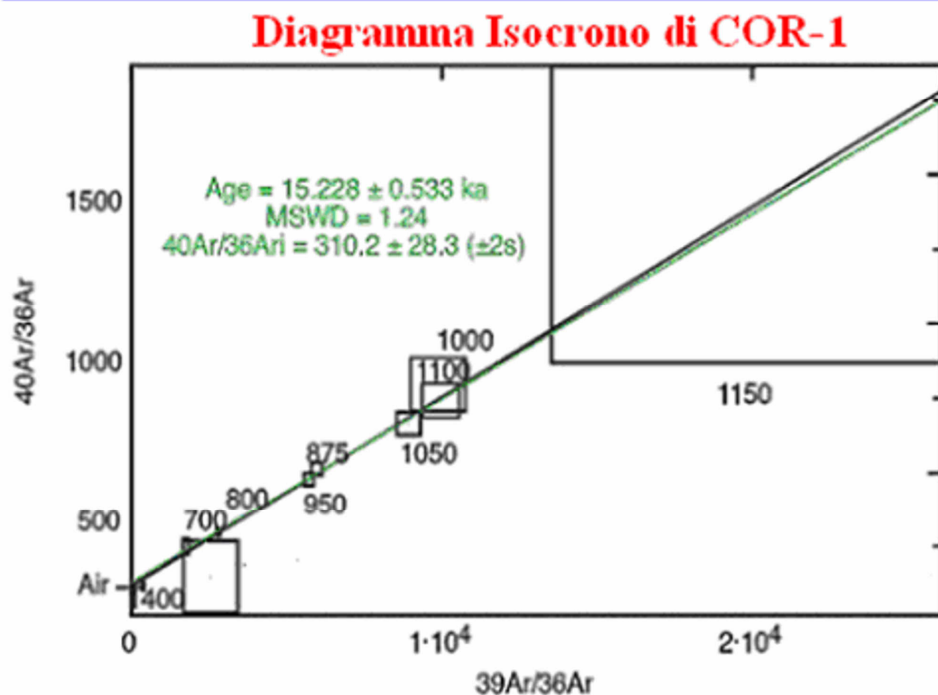
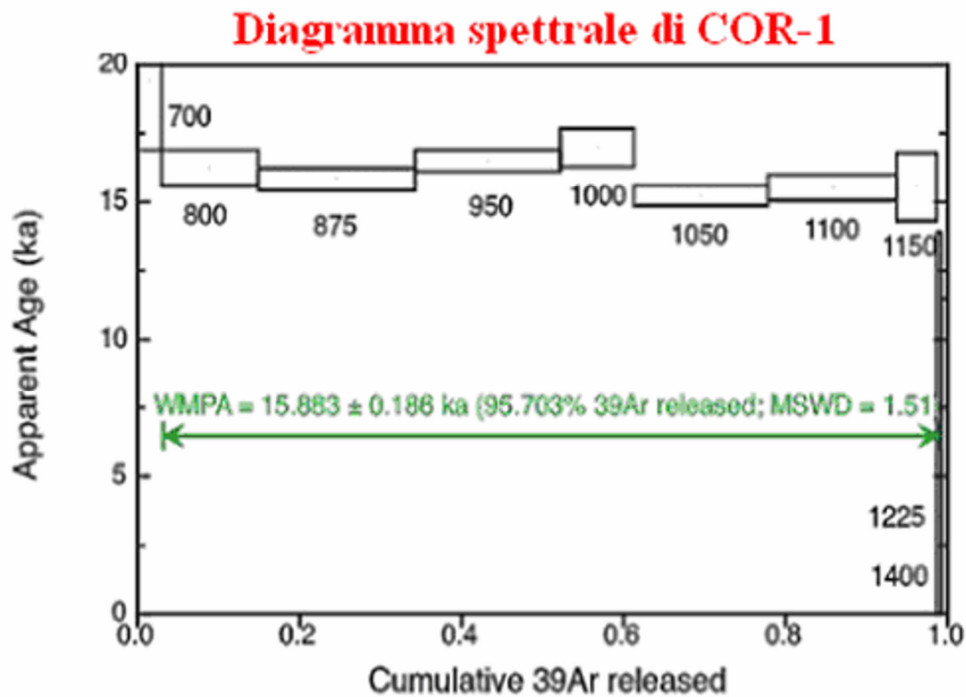


Fig. 3.6: Diagrammi riguardanti la determinazione delle età per il deposito COR-1.

Dal diagramma spettrale è possibile ricavare un'età WMPA di $(15,88 \pm 0,19)$ ka e una IA di $(15,23 \pm 0,53)$ ka. Le due età coincidono all'interno delle loro imprecisioni e presentano errori percentuali dello 1,2% e del 3,5%.

Il campione TRE-1 è stato raccolto in corrispondenza della spiaggia di Trentaremi, all'estremità sud-occidentale di Posillipo (Fig. 3.4). In questa località affiorano, ricoperti in discordanza da una spessa

coltre di Tufo Giallo Napoletano, i resti, profondamente incisi dall'azione del mare, del vulcano di Trentaremi. Il campione è stato prelevato nella parte intermedia della successione (upper unit del Lower Trentaremi Member di Cole et al. (1994), cs 10 in Fig. 3.5). Il deposito è stratificato, i livelli sono discontinui lateralmente e localmente mostrano gradazione inversa. Balistici juvenili e di origine litica sono molto diffusi. Per la datazione sono stati selezionati blocchi pomicei con un diametro maggiore di 20 cm. Nella Fig. 3.7 sono riportati il diagramma spettrale e isocrono per il campione.

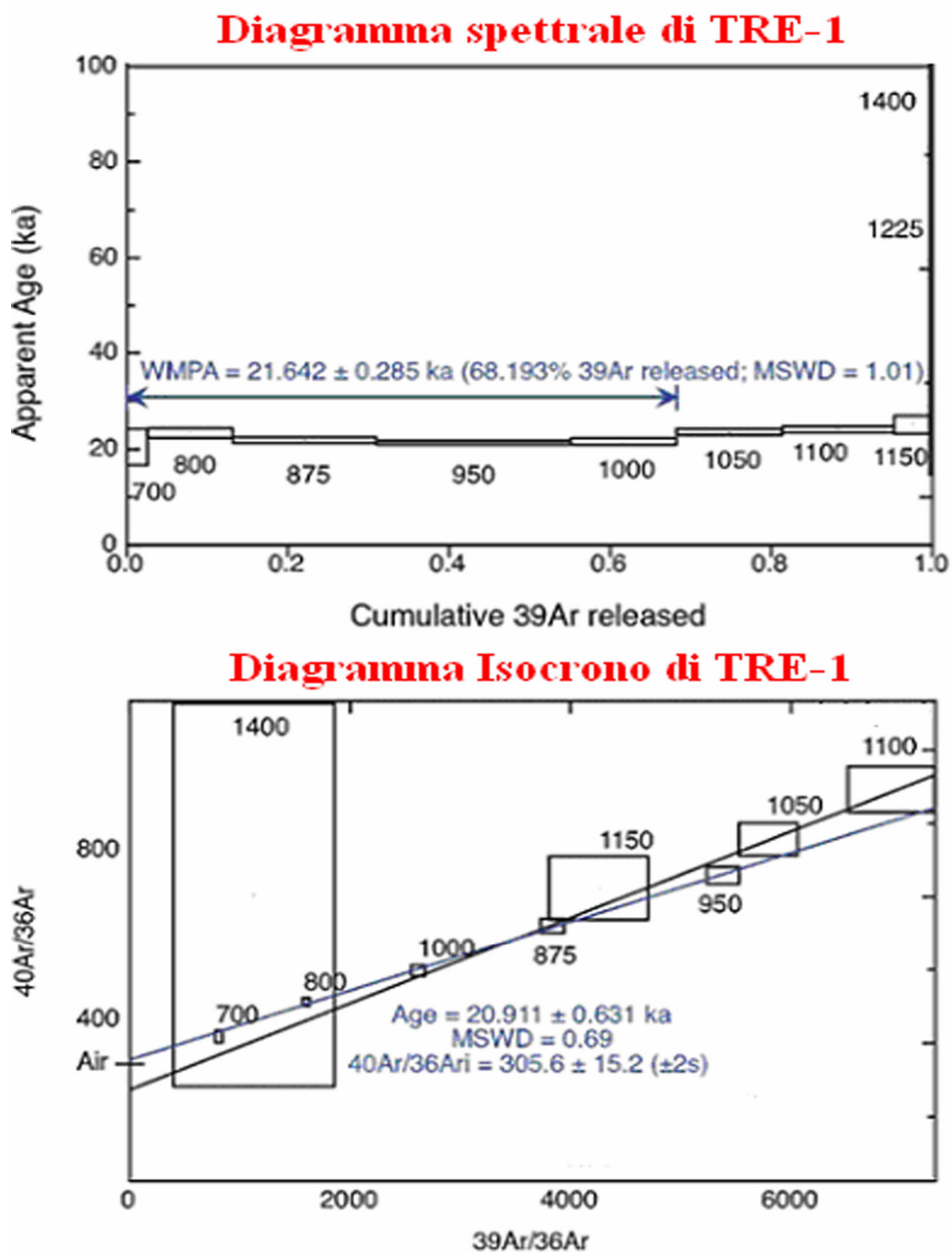


Fig. 3.7: Diagrammi riguardanti la determinazione delle età per il deposito TRE-1.

Dal diagramma spettrale è possibile ricavare un'età WMPA di $(21,64 \pm 0,28)$ ka e una IA di $(20,91 \pm 0,63)$ ka. Le due età coincidono all'interno delle loro imprecisioni e presentano errori percentuali dello 1,3% e del 3,0%.

Sul versante meridionale della collina di San Martino (Fig. 3.4) affiora una spessa successione di depositi piroclastici incoerenti alla base dell'Ignimbrite Campana in facies prossimale (Breccia Museo). Il campione CSM-B2 è stato prelevato in un deposito stratificato di lapilli pomicei, grossolano e ben sortito che si trova immediatamente alla base della Breccia Museo, separato da quest'ultima da un paleosuolo (Fig. 3.5). Per la datazione sono stati selezionati clasti juvenili (pomici grigie) che mostrano un buon grado di vescicolazione. Nella Fig. 3.8 sono riportati il diagramma spettrale e isocrono per il campione.

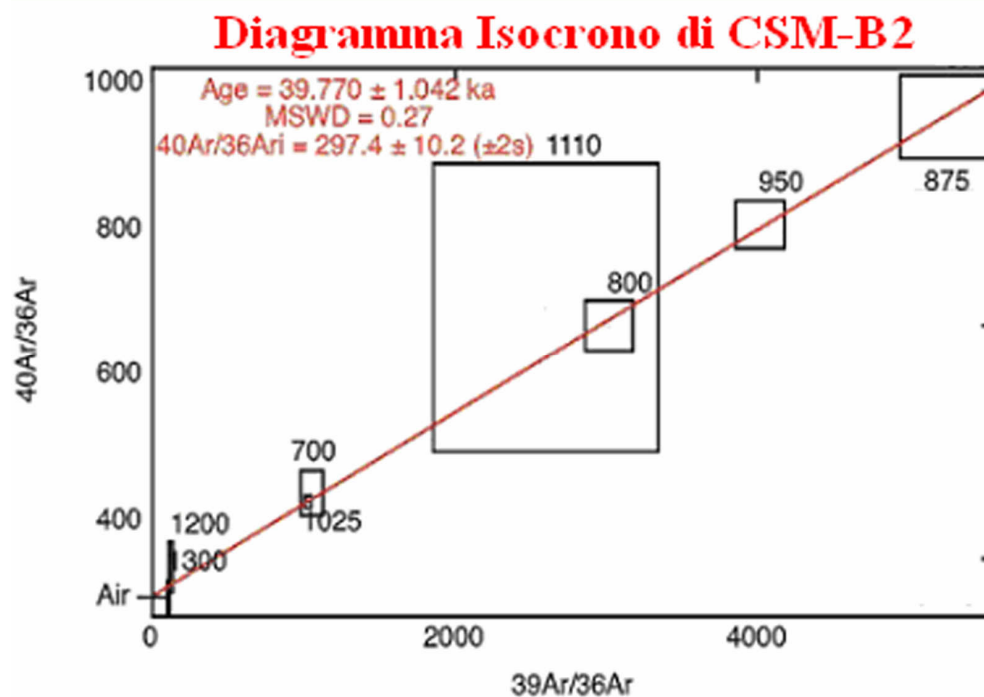
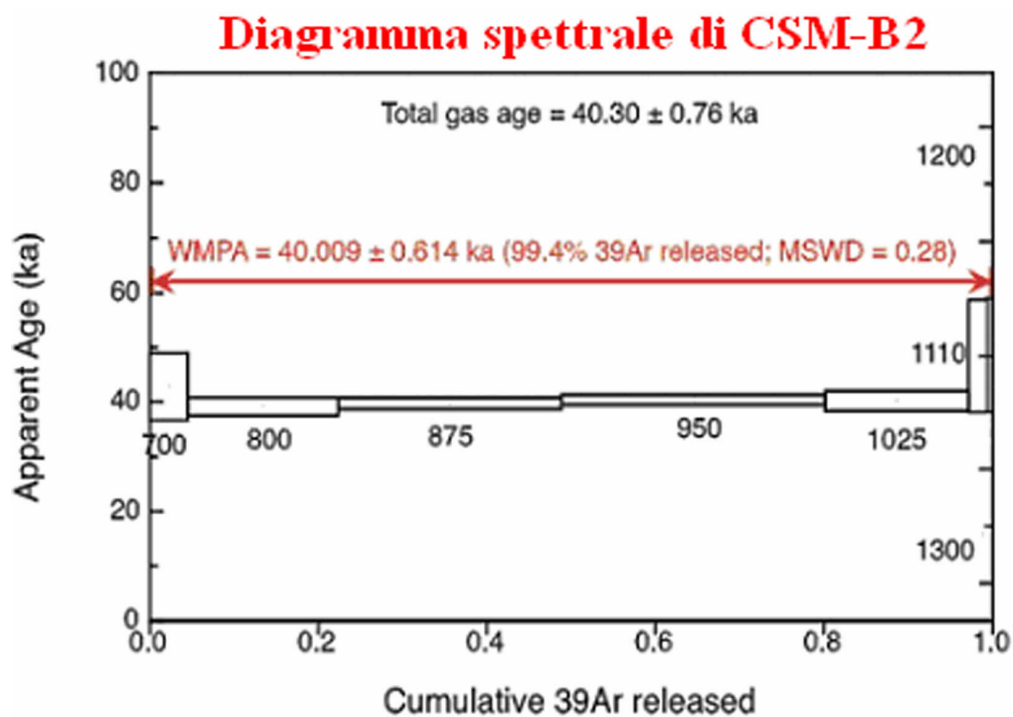


Fig. 3.8: Diagrammi riguardanti la determinazione delle età per il deposito CSM-B2.

Dal diagramma spettrale è possibile ricavare un'età WMPA di $(40,01 \pm 0,61)$ ka e una IA di $(39,77 \pm 1,04)$ ka. Le due età coincidono all'interno delle loro imprecisioni e presentano errori percentuali dello 1,5% e del 2,6%.

I resti di un piccolo edificio vulcanico affiorano ai piedi della collina di Capodimonte (Fig. 3.4). Il centro eruttivo è formato da un tufo stratificato formato da una successione di livelli di cenere e lapilli.

Numerose bombe vulcaniche, sia juvenili, sia litiche, sono ampiamente diffuse a varie altezze stratigrafiche (Fig. 3.5). Per la datazione sono stati selezionati ed estratti manualmente blocchi juvenili (campione VET-1) che non sono apparentemente zeolitizzati e litificati come il deposito che li circonda. Nella Fig. 3.9 sono riportati il diagramma spettrale e isocrono per il campione.

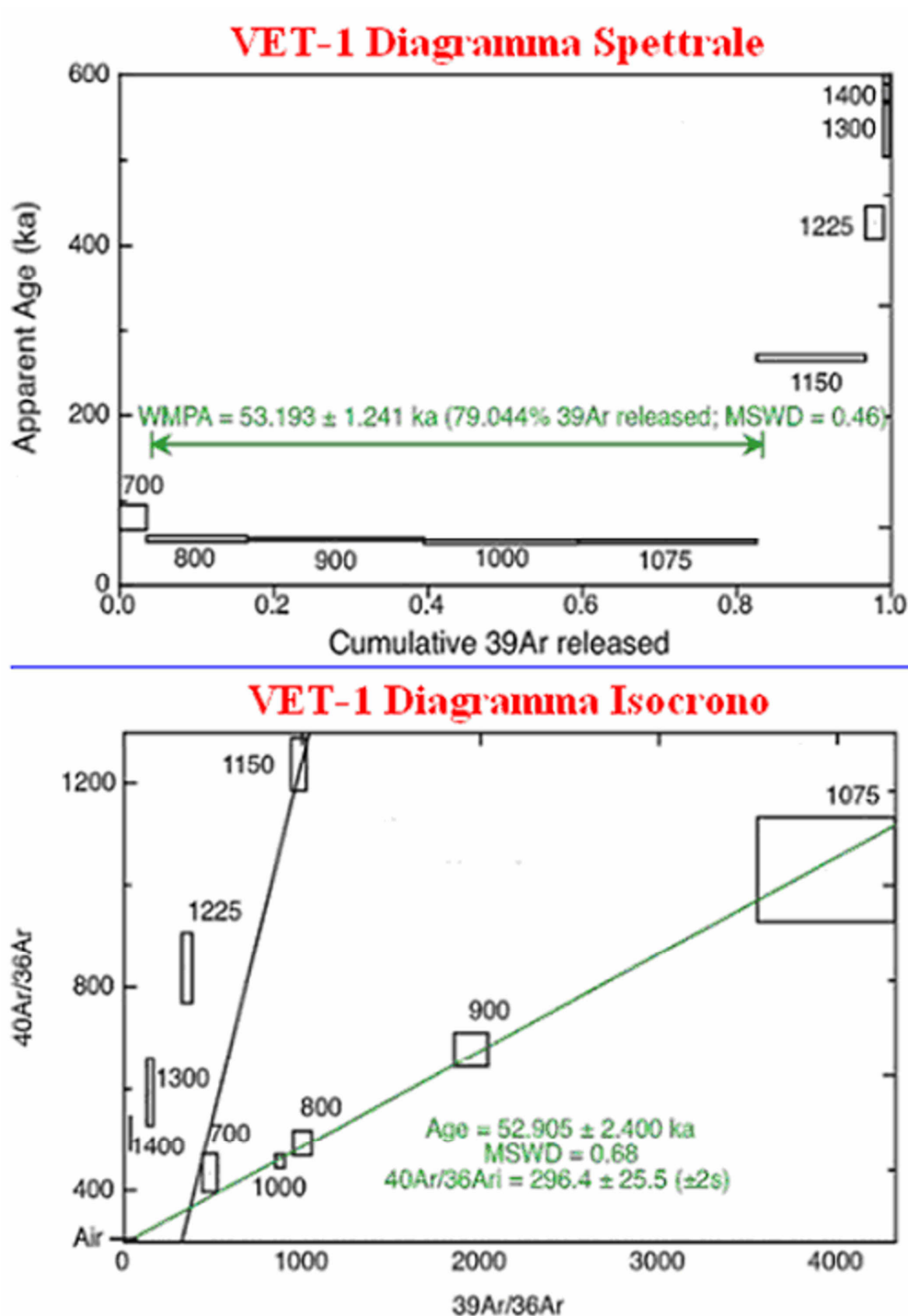


Fig. 3.9: Diagrammi riguardanti la determinazione delle età per il deposito VET-1.

Dal diagramma spettrale è possibile ricavare un'età WMPA di $(53,19 \pm 1,24)$ ka e una IA di $(52,91 \pm 2,40)$ ka. Le due età coincidono all'interno delle loro imprecisioni e presentano errori percentuali del 2,3% e del 4,5%.

L'ultimo campione datato è stato prelevato nella successione affiorante sul versante meridionale della collina di San Martino (Fig. 3.4), alla base della successione stratigraficamente compresa tra il vulcano di San Sepolcro e l'Ignimbrite Campana. Il deposito da cui è stato prelevato il campione CSM-A1 poggia direttamente sui tufi stratificati, alterati e pedogenizzati alla sommità, del vulcano di San Sepolcro (Fig. 3.5). Per la datazione sono stati selezionati lapilli pomicei da uno spesso strato da caduta, ben sortito. In Fig. 3.10 sono riportati il diagramma spettrale e isocrono per il campione.

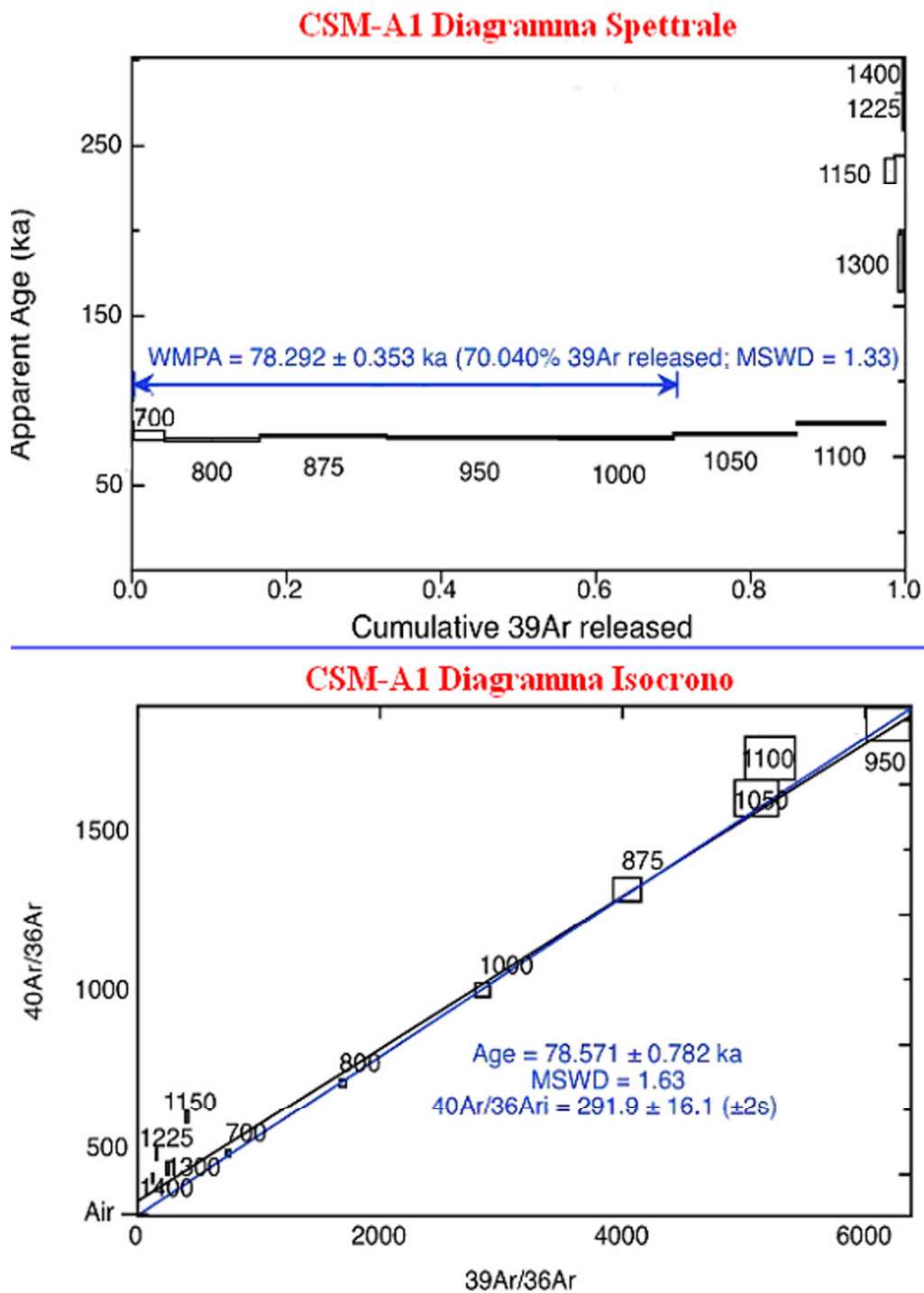


Fig. 3.10: Diagrammi riguardanti la determinazione delle età per il deposito CSM-A1.

Dal diagramma spettrale è possibile ricavare un'età WMPA di $(78,29 \pm 0,35)$ ka e una IA di $(78,57 \pm 0,78)$ ka. Le due età coincidono all'interno delle loro imprecisioni e presentano errori percentuali dello 0,4% e dello 1,0%.

3.5 Evoluzione temporale del vulcanismo napoletano

I risultati geocronologici presentati contribuiscono in modo sostanziale alla definizione nella regione Campania dell'evoluzione temporale del vulcanismo autoctono della città di Napoli e più in generale dei Campi Flegrei. L'area urbana Napoletana rappresenta una porzione rilevante (circa un terzo) dei Campi Flegrei ed è sede di un vulcanismo diffuso e continuo, che ha prodotto numerosi centri eruttivi che costituiscono la struttura delle colline che rendono universalmente apprezzato il paesaggio cittadino. La ricostruzione della storia vulcanica di questa regione è resa difficile dalla scarsità di affioramenti e dalla mancanza, precedentemente a questa tesi, di riferimenti geocronologici adeguati. Negli ultimi anni approfondite ricerche stratigrafiche hanno permesso di definire un quadro sufficientemente compiuto delle relazioni tra i diversi corpi affioranti. La scansione temporale di tutto il vulcanismo autoctono era in precedenza legata alle relazioni con gli unici due depositi datati, associati ai principali episodi eruttivi dei Campi Flegrei: l'Ignimbrite Campana (39 ka) e il Tufo Giallo Napoletano (15 ka). E' evidente che con questo schema siano state definite delle ampie fasce temporali in cui cadevano i tanti eventi eruttivi che sono avvenuti in questo settore orientale dei Campi Flegrei. Le nuove datazioni permettono invece di collocare in un arco temporale più ampio l'attività vulcanica napoletana e definire una sequenza eruttiva più articolata di quella presente in letteratura [Orsi et al. (1996), Scandone et al. (2006), Bellucci et al. (2006), Perrotta et al. (2006)]. Nella Tab. 3.4 sono riportate le datazioni di tutti i depositi campionati, che rientrano in un intervallo temporale di circa 80 ka.

Tab. 3.4: Età geocronologiche dei cinque campioni datati

Campione	Località	Materiale	Età di Plateau	Età Isocrona
COR-1	Via Coriolano (Fuorigrotta)	Feldspato	15,88 ± 0,19 ka	15,23 ± 0,53 ka
TRE-1	Trentaremi (Coroglio)	Feldspato	21,64 ± 0,28 ka	20,91 ± 0,63 ka
CSM-B2	San Martino (Vomero)	Feldspato	40,01 ± 0,61 ka	39,77 ± 1,04 ka
VET-1	Veterinaria (Capodimonte)	Feldspato	53,19 ± 1,24 ka	52,91 ± 2,40 ka
CSM-A1	San Martino (Vomero)	Feldspato	78,29 ± 0,35 ka	78,57 ± 0,78 ka

I prodotti più antichi, ossia piroclasti da caduta in facies prossimale, risalgono a circa 78 ka, un'età maggiore di ben 18 ka dalla più antica datazione esistente in letteratura [Pappalardo et al. (1999)] determinata per dei piroclasti affioranti lungo il bordo settentrionale dei Campi Flegrei. Giacché il deposito datato poggia sul cono di tufo di San Sepolcro, è evidente come questo centro eruttivo, e i prodotti effusivi sepolti al di sotto, risalgono a un'attività anteriore a 78 ka. L'unico vulcano autoctono datato direttamente, grazie alla presenza di bombe juvenili, è quello di Capodimonte. L'età di 53 ka testimonia di un'attività esplosiva ancora più antica dell'Ignimbrite Campana all'estremità orientale del

campo vulcanico. L'ultimo deposito datato pre Ignimbrite Campana ha circa 40 ka. In questo caso la presenza di un paleosuolo tra questo deposito e la sovrastante Breccia Museo esclude che possa trattarsi di una fase iniziale dell'eruzione dell'Ignimbrite Campana. Questa eruzione mise in posto 39 ka fa un volume stimato di circa 300 km³ di materiale piroclastico su un'area vasta oltre 30.000 km² [Barberi et al. (1978), Rosi & Sbrana (1987), Orsi et al. (1996), Perrotta & Scarpati (2003)]. Essa, inoltre, determinò un vasto sprofondamento calderico che include i Campi Flegrei e la parte meridionale della città di Napoli [Orsi et al. (1996), Perrotta et al. (2006)]. Tra 39 ka e 15 ka (età dell'Ignimbrite Campana e del Tufo Giallo Napoletano), i Campi Flegrei furono caratterizzati da una moderata attività di tipo esplosivo [Orsi et al. (1996)]. E' proprio in questo intervallo temporale che si è verificata la formazione del vulcano di Trentaremi (21 ka) e l'accumulo di prodotti da caduta in facies prossimale nell'area di Posillipo (circa 16 ka). Questi centri eruttivi, insieme al vulcano del Chiatamone (completamente sepolto nell'area di Chiaia dal successivo Tufo Giallo Napoletano), testimoniano il proseguire dell'attività esplosiva nella città di Napoli dopo l'eruzione dell'Ignimbrite Campana. Circa 15 ka fa, l'eruzione del Tufo Giallo Napoletano mise in posto 50 km³ di materiale piroclastico e determinò il collasso di una seconda caldera [Scarpati et al. (1993)]. Il bordo orientale di questa caldera attraversa l'area urbana Napoletana ed è visibile lungo il margine nord-occidentale della collina di Posillipo (Fig. 3.4). Il Tufo Giallo Napoletano ricopre con uno spessore variabile da alcune decine a centinaia di metri l'intera area Napoletana. Successivamente a quest'ultima grande eruzione freatopliniana, si sono osservati dei periodi di intensa attività, quasi esclusivamente esplosiva, all'interno del bordo della caldera del Tufo Giallo Napoletano [Rosi & Sbrana (1987), De Vito et al. (1999)]. Le eruzioni di Monte Echia e di Nisida testimoniano la persistenza dell'attività vulcanica esplosiva, dopo l'eruzione del Tufo Giallo Napoletano, ben all'interno dei confini urbani di Napoli.

La definizione dell'evoluzione temporale del vulcanismo nell'area Napoletana è indispensabile per le valutazioni sul rischio vulcanico in questa zona. Le analisi geocronologiche modificano significativamente le ricostruzioni precedenti prospettando una dinamica più complessa per il campo vulcanico Flegreo ed in particolare per l'area urbana Napoletana.

Conclusioni

Questo studio fornisce un contributo alla comprensione del vulcanismo Campano attraverso l'applicazione di approcci quantitativi, quali la modellizzazione delle correnti piroclastiche sulla base di simulazioni numeriche e la datazione geocronologica di alcuni depositi vulcanici.

Le numerose simulazioni numeriche effettuate con GMFIX hanno permesso di riprodurre un ampio spettro di caratteristiche riguardanti la dinamica del trasporto delle CDP, che sono notevolmente istazionarie e non uniformi. Esse, infatti, sono sia waxing sia waning, e inoltre mostrano una netta stratificazione verticale della concentrazione. E' evidente, in tutti i casi analizzati, lo sviluppo rapido di una parte basale sottile a concentrazione relativamente elevata sotto la porzione rimanente di CDP più diluita e turbolenta. Questa struttura delle CDP suggerisce che il meccanismo di sedimentazione è funzione dei processi attivi nella parte inferiore (livello limite, o SL [Branney & Kokelaar (2002)]) che si addensa nel tempo, mentre la parte superiore si diluisce e si espande. L'addensamento dello SL è sicuramente condizionato dai valori che la concentrazione volumetrica assume affinché abbia inizio la collisione e la frizione delle particelle solide. La diluizione della parte superiore, nonché la formazione dei pennacchi convettivi durante la propagazione della CDP, sono invece controllate dagli effetti termici. Tra le varie tipologie di SL discussi in letteratura [Branney & Kokelaar (2002)], è stato studiato principalmente quello trattivo, da cui hanno origine i depositi con facies stratificata. Queste strutture riprodotte possono essere comparate ai meccanismi di trasporto e messa in posto di CDP di eruzioni flegree e vesuviane. Le simulazioni hanno quindi permesso di riprodurre alcuni processi di trasporto avvenuti durante le eruzioni del Tufo Giallo Napoletano nei Campi Flegrei, e del 79 d.C. al Vesuvio, così come alcune fasi che hanno caratterizzato la formazione dei piccoli coni di Trentaremi e Capodimonte. E' importante notare come la formazione di facies stratificate non sia in alcuna maniera correlata alla magnitudo dell'eruzione, ma soltanto allo sviluppo di opportune condizioni deposizionali all'interno della CDP. L'impiego di codici basati sui flussi granulari completamente multifase, per l'elaborazione delle simulazioni delle eruzioni esplosive sostenute e collassanti, rappresenta un avanzamento molto significativo non solo per la comunità vulcanologica, ma anche per quella computazionale.

Inoltre, sono state eseguite cinque datazioni geocronologiche con il metodo del $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ su depositi piroclastici affioranti nell'area urbana Napoletana. Grazie a queste datazioni è possibile retrodatare l'inizio dell'attività eruttiva ad oltre 78 ka, ben 18 ka prima della più antica datazione ottenuta nei Campi Flegrei [60 ka da piroclasti affioranti lungo il limite settentrionale del campo vulcanico, Pappalardo et al. (1999)]. La presenza di un vulcanismo precedente all'Ignimbrite Campana è confermata

da altri due depositi vulcanici con un'età superiore ai 39 ka. Il vulcanismo è ancora presente in quest'area nell'intervallo temporale compreso tra i due grandi eventi eruttivi dell'Ignimbrite Campana (39 ka) e del Tufo Giallo Napoletano (15 ka). Evidenze stratigrafiche mostrano infine la presenza di un'attività vulcanica più recente del Tufo Giallo Napoletano, ma la natura tufacea dei depositi li rende poco adatti per questo tipo di analisi metodologica. Le datazioni $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ ad alta precisione per l'analisi dell'evoluzione eruttiva dell'area Napoletana, in accordo con Kitagawa & Van Der Plicht (1998), sono indispensabili per la ricostruzione dell'evoluzione eruttiva dell'area Napoletana, poiché quelle precedentemente ottenute col metodo del ^{14}C , già per età maggiori di 10 ka, risultano essere significativamente più giovani dell'età reale.

E' molto probabile che un'eruzione futura sia simile ad un'eruzione passata. E' quindi necessaria una completa comprensione dei fenomeni eruttivi e della loro frequenza per la valutazione della pericolosità. La determinazione dell'età geocronologica delle eruzioni Napoletane e la modellizzazione di alcune tipologie di correnti piroclastiche che hanno interessato il distretto vulcanico Flegreo, rappresentano quindi un elemento fondamentale per la realizzazione di specifiche carte di pericolosità vulcanica dell'area Napoletana ed un contributo significativo alla mitigazione del rischio.

Bibliografia

- Anderson K. G., and Jackson R. (1992): “A comparison of the solutions of some proposed equations of motion of granular materials for fully developed flow down inclined planes”, *J. Fluid Mech.*, 241, 145–168.
- Anderson T., and Jackson R. (1967): “A fluid mechanical description of fluidized beds”, *I&EC Fundamentals*, 6, 527-539
- Andrews B. J., and Gardner J. E. (2009): “Turbulent dynamics of the 18 May 1980 Mount St. Helens eruption column”, *Geology*, 37, 895-898
- Barberi F., Innocenti F., Lirer L., Munno R., Pescatore T., and Santacroce R. (1978): “The Campanian Ignimbrite: a major pyroclastic eruptions in the Neapolitan area (Italy)”, *Bull. Volcanol.*, 41, 1-22
- Blong, R.J. (1984): “Volcanic hazards: a sourcebook on the effects of eruptions”, Academic Press, Australia, 1-424
- Beals M., Gross L., and Harrell S. (2000): “Cell aggregation and sphere packing”, <http://www.tiem.utk.edu/~gross/bioed/webmodules/spherepacking.htm>, 1-5
- Bellucci F., Milia A., Rolandi G. and Torrente M.M. (2006): “Structural control on the Upper Pleistocene ignimbrite eruptions in the Neapolitan area (Italy): volcano tectonic faults versus caldera faults”. In: B. De Vivo (Ed.), *Volcanism in the Campania Plain: Vesuvius, Campi Flegrei and Ignimbrites*, Elsevier B.V., 163-180
- Bonadonna C., Ernst G., and Sparks R. (1998): “Thickness variations and volume estimates of tephra fall deposits: the importance of Reynolds number”, *J. Volc. Geotherm. Res.*, 173-187
- Boyle E. J., Sams W. N., and Cho S. M. (1998): “MFIIX validation studies from December 1994 to January 1995”, FETC-97/1042, CRADA PC94–026, U.S. Dep. of Energy, Washington, D. C.
- Branney M., and Kokelaar P. (2002): “Pyroclastic density currents and the sedimentation of ignimbrites”, *Geol. Soc. Mem.*, 27, 1-14
- Brereton N. R. (1970) “Corrections for interfering isotopes in the $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ dating method”, *Earth and Planetary Science Letters*, 8, 427-433
- Bridges R. (1998): “Energy conservation and restitution in inelastic collisions - a simple model”, *Phys. Educ.*, 33, 311-315

- Brown G. & Roshko A. (1974): “On density effect and large structure in turbulent mixing layers”, *J. Fluid. Mech.*, 64, 775–816.
- Calvert A., Lepore S., Perrotta A., and Scarpati C. (2010): “Study of volcanic risk through $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ elevated precision datings of Neapolitan area volcanic deposits”, *Proceeding of the 6th International Conference “Cities on Volcanoes”*, 31 May - 4 June, Tenerife.
- Cappelletti P., Cerri G., Colella A., de’ Gennaro M., Langella A., Perrotta A., and Scarpati C. (2003): “Post-eruptive processes in the Campanian Ignimbrite”, *Miner. Petrol.*, 79, 79-97
- Carey S., and Bursik M. (2000): “Volcanic Plumes”, in “*Encyclopedia of Volcanoes*”, Haraldur Sigurdsson, Academic Press, pp. 527-544
- Cashman K. V., Sturtevant B., Papale P., and Navon O. (2000): “Magmatic Fragmentation”, in “*Encyclopedia of Volcanoes*”, Haraldur Sigurdsson, Academic Press, pp. 421-430
- Chapman S., and Cowling T. (1970): “The mathematical theory of non-uniform gases”, Cambridge University Press, pp. 1-423
- Chough S.K., and Sohn Y.K. (1990): “Depositional mechanics and sequence of a base surge, Songaksan tuff ring, Cheju Island, Korea”, *Sedimentology*, 37, 1115-1135
- Cioni R., Santacroce R., and Sbrana A. (1999): “Pyroclastic deposits as a guide for reconstructing the multi-stage evolution of the Somma-Vesuvius caldera”, *Bull. Volcanol.*, 60, 207-222.
- Clarke A.B., Neri A., Voight B., Macedonio G., and Druitt T.H. (2001): “Computational modelling of the transient dynamics of the August 1997 Vulcanian explosions at Soufriere Hills Volcano, Montserrat: Influence of initial conduit conditions on near-vent pyroclastic dispersal”, *Geol. Soc. Mem. Lon.*, 21, 319-348
- Cole P. D., Perrotta A., and Scarpati C. (1994): “The volcanic history of the southwestern part of the city of Naples”, *Geological Magazine*, 131, 785-799
- Cole P. D., and Scarpati C. (2003): “A facies interpretation of the eruption and emplacement mechanisms of the upper part of the Neapolitan Yellow Tuff, Campi Flegrei, southern Italy”, *Bull. Volcanol.*, 55, 311-326
- Dalrymple G., Alexander E., Lamphere M., and Kraker P. (1981): “Irradiation of samples for the $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ dating using the Geological Survey TRIGA reactor”, *United States Geological Survey professional paper*, 1176, 1-55
- Dalrymple, G. B. (1989): “The GLM continuous laser system for $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ dating: Description and performance characteristics”, *United States Geological Survey Bulletin*, 1890, 89–96.

- Dartevelle S. (2003): “Numerical and granulometric approaches to geophysical granular flows”, Ph.D. dissertation thesis, Michigan Technological University, 1-130
- Dartevelle S. (2004): “Numerical modeling of geophysical granular flows - A comprehensive approach to granular rheologies and geophysical multiphase flows”, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 5, Q08003
- Dartevelle S. (2005): “Comprehensive Approaches to Multiphase Flows in Geophysics- Application to non-isothermal, non-homogenous, unsteady, large-scale, and turbulent dusty clouds - Hydrodynamic and Thermodynamic RANS and LES Models”, LA-14228, 1-52
- Dartevelle S., and Valentine G. (2007): “Transient multiphase processes during the explosive eruption of basalt through a geothermal borehole (Námafjall, Iceland, 1977) and implications for natural volcanic flows”, *Earth and Planetary Science Letters*, 262, 363-384
- Dartevelle S., Rose W., Stix J., Kelfoun K., and Vallance J. W. (2004): “Numerical modeling of geophysical granular flows - Computer simulations of Plinian clouds and pyroclastic flows and surges”, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 5, Q08004
- De Lorenzo G. (1904): “L’attività vulcanica nei Campi Flegrei”, *Rend. Accad. Sci. Fis. Mat.*, 10, 204–221.
- De Vivo B. et al. (2001) “New constraints on the pyroclastic eruptive history of the Campanian volcanic Plain (Italy)”, *Mineral. Petrol.*, 73, 47-65
- Deino A. et al. (2004) “The age of the Neapolitan Yellow Tuff caldera-forming eruption (Campi Flegrei caldera - Italy) assessed by $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ dating method”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 133, 157-170
- Dell’Erba L. (1892): “Considerazioni sulla genesi del Piperno”, *Atti Accad. Sci. Fis. Mat.*, Napoli, 5, 1–22.
- Dellino P., Zimanowski B., Büttner R., La Volpe L., Mele D., and Sulpizio R. (2007): “Large-scale experiments on the mechanics of pyroclastic flows: Design, engineering, and first results”, *J. Geophys. Res.*, 112, B04202
- Dobran F., Neri A., and Macedonio G. (1993): “Numerical simulations of collapsing volcanic columns”, *J. Geophys. Res.*, 98, 4231-4259
- Di Girolamo P., Ghiara M.R., Lirer L., Munno R., Rolandi G., Stanzione A. (1984): “Vulcanologia e petrologia dei Campi Flegrei”, *Boll. Soc. Geol. Ital.*, 103, 349–413

- Di Vito M.A., Isaia R., Orsi G., Southon J., de Vita S., D'Antonio M., Pappalardo L., and Piochi M. (1999): "Volcanism and deformation since 12000 years at the Campi Flegrei caldera (Italy)", *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 91, 221-246
- Faure G. (1986): "Principles of isotope geology", John Wiley & Sons
- Fedele L., Insinga D., Calvert A., Morra V., Perrotta A., Scarpati C., and Lepore S. (2009): "40Ar/39Ar dating of tuff vents in the Campi Flegrei caldera: towards a new chronostratigraphic reconstruction of the volcanic activity during the Holocene", *Proceeding of the 7th Geoitalia meeting*, 9-11 September, Rimini.
- Fedele L., Scarpati C., Lanphere M., Melluso L., and Morra V. (2008): "The Breccia Museo formation, Campi Flegrei, southern Italy: geochronology, chemostratigraphy and relationship with the Campanian Ignimbrite eruption", 70, 1189-1219
- Ferziger J., and Perić M. (2002): "Computational Methods for fluid dynamics", Springer
- Fisher R. (1979): "Models for pyroclastic surges and pyroclastic flows", *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 6, 305-318
- Freda G. (1889): "Sulle masse trachitiche rinvenute nei recenti trafori delle colline di Napoli", *Rendiconti della Reale Accademia delle Scienze Fisiche e Matematiche*, 3, 38-46
- Freundt A., and Rosi M. (1998): "From magma to tephra", Elsevier science, pp. 1-318
- Gasparini P., and Mantovani M. S. M. (1984): "Fisica della terra solida", Liguori, Napoli
- Gera D., Syamlal M., and O'Brien T. (2004): "Hydrodynamics of particle segregation in fluidized beds", *International Journal of Multiphase Flow*, 30, 419-428
- Gidaspow D. (1986): "Hydrodynamics of Fluidization and Heat Transfer: Supercomputer Modeling," *Appl. Mech. Rev.*, 39, 1-23
- Gilbert J. S., and Sparks R. S. J. (1998) "The Physics of explosive volcanic eruptions", *Geological Society Special Publication*, 145, pp. 1-186
- Giordano G. (1998): "The effect of paleotopography on lithic distribution and facies associations of small volume ignimbrites: an insight into transport and depositional systems of WTT Cupa deposits (Roccamonfina volcano, Italy)", *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 87, 255-273
- Giordano G., and Dobran F. (1994): "Computer simulations of the Tuscolano Artemisio's second pyroclastic flow unit (Alban Hills, Latium, Italy)", *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 61, 69-94
- Gottsmann J., Giordano D., Dingwell D. B. (2002): "Predicting shear viscosity during volcanic processes at the glass transition: a calorimetric calibration", *Earth and Planetary Science Letters*, 198, 417-427

- Guadagno M. (1926): “La galleria della direttissima—Terzo contributo alla conoscenza del sottosuolo cittadino”, *Atti R. Ist. Inc., Napoli*, 78, 1–75
- Harlow F. H., and Amsden A. A. (1975): “Numerical calculation of multiphase fluid flow” *J. Comput. Phys.*, 17, 19-52.
- Hemingway B. S. (1987): “Quartz: Heat capacities from 340 to 1000 K and revised values for the thermodynamic properties”, *Am. Miner.*, 72, 273-279
- Hirth J. P., Pound G. M., and Pierre G. R. (1970): “Bubble Nucleation”, *Metall. Trans.*, 1, 939-945
- Hoffmann K., and Chiang S. (2000): “Computational fluid dynamics”, *Engineering Education System*
- Imbò G. (1949) “Annali dell'Osservatorio Vesuviano - Volume unico celebrativo del I centenario dell'Osservatorio Vesuviano”, *Stabilimento Tipografico G. Genovese, Napoli, Italy.*
- Jenkins, J. T., and Savage S. B. (1983): “A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles”, *J. Fluid Mech.*, 130, 187–202
- Johnston-Lavis H. J. (1888): “Report of the Committee appointed for the Investigation of the Volcanic Phenomena of Vesuvius and its neighbourhood”, *Spottiswoode and Co., London*, 1–7
- Johnston-Lavis H. J. (1889a): “Report of the Committee appointed for the investigation of the volcanic phenomenon of Vesuvius and its neighbourhood”, *Spottiswoode and Co., London*, 8-12
- Johnston-Lavis H. J. (1889b): “On a remarkable sodalite trachyte lately discovered in Naples, Italy”, *Geol. Mag.*, 6, 74-7
- Kaminski E., and Jaupart C. (1998): “The size distribution of pyroclasts and the fragmentation sequence in explosive volcanic eruptions”, *J. Geophys. Res.*, 103, 759-779
- Kitagawa H., and Van Der Plicht J. (1998): “Atmospheric radiocarbon calibration to 45.000 ys BP: Late glacial fluctuations and cosmogenic isotope production”, *Science*, 279, 1187-1190.
- Kolmogorov A. N. (1941): “The local structure of turbulence in incompressible viscous fluids for very large reynolds numbers”, *Compt. Rend. Acad. Sci. (SSSR)*, 30, 301
- Lepore S., and Scarpati C. (2010): “Multi-particle numerical simulations of collapsing volcanic columns”, *Proceeding of the 6th International Conference “Cities on Volcanoes”*, 31 May - 4 June, Tenerife.
- Lepore S., and Scarpati C. (2010): “Transient behaviour simulation of large, explosive, and ignimbrite forming eruptions by a multiphase thermo-fluid dynamic model”, *Proceeding of the 85th Italian Geological Society National Conference*, 6-8 September, Pisa.

- Lepore S., Calvert A., Morra V., Perrotta A., and Scarpati C. (2009): “Elevated precision $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ datings of Neapolitan and Phlegraean volcanic deposits using high sensitivity MAP216 mass spectrometer”, Proceeding of the 7th Geoitalia meeting, 9-11 September, Rimini.
- Lowe D. R. (1982): “Sediment gravity flow: depositional models with special reference to the deposits of high turbidity currents”, *J. Sed. Petrol.*, 52, 279-297
- Luongo G., Perrotta A., and Scarpati C. (2003) “Impact of 79 AD explosive eruption on Pompeii, I. Relations amongst the depositional mechanisms of the pyroclastic products, the framework of the buildings and the associated destructive events”. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 126, 201-223
- Luongo G., Perrotta A., Scarpati C., De Carolis E., Patricelli G., and Ciarallo A. (2003): “Impact of the AD 79 explosive eruption on Pompeii, II. Causes of death of the inhabitants inferred by stratigraphic analysis and areal distribution of the human casualties” *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 126, pp. 169-200
- Moeng C. (1984): “A large eddy simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence”, *J. Atmos. Sci.*, 41, 2052-2062
- Neri A., and Dobran F. (1994): “Influence of eruption parameters on the thermofluid dynamics of collapsing volcanic columns”, *J. Geophys. Res.*, 99, 833-857
- Neri A., and Macedonio G. (1996): “Numerical simulation of collapsing volcanic columns with particles of two sizes”, *J. Geophys. Res.*, 101, 8153-8174
- Neri A., Ongaro T., Macedonio G., and Gidaspow D. (2003): “Multiparticle simulation of collapsing volcanic columns and pyroclastic flow”, *J. Geophys. Res.*, 108, 2202-2225
- Nicotera P. (1950): “Osservazioni geologiche sulla collina di Posillipo e sulla zona urbana occidentale di Napoli”, *Boll. Soc. Geol. Ital.*, 69, 335-362
- Ongaro T. E., Cavazzoni C., Erbacci G., Neri A., and Salvetti M. V. (2007): “A parallel multiphase flow code for the 3D simulation of explosive volcanic eruptions”, *Parallel Computing*, 33, 541-560
- Ongaro T. E., Clarke A. B., Neri A., Voight B., and Widiwijayanti C. (2008a): “Fluid dynamics of the 1997 Boxing Day volcanic blast on Montserrat, West Indies”, *J. Geophys. Res.*, 113, 1-29
- Ongaro T., Neri A., Menconi G., Vitturi M., Marianelli P., Cavazzoni C., Erbacci G., and Baxter P. (2008): “Transient 3D numerical simulations of column collapse and pyroclastic density current scenarios at Vesuvius”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 178, 378-396
- Orsi G., De Vita S., and Di Vito M. (1996): “The restless, resurgent Campi Flegrei nested caldera (Italy): constraints on its evolution and configuration”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 74, 179-214

- Orsi G., Di Vito M. A., Isaia R. (2004): “Volcanic hazard assessment at the restless Campi Flegrei caldera”, *Bull. Volcanol.*, 66, 514-530
- Parascandola A. (1936): “I vulcani occidentali di Napoli”, *Boll. Soc. Nat.*, 48, 39-58
- Parfitt E. A., and Wilson L. (2008): “Fundamentals of physical Volcanology”, Blackwell, Oxford, 1-256
- Porreca M., Giordano G., Mattei M., and Musacchio P. (2006) “Evidence of two Holocene phreatomagmatic eruptions at Stromboli volcano (Aeolian Islands) from paleomagnetic data”, *Geophys. Res. Lett.*, 33, ...
- Perrotta A., and Scarpati C. (1994): “The dynamics of Breccia Museo eruption (Campi Flegrei, Italy) and the significance of spatter clasts associated with lithic breccias”, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 59, 335-355
- Perrotta A., and Scarpati C. (2003): “Volume partition between the plinian and co-ignimbrite air-fall deposits of the CI eruption”, *Mineralogy and Petrology*, 79, 67-78
- Perrotta A., Scarpati C., Luongo G., and Morra V. (2006): “The Campi Flegrei caldera boundary in the city of Naples, Chapter 5 in “Volcanism in the Campania Plain: Vesuvius, Campi Flegrei and Ignimbrites”, Elsevier, pp. 85-96
- Polacci M., Pioli L., and Rosi M. (2003): “The Plinian phase of the Campanian Ignimbrite eruption (Phlegrean Fields, Italy): evidence from density measurements and textural characterization of pumice”, *Bull. Volcanol.*, 65, 418-432
- Riehle J. R. (1957): “Calculated compaction profiles of rhyolitic ash-flow tuffs”, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 84, 2193-2216
- Rittmann A. (1950): “Sintesi geologica dei Campi Flegrei”, *Boll. Soc. Geol. Ital.*, 69, 117–128.
- Rosi M. (1998): “Plinian Eruption Columns: Particle Transport and Fallout - From Magma to Tephra”, A. Freundt and M. Rosi, Elsevier, pp. 139-172
- Rosi M., and Sbrana A. (1987): “Phlegraeen Fields”, CNR - Quaderni della Ricerca Scientifica n. 114, 9, pp.1-175.
- Rosi M., Vezzoli L., Castelmignano A., Grieco G. (1999): “Plinian pumice fall deposit of the Campanian Ignimbrite eruption (Phlegraeen Fields, Italy)”, *J. Geophys. Res.*, 91, pp. 179-198
- Scandone R., Giacomelli L., and Fattori Speranza F. (2006): “The volcanological history of the volcanoes of Naples: a review”, *Developments in Volcanology*, 9, 1-26
- Scarpati C., Cole P., and Perrotta A. (1993): “The Neapolitan Yellow Tuff - A large volume multiphase eruption from Campi Flegrei, Southern Italy”, *Bull. Volcanol.*, 55, 343-356

- Scherillo A. (1953): “Nuove osservazioni sulla stratigrafia della città di Napoli (Via Roma, Via Pessina, Via S. Teresa degli Scalzi)”, *Boll. Soc. Nat.*, LXIV, 93–101
- Scherillo A. (1954): “La stratigrafia della zona Vomero–Arenella (Napoli)”, *Boll. Soc. Nat.*, LXIII, 102–112
- Scherillo A. (1956): “La stratigrafia del Nuovo Rione Carità (Napoli)”, *Boll. Soc. Nat.*, LXV, 69-84.
- Scherillo A. (1957): “I tufi antichi tra S. Maria Apparente e via Parco Grifeo in Napoli”, *Boll. Soc. Nat.*, 66, 69-89
- Scherillo A., and Franco E. (1960): “Rilevamento stratigrafico del territorio comunale di Napoli”, *Boll. Soc. Nat.*, LXIX, 255–262.
- Scherillo A., and Franco E. (1967): “Introduzione alla carta stratigrafica del suolo di Napoli”, *Atti Acc. Pont.*, 16, 27-37
- Selim M. S., Kothari A. C., and Turian R. M. (1983): “Sedimentation of multisized particles in concentrated suspensions”, *Am. Inst. Chem. Eng. J.*, 29, 1029-1038.
- Smagorinsky J. (1963): “General circulation experiments with the primitive equations: The basic experiment” *Mon. Weather Rev.*, 91, 99–164.
- Simonin O. (1996): “Continuum modeling of dispersed two-phase flows, in *Combustion and Turbulence in Two-Phase Flows*”, Von Karman Institute of Fluid Dynamics Lecture Series, Report 1996-2.
- Sparks R. S. J. (1976): “Grain size variations in ignimbrites and implications for the transport of pyroclastic flows”, *Sedimentology*, 23, 147-188
- Sparks R. S. J. (1978): “The dynamics of bubble formation and growth in magmas: a review and analysis”, *J. Volcanol Geotherm. Res.*, 3, 1-37
- Sparks R. S. J., Self S., and Walker G. P. L. (1973): “Products of Ignimbrite Eruptions”, *Geology*, 1, 115-118
- Srivastava A., and Sundaresan S. (2003): “Analysis of a frictional-kinetic model for gas-particle flow”, *Powder Tecnology*, 129, 72-85
- Syamlal M., Rogers W., and O’Brien T. J. (1993): “MFIIX documentation: Theory Guide”, DE94000087, 1-52, U.S. Dep. of Energy, Washington D. C.
- Swanger L. A., and Rhines W. C. (1972): “On the necessary conditions for homogeneous nucleation of gas bubbles in liquid magma”, *J. Crystal Growth*, 12, 323-326

- Tanguy J. C., Ribière Ch., Scarth A., and Tjetjep W. S. (1998): “Victims from volcanic eruptions: a revised database”, *Bull. Volcanol.*, 60, 137-144
- Tannehill J., Anderson D., and Pletcher R. (1984): “Computational fluid mechanics and heat transfer”, Taylor & Francis
- Tennekes H., and Lumley J. L. (1972): “A First Course in Turbulence”, Mass., 1-300, MIT Press, Cambridge
- Todesco M., Neri A., Ongaro T. E., Papale P., Macedonio G., Santacroce R., and Longo A. (2002): “Pyroclastic flow hazard assessment at Vesuvius (Italy) by using numerical modelling: Large-scale dynamics”, *Bull. Volcanol.*, 64, 165-177
- Valentine G. (1987): “Stratified flow in pyroclastic surges”, *Bull. Volcanol.*, 49, 616-630
- Valentine G. (1998): “Eruption column physics”, in “From Magma to Tephra” of A. Freundt and M. Rosi, Elsevier, pp. 91-137
- Valentine G. A. and Kenneth H. W. (1989): “Numerical models of Plinian eruption columns and pyroclastic flows”, *J. Geophys. Res.*, 94, 1867-1887
- Valentine G., Kenneth H. W., and Susan W. K. (1991): “Sources of Unsteady Column Dynamics in Pyroclastic Flow Eruptions”, *J. Geophys. Res.*, 96, 887-892
- Valentine G., Kenneth H. W., and Susan W. K. (1992): “Effects of topography on facies and compositional zonation in caldera-related ignimbrites”, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 104, 154-165
- Valentine G., Zhang D., and Robinson B. A. (2002): “Modeling complex, nonlinear geological processes”, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 30, 35-64
- Vejahati F., Mahinpey N., Ellis N., and Nikoo M. B. (2009): “CFD simulation of gas–solid bubbling fluidized bed: a new method for adjusting drag law”, *Canad. J. Chem. Eng.*, 87, 19-30
- Wendt I., and Carl C. (1991): “The statistical distribution of the mean squared weighted deviation”, *Chem. Geol.*, 86, 275-285
- Wilson C. J. N., and Houghton B. F. (2002): “Pyroclast transport and deposition - Encyclopedia of Volcanoes”, Haraldur Sigurdsson, Academic Press, 545-544
- Wohletz K. H., and Sheridan M. F. (1979): “A model of pyroclastic surge”, *Geol. Soc. Am. Special Paper*, 180, 177-194
- Woods A. W. (1995): “The dynamics of explosive volcanic eruptions”, *Rev. Geophys.*, 33, 495-530
- Zhang Y. (1999): “A criterion for the fragmentation of bubbly magma based on brittle failure theory”, *Letters to Nature*, 648-650