

Referências bibliográficas

ABRUNHOSA, J.D.M. **Simulação de Escoamento Turbulento Complexo com Modelagem Clássica e de Grandes Escalas**. Rio de Janeiro, 2003, 403 p. Tese de Doutorado – Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

ABS CONSULTING GROUP. **Screening Risk Analysis Study for a Flexible Solution Project (FSP), Final Report, Revision 1**. Knoxville, TN, Houston, TX: 2006, 149 p. Technical Report RPT-03-527-06.

_____. **Consequence Assessment Methods for Incidents Involving Releases from Liquefied Natural Gas Carriers**. Washington, DC: 2004, May, 56 p. Technical Report to Federal Energy Regulatory Commission-FERC, 131-04 GEMS 1288209.

ALVAREZ, N.J., FOOTE, K.L., AGNI, P.J. **Forced Ventilated Enclosure Fires**, Combustion Science and Technology, 39, p. 55, 1984.

AMERICAN GAS ASSOCIATION-AGA. **LNG Safety Program, Interim Report on Phase II Work**. Arlington, VA: 1974, 1973, Technical Report IS-3-1.

AMERICAN INSTITUTE OF CHEMICAL ENGINEERS-AIChE. **Layer of Protection Analysis – Simplified Process Risk Assessment**. Center for Chemical Process Safety-CCPS, 2001, 270 p., New York, NY.

_____. **Guidelines for Chemical Process Quantitative Risk Analysis**. Center for Chemical Process Safety-CCPS, 2nd ed., 2000, 754 p., New York.

_____. **Guidelines for Technical Management of Chemical Process Safety**. Center for Chemical Process Safety-CCPS, 2nd ed., 1989, 263 p., New York.

ARIS, R. **Vectors, Tensors, and the Basic Equations of Fluid Mechanics**. Dover Publications, Series: Dover Books on Engineering, 1990, 286 p., New York.

ATALLAH, S., SCHNEIDER, A.L. **LNG safety research in the USA**. Journal of Hazardous Materials 8:25-42, 1983.

ATALLAH, S., ALLAN, D.S. **Safe Separation Distances from Liquid Fuel Fires**. Fire Technology 7(1):47-56, 1971.

AZEVEDO, L.F.A. **Notas de Aula de Mecânica dos Fluidos I – MEC2344**. Departamento de Engenharia Mecânica, 2006, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

BABCOCK & WILCOX. **Steam – Its Generation and Use**. Babcock & Wilcox Editors, 1972, 83 p., Barbeton, OH.

BAINBRIDGE, G., **Overview of LNG Shipping**. Proceedings of the Fundamentals of Baseload LNG Conference Gas, Gas Technology Institute, Baltimore, MD, Sept. 22-25, 2003.

BAUM, H.R., McGRATTAN, K.B., **Simulation of Large Industrial Outdoor Fires**. Proceedings of the Sixth International Symposium on Fire Safety Science, Curtart M. Editor, Poitiers, France, 611-622, 1999.

BEJAN, A., KRAUS, A.D. **Heat Transfer Handbook**. John Wiley & Sons, Inc., 2003, 1399 p., Hoboken, NJ.

BEYLER, C. L. **Fire Hazard Calculations for Large, Open Hydrocarbon Fires**. In: Handbook of Fire Protection Engineering. National Fire Protection Association-NFPA, Society of Fire Protection Engineering-SFPE, DiNenno, P.J. Editor, 3rd ed., 2002, Quincy, MA.

BILGER, R.W. **Turbulent Flows with Nonpremixed Reactants**. In: Turbulent Reacting Flows, Springer, 1980, New York.

BIRD, R.B., STEWART, W.E., LIGHTFOOT, E.N. **Transport Phenomena**. John Wiley & Sons, Inc., 2nd ed., 2002, 895 p., New York.

BLACKMORE, D.R., EYRE, J.A., SUMMERS, G.G. **Dispersion and Combustion Behavior of Gas Clouds resulting from Large Spillages of LNG and LPG on to the Sea**. Transactions of Institute of Marine Engineers, (TM) 94, Technical Paper 29, 1982a.

BLACKMORE, D.R, et al. **An updated View of LNG Safety**. Proceedings of the American Gas Association Transmission Conference - Operation Section Proceedings, Chicago. American Gas Association, Arlington, VA, May, 17-22, 1982, T226–T232, 1982b.

BLINOV, V.I., KHUDIANOV, G.N. **Certain Laws Governing Diffusive Burning of Liquids**. Academiai Nauks, SSR Doklady, 1094-1098, 1957.

BOCKHORN, H. 1994, **Soot Formation in Combustion**. Springer, 1957, 198 p., Berlin/Heidelberg.

BÖE, R. **Pool Boiling of Hydrocarbon Mixtures on Water**. International Journal of Heat and Mass Transfer, 41:1003–1011, 1998.

BÖHM, H., HESSE, D., JANDER, H., LÜERS, B., PIESTSCHER, J., WAGNER, H.G., WEISS, M. **The Influence of Pressure and Temperature on Soot Formation In Premixed Flames**. Proceedings of The Twenty-Second Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, PA, 1989.

BOND, J.W. Jr., KENNETH, M.W., JASPER, A.W. Jr. **Atomic Theory of Gas Dynamics**. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1965, 258 p., New York.

BORGHI, R., CHAMPION, M. **Modélisation et Théorie des Flammes**. Éditions Technip, 2000, 325 p., Paris.

BOYLE, G.J., KNEEBONE, A. **Laboratory Investigations into the Characteristics of LNG Spills on Water. Evaporation, Spreading and Vapor Dispersion.** Chester, England: Shell Research Ltd., Thornton Research Centre, 58 p. Technical Report 6Z-32, March 1973.

BRANDEIS, J., ERMAK, D.L. **Numerical Simulation of Liquefied Fuel Spills: II. Instantaneous and Continuous LNG Spills on an Unconfined Water Surface.** International Journal of Numerical Methods in Fluids, 3:347–361, 1983.

BRESSLOFF, N.W., MOSS, J.B., RUBINI, P.A. **CFD Prediction of Coupled Radiation Heat Transfer and Soot Production in Turbulent Flames.** Proceedings of The Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 2379–2386, Pittsburg, PA, 1996.

BRISCOE, F., SHAW, P. **Spread and Evaporation of Liquid.** Progress Energy Combustion Science, 6:127–140, 1980.

BRITTER, R., SCHATZMANN, M., **Background and Justification Document to Support the Model Evaluation Guidance and Protocol.** COST Office, May 1, 2007, Brussels. Disponível em: <www.mi.uni-hamburg.de/.../BackgroundDocument_1-5-2007_www.pdf>. Acesso em: 4 abr. 2009.

BRITTER, R.E. **Model Evaluation on UDM version 6.0, Reference Number SMEDIS/00/9/E.** Cambridge, UK: 2002, Cambridge Environmental Research Consultants.

BROWN, L.E. et al. **Predict LNG Fire Radiation.** Hydrocarbon Processing, 141–143, 1974.

BURGESS, D, HERTZBERG, M. **Radiation From Pool Flames.** In: Heat Transfer in Flames, John Wiley & Sons, Inc., 1974, 413 p., New York.

BURGESS, D.S., BIORDI, J., MURPHY, J.N. **Hazards Associated with the Spillage of LNG into Water.** Pittsburgh, PA: U.S. Bureau of Mines, 1972, Report MIPR-Z-70099-9-12395.

BURGESS, D.S., BIORDI, J., MURPHY, J. **Hazards Associated with the Spillage of LNG on Water.** Pittsburgh, PA: U.S. Bureau of Mines, 1970a, Report 7448.

BURGESS, D.S., MURPHY, J.N., ZABETAKIS, M.G. **Hazards of LNG Spillage in Marine Transportation.** Washington, DC: U.S. Department of Interior, U.S. Bureau of Mines, February 1970b, SRS Report S4105.

BURGESS, D.S., ZABETAKIS, M.G. **Fire and Explosion Hazards Associated with LNG.** Pittsburgh, PA: U.S. Bureau of Mines, 1962, Investigation Report 6099.

CALIFÓRNIA. California Energy Commission (CEC). **History, Risks and Siting, Liquefied Natural Gas in California.** Los Angeles, July 2003. Disponível em: <<http://www.energy.ca.gov/reports/2003-07-17-700-03-005.PDF>>. Acesso em: 20 out. 2009.

_____. **Billiton Cabrillo Port Liquefied Natural Gas Deepwater Port - Revised Draft Environmental Impact Report (3.13.2006), Appendix C3-1 Chronological list of LNG accidents.** Los Angeles, July 2003. Disponível em: Los Angeles, March 2006. Disponível em:<http://www.slc.ca.gov/division_pages/DEPM/DEPM_Programs_and_Reports/

BHP_Deep_Water_Port/RevisedDraftEIR/1aCabTransport/Appendices/C3_Public%20Safety.pdfv>. Acesso em: 10 jun. 2009.

CAMPBELL, J. M. **Gas Conditioning and Processing, Volumes 1 and 2**. Campbell Petroleum Series, 1984, 798 p., Norman, OK.

CANADA. The Nova Scotia Department of Energy, The Nova Scotia Utilities and Review Board. Canadian Environmental Assessment Act (CEAA), The Nova Scotia Energy Resources Conservation Act (ERCA). **Code of Practice for Liquefied Natural Gas Facilities**. Gas Plant Facility Regulations, CSA Z276-01 Liquefied Natural Gas (LNG) – Production, Storage, and Handling. Halifax, Nova Scotia, July 2005. Disponível em: <<http://www.gov.ns.ca/energy>>. Acesso em: 10 jun. 2008.

CANT, R.S., DAWES, W.N., SAVILL, A.M. **Advanced CFD and Modeling of Accidental Explosions**. Annual Review of Fluid Mechanics, 36:97-119, 2004.

CANT, R.S. **Direct Numeric Simulation of Premixed Turbulent Flames**. Philosophical Transactions of the Royal Society London A, 357:3583-3604, 1999.

CESS, R.D. **The Interaction of Thermal Radiation with Conduction and Convection Heat Transfer**. In: Advances in Heat Transfer, Academic Press, Inc., 1964, 1-50, New York.

CAVANAUGH, T.A., SIEGELL, J.H., STEINBERG, K.W. **Simulation of Vapor Emissions from Liquid Spills**, Journal of Hazardous Materials, 38:41–63, 1994.

CHAMBERLAIN, G.A. **Controlling Hydrocarbon Fires in Offshore Structures**, Proceedings of The 2002 Offshore Technology Conference, Paper OTC 14132, Houston, TX, 2002.

CHAMBERLAIN, G.A., PERSAUD, M.A. **A Model for Predicting the Hazards from Large Scale Compartment Jet Fires**. Institution of Chemical Engineers Symposium Series, 141:163–174, 1997.

CHAMBERLAIN, G.A. **Hazards Posed by Large-Scale Pool Fires in Offshore Platforms**. Process Safety and Environmental Protection, 74:81–87, 1996.

CHASSAIGN, P. **Turbulence en Mécanique des Fluides**. Cépaduès-Éditions, France, 2000.

CLEAVER, P., JOHNSON, M., HO, B. **A Summary of Some Experimental Data on LNG Safety**. Journal of Hazardous Materials, 140:429-438, 2007.

COLENBRANDER, G.W., PUTTOCK, J.S. **Dense Gas Dispersion Behavior Experimental Observations and Model Developments**. Proceedings of the Fourth International Symposium on Loss Prevention and Safety, 90:F66–F76, 1983.

CONRADO, C., VESOVIC, V. **The Influence of Chemical Composition on Vaporization of LNG and LPG on Unconfined Water Surfaces**, Chemical Engineering Science, 55:4549-4562, 2000.

CONSIDINE, M. **Thermal Radiation Hazard Ranges from Large Hydrocarbon Pool Fires**. Culcheth, Warrington, WA3 4NE, UK: Safety & Reliability Directorate, UK Atomic Energy Authority, 1984, Report October SRD R297.

CORNWELL, B., JOHNSON, D.W. **Modeling LNG Spills on Water**. Proceedings of the AIChE Spring National Meeting, 1704–1715, 2004, New Orleans, LA.

COWLEY, L.T., JOHNSON, A.D. **Oil and Gas Fires: Characteristics and Impacts**. London, UK: Health and Safety Executive, 1992, Report OTI 02596.

OX, G., CHITTY, R. **Some Source-Dependent Effects of Unbounded Fires**. Combustion and Flame, 60:219–232, 1985.

CRACKNELL, R.F., DAVENPORT, J.N., CARSLY, A.J. **A Model for Heat Flux on a Cylindrical Target Due to the Impingement of a Large-Scale Natural Gas Jet Fire**. Institution of Chemical Engineers Symposium Series, 139:161–175, 1994.

CROCE, P.A., MUDAN, K.S., MOORHOUSE, J. **Thermal Radiation from LNG Trench Fires, vols. 1 and 2**, Boston, MA: Arthur D. Little, Inc., 1984, GRI Report 84/0151.1.

CROWL, D.A. **Understanding Explosions**. American Institute of Chemical Engineers–AIChE, Center for Chemical Process Safety–CCPS, 2003, 214 p., New York.

CRYOGENIC FUELS Inc. **Liquid Methane Fuel Characterization and Safety Assessment Report**. Houston, TX: December, 1991, Report CFI-1600.

D’ALESSIO, A., LORENZO, A., SAROFIM, A.F., BERETTA, F., MASI, S., VENITTOZZI, C. **Soot Formation in Methane-Oxygen Flames**. Fifteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, PA, 1975.

C-SAFE, Center for the Simulation of Accidental Fires and Explosions. **Annual Report**. Salt Lake City, UT: 2004, Visit2004/CSAFE2004AnnualReport.pdf, University of Utah. Disponível em: <<http://www.csafe.utah.edu/Information/Site>>. Acesso em: 13 abr.2006.

DAHM, W.J.A., TRYGGVASON, G., ZHUANG, M. **Integral Method Solution of Time-Dependent Strained Diffusion-Reaction Equations With Multi-Step Kinetics**. SIAM Journal of Applied Mathematics, 56 (4):1039-1059, 1996.

D’ANNA, A., D’ALESSIO, A., MINUTULO, P. **Spectroscopic and Chemical Characterization of Soot Inception Processes in Premixed Laminar Flames at Atmospheric Pressure**. In: Soot formation in Combustion, Springer, 1994, Berlin/Heidelberg.

DAMKÖHLER, G. **Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammgeschwindigkeit in Gasgemischen**. Z. Elektrochem, 46: 601, 1940.

DEFAVERI, D.M., VIDILI, A., PASTORINO, R., FERRAILOLO, G. **Wind Effects on Diffusion Flames of High Source Momentum**. Journal of Hazardous Materials, 22:86–100, 1989.

DELICHATSIOS, M.A., ORLOFF, L. **Effects of Turbulence on Flame Radiation from Diffusion Flames**. Proceedings of The Twenty-Second Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, PA, 1271–1279, 1988.

DELICHATSIOS, M. A. **Air Entrainment into Buoyant Jet Flames and Pool Fires**. Combustion and Flame, 70:33–46, 1987.

DeRIS, J. **Fire Radiation – A Review**. Proceedings of The Seventeenth Symposium (International) On Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, PA, 1003-1015, 1979.

De RIS, J, ORLOFF, L. **Dimensionless Correlation of Pool Burning Data**. Combustion and Flame, 18:381-388, 1972.

De ROOS, A.J. **Methods for the Determination of Possible Damage to People and Objects Resulting from Releases of Hazardous Materials**. Voorburg: The Netherlands Organization of Applied Scientific Research-TNO, 2nd ed., 1992, (CPR16E 'Green Book').

DRAKE, E., JEJE, A.A., REID, R.C. **Transient Boiling of Liquefied Cryogenes on a Water Surface. II-Light Hydrocarbon Mixtures**. International Journal of Heat and Mass Transfer, 18(14):1369–1375, 1975.

DUFFIE, J.A., BECKMAN, W.A., **Solar Engineering of Thermal Processes**. John Wiley & Sons, 1980, 375 p., New York.

ECHIGO, R., NISHIWAKI, N., HIRATA, M. **A Study on the Radiation of Luminous Flames**. Proceedings of The Eleventh Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 381-389, 1967.

EMORI, I., SAITO, K. **Scaling Correlation and Smoke Observations of Oil Tank Fires under Wind-blown Conditions**. Chemical and Physical Process in Combustion, Fall Technical Meeting, The Combustion Institute/Eastern States Section, 67:1–4, Providence, RI, 1983.

ENGELHARD, W.F.J.M. **Heat Flux from Fires**. In: Methods for the Calculation of Physical Effects Due to Release of Hazardous Materials: Liquids and Gases. 3rd ed. The Hague: The Netherlands Organization of Applied Scientific Research-TNO, 1997, 2 v., Parts 1 and 2, 870 p., (CPR14E Deel 1 'Yellow Book').

ESTADO UNIDOS. The Federal Energy Regulatory Commission-FERC, 2010. Disponível em: <<http://www.ferc.gov/industries/lng/gen-info/import.asp>>. Acesso em: 10 mai. 2010.

_____. Department of Energy-USDOE, Energy Information Administration. **Annual Energy Outlook, Natural Gas**. Washington, DC: 2008. Disponível em: <<http://www.eia.doe.gov/oiaf/aeo/index.html>>. Acesso em: 22 jun. 2009.

_____. U.S. Code of Federal Regulations 4049 CFR Part 193. **Federal Safety Standards: Liquefied Natural Gas Facilities**. Washington, DC, 2006.

_____. The Federal Energy Regulatory Commission-FERC. **Notice of Availability of Staff's Responses to Comments on the Consequence Assessment Methods for Incidents Involving Releases from Liquefied Natural Gas Carriers**. Washington, DC: Docket No. AD04-6-000, June 2004.

_____. **International Gas Carrier Codefied Natural Gas Code**. Washington, DC: Department of Transportation-USDOT, United States Coast Guard-USCG, 49 C.F.R. Part 193, 2001.

_____. Department of Energy (USDOE), Energy Information Administration, **International Energy Outlook**. Washington DC, 2001.

_____. Congress House, Department of Transportation-USDOT. **Hazardous Liquids Pipeline Safety Act**: 49 U.S.C. § 60103, Nov. 15, Washington, DC, 1979.

_____. Congress House, Department of Transportation-USDOT, **Natural Gas Pipeline Safety Act**, 49 U.S.C. § 60103, Nov. 15, Washington, DC, 1968.

_____. Department of Transportation-USDOT, **Federal Safety Standards: Liquefied Natural Gas facilities**, 49 C.F.R. Part 193, Washington, DC, 1968.

ESTEVES, A.S., PARISE, J.A.R. **Uma Revisão sobre Modelagem dos Efeitos Térmicos de Incêndios em Poça no Transporte Marítimo de Gás Natural Liquefeito**. Anais do V Congresso Nacional de Engenharia Mecânica, V CONEM, 418 p., CON08-0599, Salvador, BA, 2008.

ESTEVES, A.S. **Gerenciamento de Riscos de Processo em Plantas de Petroquímicos Básicos - Uma Proposta de Metodologia Estruturada**. Niterói, 2004, 404 p. Dissertação de Mestrado – Departamento de Engenharia de Produção, Universidade Federal Fluminense.

FAY, J.A. **Spread of Large LNG Pools on the Sea**. Journal of Hazardous Materials, 140:541-551, 2007.

_____. **Model of Large Pool Fires**. Journal of Hazardous Materials, B136:219-232, 2006.

_____. **Model of Spills and Fires from LNG and Oil Tankers**. Journal of Hazardous Materials, 96:171–188, 2003.

_____. **Unusual Fire Hazard of LNG Tanker Spills**. Combustion Science and Technology, 7:47–49, 1973.

_____. **The Spread of Oil Slicks on a Calm Sea**. Oil on the Sea, Fluid Mechanics Laboratory Report. Department of Mechanical Engineering of MIT, Cambridge, MA. Plenum Press (D.P. Hoult Editor), 1969, New York.

_____. **Oil on the Sea**. In: HOULT, D.P. Editor, Plenum Press, 53-63, New York, 1965.

FELDBAUER, G.F., HEIGL, J.J., McQUEEN, W., WHIPP, R.H., MAY, W.G. **Spills of LNG on Water—Vaporization and Downwind Drift of Combustible Mixtures**. ESSO Research and Engineering Company, 1972, Report EE61E-72.

FERZIGER, J.H., PERIĆ, M. **Computational Methods for Fluid Dynamics**. 2nd ed. Springer-Verlag, 1999, Berlin/Heildeberg.

FOUST, A.S., WENZEL, L.A., CLUMP, C.W., MAUS, L., ANEDERSEN, L.B. **Principles of Unit Operations**. John Wiley & Sons, Inc., 2nd ed., 1982, 758 p., New York.

FOWLER, W.L. **An Investigation of Soot Formation in Axysymmetric Turbulent Diffusion Flames at Elevated Pressure**. The Proceedings of The Twenty-Second Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, PA, 425-435, 1988.

FUSS, S.P., HAMINS, A. **An Estimate of the Correction Applied to Radiant Flame Measurements Due to Attenuation by Atmospheric CO₂ and H₂O**. Fire Safety Journal, 37:181-190, 2002.

GAUL, D. **U.S. LNG Markets and Uses: June 2004 Update**. Washington, DC: Department of Energy-USDOE, Energy Information Administration, 2004.

GAVELLI, F., BULLISTER, E., KYTOMAA, H. **Application of CFD (Fluent) To LNG Spills Into Geometrically Complex Environments**. Journal of Hazardous Materials, 159:158–168, 2008.

GAYDON, A.G., WOLFARD, H.G. **Flames, Their Structure, Radiation, and Temperature**. Chapman and Hall, 1979, London.

GEITLINGER, H., STRIEBEL, T., SUNTZ, R., BOCKHORN, H. **Two-Dimensional Imaging of Soot Volume Fractions, Particle Number Densities And Particle Radii In Laminar and Turbulent Diffusion Flames**. Proceedings of The Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, PA, 1998.

GEORGAKIS, C., CONGALIDIS, C., WILLIAMS, J.G.C. **Model for Non-Instantaneous LNG and Gasoline Spills**. Fuel, 58:113–120, 1979.

GERSTEN, K., SCHILAWA, S., SCHULZ-HHAUSMAN, F.K., von. **Nichtisotherme ebene Freistrahlen unter Schwerkrafteinfluß**. Wärme-Stoffübertrag., Bd. 13, 145-162.

GIBBS, J.W., WILSON, E.B., **Vector Analysis**. 2nd ed. Scribner, 1990, New York, Dover Reprint, 1960, New York.

GLASSMAN, I., **Combustion**. Academic Press, 3rd ed. 631 p., 1996.

GOTTUCK, D.T., WHITE, D.A. **Handbook of Fire Protection Engineering**. National Fire Protection Association-NFPA, Society of Fire Protection Engineering-SFPE, DiNenno, P.J. Editor, 3rd ed., 2002, 2.297-2.316, Quincy, MA.

GRITZO, L. A., TIESZEN, S. R., PILCH, M. **Establishing the Credibility of Results from Modeled Time and Length Scales in Fires**. Interflam Proceedings of the Tenth International Conference, Edimburgh, Scotland, 2:1269–127, 2004.

GÜNTHER, R. **Jahre Wissenschaft und Technik der Verbrennung**. KWK 39, Nr 9, 1987.

GUO, B., GHALAMBOR, A. **Natural Gas Engineering Handbook**. Gulf Publishing Company, 2005, Houston, TX.

HÄGGLUND, B., PERSSON, L.E. **The Heat Radiation from Petroleum Fires**. FOA Rapport Forsvarets Forskningsanstalt, C201126-D6, Stockholm, July, 1976. In: Methods for the Calculation of Physical Effects Due to Release of Hazardous Materials: Liquids and Gases.

3rd ed. The Hague: The Netherlands Organization of Applied Scientific Research-TNO, 1997, 2 v., Parts 1 and 2, 870 p. (CPR14E Deel 1 'Yellow Book').

HARRIS, S., J., WEINER, A.M., ASHCRAFT, C.C. **Soot Particle Inception Kinetics in a Premixed Ethylene Flame**. Combustion and Flame, 64: 65, 1986a.

HARRIS, S. J., WEINER, A.M., BLINT, R. J., GOLDSMITH, J. E. M. **A Picture of Soot Particle Inception**. Proceedings of The Twenty-Second Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, PA, 1986b.

HARRIS, S.J., WEINER, A. M., BLINT, R. J. **Formation of Small Aromatic Molecules in a Sooting Ethylene Flame**. Combustion and Flame, 72:91, 1988.

HARRISON, A.J., EYRE, J.A., **The Effect of Obstacle Arrays on the Combustion of Large Premixed Gas/Air Clouds**. Combustion Science Technology, 52: 121–137, 1987.

HAVENS, J., SPICER, T. **United States Regulations for Siting LNG Terminals: Problems and Potential**. Journal of Hazardous Materials, 140:439–443, 2007.

HAYNES, B.S., WAGNER, H.G., **Soot Formation**, Progress Energy Combustion Science, 7-229, 1981.

HESKESTAD, G. **Fire Plumes, Flame Height, and Air Entrainment**. In: Handbook of Fire Protection Engineering. National Fire Protection Association-NFPA, Society of Fire Protection Engineering-SFPE, DiNunno, P.J. Editor, 3rd ed., 2002, Section2:1-17, Quincy, MA.

_____. **Dynamics of the Fire Plume**. Philosophical Transactions of the Royal Society London A, 356:2815-2833, 1998.

_____. **A Reduced-Scale Mass Fire Experiment**. Combustion and Flame, 83: 293–301, 1991.

_____. Fire Journal, 7:25, 1984.

_____. **Luminous Heights of Turbulent Diffusion Flames**. Fire Safety Journal, 5:103-1008, 1983.

_____. **Peak Gas Velocities and Flame Heights of Buoyancy-Controlled Turbulent Diffusion Flames**. Proceedings of the The Eighteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 951–960, 1981.

HINZE, J.O. **Turbulence**. 1st ed. McGraw-Hill Book Company, 1959, New York.

HIRST, W.J. S., EYRE, J.A. **Maplin Sands Experiments 1980: Combustion of Large LNG and Refrigerated Liquid Propane Spills on the Sea**. Heavy Gas Risk Assessment, 211-224, 1983.

HISSONG, D.R. **Keys to Modeling LNG Spills on Water**. Journal of Hazardous Materials, 140:465-477, 2007.

HOLMAN, J.P., **Heat Transfer**, 8th ed. McGraw-Hill Book Company, 1997, New York.

HOMANN, K. H., **Formation of Large Molecules, Particles, and Ions in Premixed Hydrocarbon Flames; Progress and Unresolved Questions**. Proceedings of The Twentieth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, PA, 1984.

HOTTEL, H. C., SAROFIM, A.F. **Radiative Transfer**. McGraw-Hill Book Company Book Company, New York, 1967.

HOTTEL, H.C. **Certain Laws Governing Diffusive Burning of Liquids**. Fire Research Abstract, 1:41, 1959.

_____. **Radiative Heat Transmission**, In: McADAMS, Heat Transmission, 3rd ed. McGraw-Hill Book Company, 1954, New York.

HOUGEN, O.A., WATSON, K.N., RAGSTZ, R. A., **Material and Energy Balance**. In: Chemical Process Principles, 2nd ed., John Wiley & Sons, Inc., 1954, New York.

HOULT, D.P. **The Fire Hazard of LNG Spilled on Water**. Proceedings of the Conference on LNG Importation and Safety, 87, 1972a, Boston, MA.

_____. **Oil Spreading on the Sea**. Annual Review of Fluid Mechanics, 4:341-368, 1972b.

_____. **Private Communication**. Department of Mechanical Engineering, MIT, 1974, Cambridge, MA. Disponível em: <http://www.dom.com/about/gas-transmission/coverpoint/lng_history.jsp>. Acesso em: 18 abr. 2007.

HURA, H.S., GLASSMAN, I. **Soot Formation In Diffusion Flames of Fuel/Oxygen Mixtures**. Proceedings of The Twenty-Second Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, PA, 371-388, 1988.

HUSSAIN, F. **Coherent Structures and Turbulence**. Journal of Fluid Mechanics, 173:303, 1986.

IKOTU, C.U. **Natural Gas Production Engineering**. John Wiley & Sons, 1984, New York.

INCROPERA, F.P.; DEWITT, D.P. **Fundamentals of Heat and Mass Transfer**, 4th ed., John Wiley & Sons, 1996, New York.

INTERNATIONAL MARITIME ORGANISATION-IMO. **Interim Guidelines for Approval of Alternative Methods of Design and Construction of Oil Tankers under Regulation 13F(5) of Annex I of MARPOL 73/78**. Resolution MEPC.66 (37), September 1995.

ioMOSAIC Corporation. **Understand LNG fire Hazards. An ioMosaic Corporation whitepaper**. 2007, 18 p., Salem, NH. Disponível em: <<http://www.iomosaic.com/solutions/lng.aspx>>. Acesso em: 10 de jun. 2010.

ioMOSAIC Corporation. **Managing LNG Risks: Separating the Facts from the Myths. An ioMosaic Corporation whitepaper**. 2006, 25 p., Salem, NH. Disponível em: <<http://www.iomosaic.com/solutions/lng.aspx>>. Acesso em: 10 jun. 2010.

JANDER, H. Private Communication, Universität Göttingen, 1995. In: WARNATZ, J., MAAS, U., DIBBLE, R. W., **Combustion – Physical and Chemical Fundamentals, Modeling and Simulation, Experiments, Pollutants Formation**. 2nd ed. 299 p. Springer-Verlag, 1999, Berlin/Heidelberg.

JANSEN, L.P.B.M., WARMÖESKERKEN, M.M.C.G. **Transport Phenomena Data Companion**, Edward Arnold, Delftse Uitgevers Maatschappij Editors, 1987, London.

JAPAN GAS ASSOCIATION-JGA. **A study of dispersion of evaporated gas and ignition of LNG pool resulting from continuous spillage of LNG**. Japan Gas Association, July, 1976, Tokyo.

JIA, F., GALEA, E.R., PATEL, M.K. **The Prediction of Fire Propagation in Enclosure Fires**. In: Proceedings of the Fifth International Symposium on Fire Safety Science. Hasemi, Y. Editor. 1977, 439-450, Melbourne, Australia.

JOHNSON, D.W., CORWELL, J. **Modeling the Release, Spreading, and Burning of LNG, LPG, and Gasoline on Water**. Journal of Hazardous Materials, 140:535-540, 2007.

JOHNSON, A.D., BRIGHTWELL, H.M., CARSLY, A.J. **A Model for Predicting the Thermal Radiation Hazards from Large-Scale Horizontally Released Natural Gas Jet Fires**. Process Safety and Environmental Protection, 72:157–166, 1994.

JOHNSON, A.D. **A Model for Predicting Thermal Radiation Hazards from Large-Scale LNG Pool Fires**. In: Major Hazards Onshore and Offshore, Institution of Chemical Engineers. Symposium Series No. 130, EFCE Event No. 470, EFCE Publication No. 93, 507–524, 20–22 October 1992, Manchester, UK.

JONES, D.A. **Nomenclature for Hazard and Risk Assessment in the Process Industries**. 2nd ed. Institution of Chemical Engineers, 1992, UK.

KAPLAN, W. **Cálculo Avançado**. 2v. 9^a re-impressão, Ed. Blücher, 2002.

KATAOKA, H. **Report on LNG Anti-disaster Experimental Test**. Tokyo, Japan: 1981, Report by Tokyo Gas Co. Ltd.

KELLERER, H., MÜLLER, A., BAUER, H.J., WITTIG, S. **Soot Formation in a Shock Tube Under Elevated Pressure Conditions**. Combustion Science Technology, 113:67, 1996.

KLIMENKO, V.V. **Film Boiling on a Horizontal Plate – New Correlation**, International Journal of Heat and Mass Transfer, 24:69-79, 1981.

KOOPMAN, R.P., ERMAK, D.L. **Lessons Learned From LNG Research**. Journal of Hazardous Materials, 140:412-428, 2007.

KOOPMAN, R.P. Personal Communication. Livermore, CA, 2004. In: Sandia National Laboratories. Washington, DC, Albuquerque, NM and Livermore, CA: 2004, Technical Report SAND2004-6258 for the U.S. Department of Energy.

KOOPMAN, R. P. et al. **Analysis of 'Burro' Series 40 m³ LNG Spill Experiments**. Journal of Hazardous Materials, 6:43–83, 1982a.

_____. **'Burro' Series Data Report LLNL/NWC 1980 LNG Spill Tests**. Livermore, CA: Lawrence Livermore National Laboratory, 1982b, Technical Report UCID-19075.

KOOPMAN, R.P., BOWMAN, B.R., ERMAK, D.L. **Data and Calculations on 5 m³ LNG Spill Tests**. Livermore, CA: Lawrence Livermore Laboratory, 1978, Technical Report UCRL-52976.

KOSEKI, H., YUMOTO, T. **Air Entrainment and Thermal Radiation from Heptane Pool Fires**, *Fire Technology*, 24:33-47, 1988.

KOSEKI, H., **Combustion Properties of Large Liquid Pool Fires**, *Fire Technology*, 25:241-255, 1989.

KREISZIG, E. **Advanced Engineering Mathematics**, 8th ed. John Wiley & Sons, Inc., 1999, New York.

KREITH, F. et al. **Mechanical Engineering Handbook**, CRC Press LLC, 1999, Boca Raton, FL.

KUZNETSOV, V.R., SABEL'NIKOV, V.A. **Turbulence and Combustion**, Hemisphere Publishing Corp., 1990, New York.

LAUTKASKI, R. **Validation of Flame Drag Correlations with Data From Large Pool Fires**, *Journal Loss Prevention in the Process Industry*, 5:175-180, 1992.

LEE, J.H.S., MÖEN, I.O. **The Mechanism of Transition from Deflagration to Detonation in Vapor Cloud Explosions**, *Progress Energy in Combustion Science*, 6:359-389, 1980.

LEES, F.P. **Loss Prevention in Process Industries, Hazard Identification, Assessment and Control**. 2nd ed. Butterworth-Heinemann, 3.000 p., 1996, Oxford, UK.

LEHR, W., SIMECEK-BEATTY, D. **Comparison of Hypothetical LNG and Fuel Oil Fires on Water**, *Journal of Hazardous Materials*, 107:3-9, 2004.

LEHR, W., SIMECEK-BEATTY, D. **Comparison of Hypothetical LNG and Fuel Oil Fires on Water**. Seattle, WA: National Oceanic and Atmospheric Administration-NOOA, Office of Response and Restoration, 2003, Draft Report.

LESIEUR, M. **Turbulence in Fluids**. 3rd ed. Kluwer Academic Publishers, Inc., 1997, Dordrecht.

LEWIS, B., von ELBE, G. **Combustion, Flames and Explosions of Gases**, Academic Press, 1961, New York.

LNGFIRE3®. **A Thermal Radiation Model for LNG Fires**. Chicago, IL: Gas Technology Institute, 2004, Technical Report GTI-04/0032.

LIBBY, P.A., WILLIAMS, F.A. **Turbulent Reacting Flows**, Academic Press, 1994, New York.

LIBBY, P.A., WILLIAMS, F.A. **Fundamental Aspects of Turbulent Reacting Flows**. In: Libby, P.A., WILLIAMS, F.A. Editors. *Turbulent Reacting Flows*, Springer, 1980, New York.

LIENHARD IV, J.H., LIENHARD V, J.H. **A Heat Transfer Textbook**, 3rd ed. Phlogiston Press, 2005, Cambridge, MA.

LIU, F., WEN, J.X. **The Effect of Turbulence Modelling on the CFD Simulation of Buoyant Diffusion Flames**. Fire Safety Journal, 37:125–150, 2002.

LUKETA-HANLIN, A., KOOPMAN, R.P., ERMAK, D.L. **On the Application of Computational Fluid Dynamics Codes for Liquefied Natural Gas Dispersion**. Journal of Hazardous Materials, 140:504-517, 2007.

LUKETA-HANLIN, A. **A Review of Large-Scale Spills: Experiments and Modeling**. Journal of Hazardous Materials, A(132):119-140, 2006.

McCAFFREY, B.J., HARKLEROAD, M. **Combustion Efficiency, Radiation, CO and Soot Yield from a Variety of Gaseous, Liquid and Solid Fueled Buoyant Diffusion Flames**, In: Twenty-Second Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, PA, 1251–1261, 1988.

McCAFFREY, B.J. **Momentum Implications for Buoyant Diffusion Flames**, Combustion and Flame, 52:149–167, 1983.

McGRATTAN, K.B., BAUM, H.R., HAMINS, A. **Thermal Radiation from Large Pool Fires**. Washington, DC: National Institute of Standards & Technology, U.S. Department of Commerce, November 2000, Technical Report NISTIR 6546.

McGRATTAN, K.B., BAUM, H.R., REHM, R.G. **Large Eddy Simulations of Smoke Movement**, Fire Safety Journal, 30:161-178, 1998.

McQUEEN, W., WHIPP, R.H., MAY, W.G., **Spills of LNG on Water – Vaporization and Downward Drift of Combustible Mixtures**. ESSO Research and Engineering Company, 1972, Technical Report EE61E-72 of work done for American Petroleum Institute.

MAKHVILADSE, G.M., ROBERTS, J.P., YAKUSH, S.E. **Combustion of Two-Phase Hydrocarbon Fuel Clouds Released into the Atmosphere**, Combustion and Flame, 118:583-605, 1999.

MALALASEKERA, W. M. G., VERSTEEG, H. K., GILCHRIST, K. **A Review of Research an Experimental Study on the Pulsation of Buoyant Diffusion Flames and Pool Fires**, Fire and Materials, 20:261-271, 1996.

MALONEY, J.O. **PERRY'S Chemical Engineers' Handbook**, 8th ed. The McGraw-Hill Companies, Inc., 2400 p., 2008, New York.

MALVOS, H., RAJ, P.K. **Details Of 35m Diameter LNG Fire Tests Conducted in Montoir, France In 1987 and Analysis of Fire Spectral and Other Data**. The 2006 Spring National Meeting of the AIChE, Session T6005 LNG VI, Risk & Safety, Orlando, FL, April 2006.

MALVOS, H., RAJ, P.K. **Thermal Emission and Other Characteristics of Large Liquefied Natural Gas Fires**. Process Safety Progress, 26(3):237-247, September 2007.

MARKSTEIN, G.H. **Correlations for Smoke Points and Radiant Emission of Laminar Hydrocarbon Diffusion Flames**, Proceedings of The Twenty-Second Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, PA, 363-370, 1988.

MARKSTEIN, G.H. **Radiative Energy Transfer from Turbulent Diffusion Flames**, Combustion and Flame, 27, 51-63, 1976a.

MARKSTEIN, G.H. **Scaling of Radiative Characteristics of Turbulent Diffusion Flames**. Norwood, MA: Factory Mutual Research Corporation, 1976b, Technical Report, 22361-4/RC-B-66.

MARON, S.H., PRUTTON, C.F. **Principles of Physical Chemistry**, The McMillan Company, 1965, 886 p., New York;

MAUSS, F., TRILKEN, B., BREITBACH, H., PETERS, N., **Soot Formation in Partially Premixed Diffusion Flames at Atmospheric Pressure**. In: Soot Formation in Combustion, Bockhorn, H. Editor, Springer, 1994, Berlin/Heidelberg.

MAY, H.G., PERUMAL, P.V.K. **The Spreading and Evaporation of LNG on Water**. Winter Annual Meeting of ASME, 74-WA/PID-15, November 17–22, 1974, New York.

MAY, H.G., McQUEEN, W. **Radiation from Large Liquefied Natural Fires**. Combustion Science and Technology, 7: 51–66, 1973.

MAY, H.G., McQUEEN, W., WHIPP, R.H. **Spills of LNG on Water**, American Gas Association-AGA, Operation Section Proceedings, Technical Paper 73-D-9, 1973.

McMURTRY, P.A., PALMER, J.L., HANSON, R.K. **A Linear Eddy Sub-Grid Model for Turbulent Reacting Flows: Application to Hydrogen-Air Combustion**. Proceedings of The Twenty-Fourth Symposium (International) Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, PA, 271, 1992.

MELL, W.E., McGRATTAN, K.B., BAUM, H.R. **Numerical Simulation of Combustion in Fire Plumes**, Proceedings of The Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, pp. 1523–1530, 1996.

MERCX, W.P.M., Van der BERG, 1997, **Vapor Cloud Explosions**, In: Methods for the Calculation of Physical Effects: Due to Release of Hazardous Materials: Liquids and Gases. 3rd ed. The Hague: The Netherlands Organization of Applied Scientific Research-TNO, 1997, 2 v., Parts 1 and 2, 870 p. (CPR14E Deel 1 'Yellow Book').

MENTER, F.R., August 1994, **Two-equation Eddy-viscosity Turbulence Models for Engineering Applications**. American Institute Aeronautics and Astronautics-AIAA Journal, 32(8):598-1605, 1994.

MIZNER, G.A., EYRE, J.A. **Radiation from Liquefied Gas Fires on Water**, Combustion Science and Technology, 35(1):33–57, 1983.

MIZNER, G.A., EYRE, J.A. **Large Scale LNG and LPG Pool Fires**. In: **The Assessment of major hazards**. Institution of Chemical Engineers, 147-164, 1982.

MODAK, A.T. **Thermal Radiation from Pool Fires**, Combustion and Flame, 29:177-192, 1997.

MÖEN, I.O. et al. **Flame Acceleration Due to Turbulence Produced by Obstacles**, Combustion and Flame, 39:21–32, 1980.

MOIN, P., MAHESH, K. **Direct Numerical Simulation: A Tool in Turbulence Research**, Annual Review of Fluid Mechanics, 30:539-578, 1998.

MÖLLER, S.V., SILVESTRINI, J.H. **Turbulência: Fundamentos**. In: Cadernos de Turbulência - Turbulência Vol. 4. Anais da IV Escola de Primavera de Transição e Turbulência, IV EPTT, 231 p. ABCM, Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul e UFRGS, Porto Alegre, RS, 2004.

MOORHOUSE, D.J., CARPENTER, R.J. **Factors Affecting Vapour Evolution Rates from Liquefied Gas Spills**. Proceedings of the Institution of Chemical Engineers Symposium, Manchester, UK, January 1986.

MOORHOUSE, D.J., PRITCHARD, M.J. **Thermal Radiation Hazards from Large Pool Fires and Fireballs: a Literature Review**. European Federation of Chemical Engineering 25, Institution of Chemical Engineers Symposium Series, 71:397–428, 1982, Manchester, UK.

MOORHOUSE, D.J. **Scaling Criteria Derived from Large Scale Experiments—the Assessment of Major Hazards**. Institution of Chemical Engineers Symposium Series, 71:165–179, Manchester, UK.

MORTON, B.L., TAYLOR, G.I., TURNER, J.S. Proceedings of Royal Society London A, 234:1-23, 1956.

MOSS, J.B., STEWART, C D., YOUNG, K.J. **Modeling Soot Formation and Burnout in a High Temperature Laminar diffusion Flame Burning under Oxygen-enriched Conditions**. Combustion and Flame, 101:491, 1995.

MOSS, J.B. **Modeling Soot Formation for Turbulent Flame Prediction**. In: Bockhorn, H. Editor, Soot Formation in Combustion, Springer, 1994, Berlin/Heidelberg.

MUDAN, K.S. **Thermal Radiation Hazards from Hydrocarbon Pool Fires**. Progress Energy Combustion Science, 10:59–80, 1984.

MUDAN, K.S., CROCE, P.A. **Fire Hazard Calculations for Large Open Hydrocarbon Fires**. In: Handbook of Fire Protection Engineering. National Fire Protection Association-NFPA, Society of Fire Protection Engineering-SFPE, 1st ed., 1988, Section 2, Quincy, MA.

MÚNERA, B.A.H., ARRIETA, A.A.A., SIERRA, F.J.C. **Modelos para el Estudio Fenomenológico de la Combustión sin Llama⁶³ con Simulación Numérica**, Revista Ingeniería e Investigación, 29(2):70-76, Agosto 2009, Medellín.

⁶³ Método de combustão que emprega pré-aquecimento do ar e recirculação dos produtos queimados. O pré-aquecimento assegura alta eficiência térmica, tendo em vista que a diluição da mistura ar/combustível com produtos de combustão gera uma concentração de oxigênio menor do que a normalmente consumida na combustão convencional, reduzindo assim a temperatura da chama.

MURGAI, M.P. **Natural Convection from Combustion Sources**, Oxford & IBH Publishing, 1976, New Delhi.

NAKOS, J. **Uncertainty Analysis of Steady State Incident Heat Flux Measurements in Hydrocarbon Fuel Fires**. Albuquerque, NM: Sandia National Laboratories, 2005, 59 p., Sandia Report SAND2005-7144.

NARASIMHAN, K.S., FOSTER, P.J. **The Rate of Growth of Soot in Turbulent Flow with Combustion Products and Methane**. Proceedings of The Tenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, PA, 253-257, 1965.

NATIONAL FIRE PROTECTION ASSOCIATION-NFPA. **NFPA 59A: Standard for the Production, Storage, and Handling of Liquefied Natural Gas (LNG)**. 2006, Quincy, MA;

_____. **Handbook of Fire Protection Engineering**. Society of Fire Protection Engineering-SFPE, 2nd ed., 1995, HFPE-95, Quincy, MA.

NATIONAL MATERIALS ADVISORY BOARD-NMAB. **Safety Aspects of Liquefied Natural Gas in the Marine Environment**. Washington, DC: National Academy of Sciences, 1980, Publication NMAB 354.

NAU, M., WÖLFERT, A., MAAS, U., WARNATZ, J. **Application of Combined PDF/Finite-Volume Scheme on Turbulent Methane Diffusion Flames**. In: Transport Phenomena in Combustion, Chan S.V. Editor, Taylor & Francis, 986, 1996, Washington, DC.

NÉDELKA, D.J. Proceedings of the Ninth International Congress and Exposition of Liquefied Natural Gas. Gas Technology Institute, 2(III-B):1-23, 1990, Chicago, IL.

NÉDELKA, D.J., MOORHOUSE, J., TUCKER, R.F. **The Montoir 35 m Diameter LNG Pool Fire Experiments**. Ninth International Conference & Exposition on Natural Gas, LNG9, TRCP.3148R, 17-20 October, 1989, Nice, France.

NIECKELE, A.O. **Notas de Aula de Turbulência - MEC2345**. Departamento de Engenharia Mecânica, 2006, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

NOTARIANNI, K.A., EVANS, D.D., WALTON, W.D., MADRZYKOWSKI, D., LAWSON, J.R. **Smoke Production from Large Oil Pool Fires**. Proceedings of the Interflam 1993 Fire Safety International Fire Conference, Interscience Communications Ltd London, 111-119. March 1993, Oxford, UK.

OPSCHOOR, G. **The Spreading and Evaporation of LNG- and Burning LNG-Spills on Water**. Journal of Hazardous Materials, 3:249-266, 1980.

OPSCHOOR, G. **Investigations Into the Spreading and Evaporation of Burning LNG on Water and the Radiation from LNG Fires on Water**. Appeldoorn: The Netherlands Organization of Applied Scientific Research-TNO, 1975, CTI-TNO Technical Report 75-03777, I.O.W.Ssubproject 4, Report 4.

OTTERMAN, B. **Analysis of large LNG spills on water. Part 1: Liquid spread and evaporation**. Cryogenics, 455-460, 1975.

- PAI, Shih-I. **Radiation Gas Dynamics**, 1966, Springer-Verlag OHG, Berlin.
- PALMER, H.B., CULLIS, C.F. **The formation of Carbon from Gases**. In: Chemistry and Physics of Carbon. Walker, P.L. Editor, I:265, Marcel Dekker, 1965, New York.
- PAO, Y.H. **The Structure of Turbulent Velocity and Scalar Fields at Large Wavenumbers**. Physics of Fluids, 8:1063,1969.
- PARFOMAK, P.W., FLYNN, A.M. **Liquefied Natural Gas (LNG) Import Terminals: Siting, Safety and Regulation**. Washington, DC: Congressional Research Service. The Library of Congress CRS Report for Congress, 2004, Order Code RL32205, May 27.
- PARFOMAK, P. **Liquefied Natural Gas (LNG) Infrastructure Security: Background and Issues for The Congress House**. Washington, DC: CRS Report for Congress, September, 2003. Disponível em: <http://www.energy.ca.gov/lng/documents/CES_RPT_LNG_INFRA_SECURITY.PDF>. Acesso em: 28 dez. 2006.
- PARNAROUSKIS, M. C. et al. **Vapor Cloud Explosion Study**. Proceedings of the Sixeme. Congres International Sur Le Gaz Naturel Liquefiè, Iss. 2, Sess. 3, Paper 12, 1980.
- PAO, Y.H. **Structure of Turbulent Velocity and Scalar Fields at Large Wavenumbers**, The Physics of Fluids, 8:1063-1075, 1965.
- PATEL, H. **Emerging Technologies for Natural Gas Importation**, Lecture presented by American Bureau of Shipping in XXI Pan American Congress of Naval Engineering in Montevideo, 21 October 2009, Uruguay. Disponível em: <<http://www.eagle.org/eagleExternalPortalWEB/>>. Acesso em: 12 mar. de 2010.
- PATEL, H. **LNG FPSO Cargo Containment Systems – Selection and Operation**. Lecture presented by American Bureau of Shipping in a Seminar on LNG FPSO at UWA University Club, The University of Western Australia-UWA. May 19, 2008, Perth, Australia. Disponível em: <<http://www.eagle.org/eagleExternalPortalWEB/>> Acesso em: 12 mar. de 2010.
- PETERS, N., 2000, **Turbulent Combustion**, Cambridge University Press, Cambridge, U.K.,
- PETROBRAS. Petróleo Brasileiro S.A. **Construção de Unidade de GNLE**, Comunicação Institucional, 17 de Novembro, 2009, Rio de Janeiro.
- _____. Petróleo Brasileiro S.A. In: **País Recebe a Primeira Carga de GNL**. FOSTER, M.G., AMERICANO, A.C., 2008. Disponível em: <<http://jbonline.terra.com.br/>>. Acesso em 3 jun. 2008.
- _____. Petróleo Brasileiro S.A. **Gás Natural Liquefeito; Estratégia Empresarial**, PETROBRAS Magazine, 29:20-23, 2007a, Rio de Janeiro.
- _____. Petróleo Brasileiro S.A. **Uma Revolução Chamada GNL**, Revista PETROBRAS Ano 13, 127:20-23, 2007b, Rio de Janeiro.

_____. Petróleo Brasileiro S.A. **Projeto GNL**. 2007c. Disponível em: <<http://www.gnlpetrobras.com.br/home.htm>.> Acesso em: 15 set. 2007.

_____. Petróleo Brasileiro S.A. **GNL, A hora é Essa**. PETROBRAS Magazine, 6-13, 2006, Rio de Janeiro.

PHINNEY, S. **International and National Efforts to Adress the Safety and Security Risks of Importing Liquefied Natural Gas: A Compendium**. Sacramento, CA: Prepared by Aspen Environmental Group for California Energy Commission, January 2005, Technical Report CEC-600-2005-002.

PIOMELLI, U. **Large-Eddy Simulation: Achievement and Challenges**, Progress in Aerospace Sciences, 35(1-2):335-362, 1999.

PITBLADO, R.M., BAIK, J., RAGHUNATHAN, V. **LNG Decision Making Approaches Compared**. Journal of Hazardous Materials, 130:148-154, 2006.

PITBLADO, R.M., BAIK, J., HUGES, G.J., FERRO, C., SHAW, S.J., **Consequences of LNG Marine Incident**. In: Proceedings of the CCPS Conference, Orlando, FL, June 2004.

POPE, S.B. **Turbulent Flows**, Cambridge University Press, 770p., 2000, UK.

POPE, S.B. **Lagrangian PDF Methods for Turbulent Flows**, Annual Review of Fluid Mechanics, 1(26):23-63, 1994.

POPE, S.B. **Computations on Turbulent Combustion: Progress and Challenges**. Proceedings of The Twenty-Third Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 591 p., 1991.

POPE, S.B. **PDF Methods for Turbulent Reactive Flows**. Energy Combustion Science, 11:119-192, 1985.

PRITCHARD, M.J., BINDING, T.M. **FIRE2: A New Approach for Predicting Thermal Radiation Levels from Hydrocarbon Pool Fires**. Institution of Chemical Engineers Symposium Series, 130:491-505, 1992.

PULA, R., KHAN, F.I., VEITCH, B., AMYOTTE, P.R. **Revised Fire Consequence Models for Offshore Quantitative Risk Assessment**. Journal of Loss Prevention in the Process Industry, 18:443-454, 2005.

PUTTOCK, J.S., BLACKMORE, D.R., COLENBRANDER, G.W. **Field Experiments on Dense Gas Dispersion**. Journal of Hazardous Materials, 6:13-41, 1982.

QIAO, Y., WEST, H.H., MANNAN, M.S., JOHNSON, D.W., CORNWELL, J.B. **Assessment of the Effects of Release Variables on the Consequences of LNG Spillage onto Water Using FERC Models**. Journal of Hazardous Materials, 130:155-162, 2006.

QUEST CONSULTANTS, INC. **Modeling LNG Spills in Boston Harbor**, 2001, 2003. In: ABS CONSULTING GROUP. Consequence Assessment Methods for Incidents Involving Releases from Liquefied Natural Gas Carriers. Washington, DC: May 2004, 56 p.

Technical Report to The Federal Energy Regulatory Commission-FERC, 131-04 GEMS 1288209.

RAJ, P.K. **LNG Fire Spectral Data and Calculation of Emissive Power**, Journal of Hazardous Materials, 142(3):720-729, 2007a.

_____. **LNG Fires: a Review of Experimental Results, Models and Hazard Prediction Challenges**. Journal Hazardous Materials, 140:444-464, 2007b.

_____. **Large Hydrocarbon Fuel Pool Fires, Physical Characteristics and Thermal Emission Variations with Height**. Journal of Hazardous Material, 140:280-292, 2007c.

_____. **Large LNG Fire Thermal Radiation—Modeling Issues and Hazard Criteria Revisited**, AIChE Process Safety Progress, 24 (3):192-202, September 2005.

_____. **Thermal Radiation Hazard Heat Flux Establishing Safety Zones Around LNG & other Hydrocarbon Fires**. Quincy, MA: National Fire Protection Association-NFPA, November 2004, White Paper developed for the 59A (LNG) Committee.

_____. **Volume III - Combustion and Radiation**. Proceedings of MIT GRI LNG Safety Workshop (March 22–24, 1982) held at Massachusetts Institute of Technology-MIT, Cambridge, MA. Gas Research Institute-GRI, Chicago, IL, July 1982.

_____. **Analysis of JP-4 Fire Test Data and Development of a Simple Fire Model**. Proceedings of the Twentieth Joint ASME-AIChE National Heat Transfer Conference, ASME Paper 81-HT-17. Milwaukee, WI, August 1981.

RAJ, P.K., ARAVAMUNDAM, K.S., MOUSSA, A.N. **Experiments Involving Pool and Vapor Fires from Spills of LNG on Water**. Washington, DC: Arthur D. Little, 1979a, U.S. Coast Guard-USCG Report NTIS AD-A077073.

RAJ, P.K. et al. **LNG Spill Fire Tests on Water: an Overview of the results**. American Gas Association-AGA, Operation Section Procedures, T246–T251, 1979b.

_____. **A criterion for Classifying Accidental Liquids Spills into Instantaneous and continuous types**. Combustion Science, 19:251-254, 1979.

RAJ, P. K. **Calculations of Thermal Radiation Hazards from LNG fires - Review of the State-of-the-Art**. American Gas Association-AGA Transmission Conference Paper no. 2 Session 18, St. Louis, MO, May 18, 1977.

RAJ, P.K., ATALLAH, S. **Thermal Radiation from LNG Fires**, Advances in Cryogenic Engineering, 20:143-150, 1974.

RAJ, P.K., KALELKAR, A.S. **Assessment Models in Support of the Hazard Assessment Handbook**. Washinton, DC: Arthur D. Little, Inc., January 1974, Technical Report to US Department of Tansportation-U.S.DOT/U.S. Coast Guard-USCG under no. CC-D-65-74.

RAMOS, F., ROSA, R., TEMAN, R. **Estimativas Rigorosas para Escoamentos Turbulentos Baseados nas equações de Navier-Stokes**. In: Cadernos de Turbulência – Turbulência 5(1):17-35. V Escola de Primavera de Transição e Turbulência, ABCM, Instituto Militar de

Engenharia, Rio de Janeiro, 25 a 29 de setembro, 2006.

REID, R.C., WANG, R. **The Boiling Rates of LNG on Typical Dike Floor Materials**, *Cryogenics*, 401–404, 1978.

REW, P.J., SPENCER, H., MADISON, T. **Sensitivity of Risk Assessment of Flash Fire Events to Modeling Assumptions**. Institution of Chemical Engineers Symposium Series, 144:265-278, 1998.

REW, P.J., HULBERT, W.G., DEAVES, D.M. **Modeling of Thermal Radiation from External Hydrocarbon Pool Fires**. *Process Safety and Environmental Protection, Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 75(B): 81–89, May 1997.

REW, P.J., HULBERT, W.G. **Development of Pool Fire Thermal Radiation Model**. London: Health and Safety Executive-HSE Contract, 1996, Research Report No. 96-1996.

REW, P.J., HULBERT, W.G. **Development of Pool Fire Thermal Radiation Model**. London: Health and Safety Executive-HSE Books, 1995, Contractor Report WSA/RSU80000/018.

REYNOLDS, W.C. **The Potential and Limitations of Direct and Large Eddy Simulation. In: Whither Turbulence? Turbulence at Crossroads**. Lecture notes in Physics. Springer, 313 p., 1989, New York.

REYNOLDS, W.C. **The Element Potential Method for Chemical Equilibrium Analysis-Implementation in the Interactive Program STANJAN® Version 3**. Department of Mechanical Engineering, Stanford University, 1986, Palo Alto, CA.

RICHARDSON, R.J. **Pesquisa Social: Métodos e Técnicas**. 3ª ed. Ed. Atlas, 1999.

RODEAN, H.C. et al. **Vapor Burn Analysis for the Coyote Series LNG Spill Experiments**. Livermore, CA: Lawrence Livermore National Laboratory, 1984, Technical Report UCRL-53530.

SACADURA, J.F. **Radiative Heat Transfer in the Safety Science**. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 93(5):24, 2005.

SAGAUT, P. **Large Eddy Simulation for Incompressible Flows**. Springer-Verlag, 2001, Berlin/Heidelberg.

SAKAR, A., SO, R. **A Critical Evaluation of Near-Wall Two-Equation Models Against Direct Numerical Simulation Data**. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 18(2):197-208, 1997.

SAKAR, S., ERLEBACHER, G., HUSSAINI, M.Y. **Direct Simulation of Compressible Turbulence in a Shear Flow**. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 2:291-305, 1991.

SANDIA NATIONAL LABORATORIES. **Breach and Safety Analysis of Spills Over Water from Large Liquefied Natural Gas Carriers**. Washington, DC; Albuquerque, NM; Livermore, CA: U.S. Department of Energy, May 2008, Technical Report SAND2008-3153.

_____. **Guidance on Risk Analysis and Safety Implications of a Large Liquefied Natural Gas (LNG) Spill Over Water**. Washington, DC; Albuquerque, NM; Livermore, CA: U.S. Department of Energy, December 2004, Technical Report SAND2004-6258.

SANTORO, R.J. YEH, T.T., HORVATH, J.J., SEMERJIAN, H.H. **The Transport and Ggrowth of Soot Particles in Laminar Diffusion Flames**, *Combustion Science*, 53:89, 1987.

SEMBER, W.J. **State of the LNG Industry: A Class Perspective**. Lecture presented on The American Institute of Marine Underwriters Congress. American Bureau of Shipping, September 2005, New York.

SCHATZMANN, M., LEITL, B. **Quality Assurance of Micro-scale Meteorological Models – Action COST 732**. University of Hamburg, Meteorological Institute (ZMAW), Hamburg, Germany. Disponível em: <www.univ-orleans.fr/lme/phymod2007/.../S2_P1_Schatzmann.pdf>. Acesso em: 4 abr. 2009.

SCHNEIDER, A.L. **Liquefied Natural Gas Spills on Water Fire Modeling**. *Journal of Fire and Flammability*, 12:302–313, 1980.

SCHNEIDER, A. L. et al., **U.S. Coast Guard Liquefied Natural Gas Research at China Lake**. *Gastech* 78:5–8, October 1978, Monte Carlo, France.

SHAW, P., BRISCOE, F. **Vaporization of Spills of Hazardous Liquids on Land and Water**. London: Safety and Reliability Directorate-SRD/Health and Safety Executive-HSE, May 1978, Technical Report R100.

SIDDALL, R. G., McGRATH, I.A. **The Emissivity of Luminous Flames**. *Proceedings of The Ninth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, W. G. Berl Editor 102-110, 1963.

SIEGEL, R., HOWELL, J.R. **Thermal Radiation Heat Transfer**, 4th ed. Taylor and Francis, 2001, New York.

SILVA, L.F.S. **Notas de Aula de Fundamentos da Combustão - MEC2004**. Departamento de Engenharia Mecânica, 2006, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

SILVA, L.F.S. **Combustão e Turbulência**. In: *Cadernos de Turbulência - Turbulência Vol. 4. Anais da IV Escola de Primavera de Transição e Turbulência*, IV EPTT, 231 p., ABCM 2004, Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul e UFRGS, 27 de setembro a 1º de outubro de 2004, Porto Alegre, 2004.

SILVEIRA NETO, A.S. **Fundamentos da Turbulência nos Fluidos**, in: *Cadernos de Turbulência – Turbulência Vol. 1. Anais da I Escola de Primavera de Transição e Turbulência*, I EPTT, 272 p., ABCM 2002, Instituto Militar de Engenharia, 21 a 25 de setembro, Rio de Janeiro, 1998.

SLATTERY, J.C. **Advanced Transport Phenomena**, Cambridge University Press, 1999, New York;

SLATTERY, J.C. **Momentum, Energy, and Mass Transfer in Continua**, McGraw-Hill Kogakusha, 1972, Tokyo.

SLICHLICHTING, H., GERSTEN, K. **Boundary-Layer Theory**. Springer-Verlag 8th ed. 2000, Corrected Printing 2003, Berlin/Heidelberg, New York.

SLICHLICHTING, H. **Grenzschicht-Theorie**. Braun-Verlag, Karlsruhe, 8. Auflage, Berlin.

SMITH, P., RAWAT, J., SPINTI, J., KUMAR, S., BORODAI, S., VIOLI, A. **Large Eddy Simulations of Accidental Fires Using Massively Parallel Computers**. Sixteenth American Institute of Aeronautics and Astronautics-AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, Paper AIAA-2003-3697, 23-26 June, 2003, Orlando, FL.

SNEGIREV, A. **Statistical Modeling of Thermal Radiation Transfer in Buoyant Turbulent Diffusion Flames**. Combustion and Flame, 136:51–71, 2004.

SPARROW, E.M.J., CESS, R.D. **Radiation Heat Transfer (Augmented ed.)**. Hemisphere Publishing Corporation, Washington DC, 1978.

SPARROW, E.M.J. **Heat Transfer**. Transactions of American Society of Mechanical Engineers-ASME, 85:81-88, 1963.

SPARROW, E.M.J. **A New and Simpler Formulation for Radiative Angle Factors**. Journal of Heat Transfer, 85(2):81-88, 1963. In: SIEGEL, .R., HOWELL, J.R. Thermal Radiation Heat Transfer, 4th ed. Taylor and Francis, 2001, New York.

SPEZIALE, C.G. **Turbulence Modeling for Time-dependent RANS and LES: A review**, American Institute of Aeronautics and Astronautics-AIAA Journal, 36(2) 173-184, 1998.

STEWART, F.R. **Prediction of the Height of Turbulent Diffusion Buoyant Flames**. Combustion Science and Technology, 2:203–212, 1970.

STULL, V.R., PLASS, G.N. **Emissivity of Dispersed Carbon Particles**. Journal of the Optical Society of America, 50(2):21-129, 1990.

TAYLOR, D. W. **The Role of Consequence Modeling in LNG Facility Siting**. Journal of Hazardous Materials, 142:776–785, 2007.

TENNEKES, H., LUMLEY, J. L. **A First Course in Turbulence**. The MIT Press, Cambridge, 1972.

THOMAS, P.H. **Fire Spread in Wooden Cribs: Part III, The Effect of Wind**. Boreham Woods, England: Fire Research Station, June 1965, Fire Research Note No. 600.

_____. **The Size of Flames from Natural Fires**. Proceedings of The Ninth Symposium (international) on Combustion, The Combustion Institute. Academic Press, 844–859, 1963, New York.

TMS. Technology & Management Systems, Inc. **Spectrum of Fires in a LNG Facility - Assessments, Models and Consideration in Risk Evaluations**. Burlington, MA: The U.S.

Department of Transportation Pipeline & Hazardous Materials Safety Administration, 2006, Final Technical Report, 99 p.

TNO. The Netherlands Organization of Applied Scientific Research. **Methods for the Calculation of Physical Effects Due to Release of Hazardous Materials: Liquids and Gases**. 3rd ed. 1997, 2 v., Parts 1 and 2, 870 p., ('Yellow Book'. CPR, 14E. Deel 1), 1997, The Hague.

TURNER, J.S. **Buoyancy Effects in Fluids**. Cambridge University Press, 1973, Cambridge.

UNIÃO EUROPÉIA. Comité Européen de Normalisation-CEN. **Installation and Equipment for Liquefied Natural Gas – Design of Onshore Instalations**. European Norm (EN) Standard EN 1473, Latest Edition, February, 2005, Brussels.

VACHON, M., CHAMPION, M. **Integral Model of a Flame with Large Buoyancy Effects**. Combustion and Flame, 63, 269–278, 1986.

VALENCIA-CHAVEZ, J.A., REID, R.C. **The Effect of Composition on The Boiling Rates of Liquefied Natural Gas For Confined Spills on Water**. International Journal of Heat and Mass Transfer, 22:831-838, 1979.

VALLEJO, City of. **Liquefied Natural Gas in Vallejo: Health and Safety Issues**. Vallejo, CA: LNG Health and Safety Committee, January 2003, Final Report.

Van den BOSCH, C.J.H., WETERINGS, R.A.P.M. **General Introduction**. In: Methods for the Calculation of Physical Effects: Due to Release of Hazardous Materials: Liquids and Gases. 3rd ed. The Hague: The Netherlands Organization of Applied Scientific Research-TNO, 1997, 2v., Parts 1 and 2, 870 p., 2v. (CPR 14E Deel 1 'Yellow Book'), 1997.

Van der MOLEN, R.J., NICHOLLS, A. **Blast Wave Initiation Energy for Detonation of Methane-ethane-Air Mixture**, Combustion Science and Technology, 21:75–78, 1979.

VAN WYLEN, G., SONNTAG, R.E., BORGNACKE, C. **Fundamentals of Thermodynamics**. John Wiley & Sons, Inc., 2003, 573 p., NewYork.

VANDBURGER, U., KENNEDY, I., GLASSMAN, I. **Sooting Conterflow Diffusion Flames with Varying Oxygen Index**, Combustion Science and Technology, 39(1-6):263-285, 1984.

VERSTEEG, H.K., MALASEKERA, W.M.G. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics – The Finite Volume Method**. 3rd reprint Longman Group Ltd, 257 p., 1999, London.

VESOVIC, V. **The Influence of Ice Formation on Vaporization of LNG on Water Surfaces**, Journal of Hazardous Materials, 140:518-526, 2007.

VINCENTI, W. G., KRUGER, C. H. Jr. **Introduction to Physical Gas Dynamics**. John Wiley & Sons, Inc., 1965, New York.

VISKANTA, R. **Radiation Transfer and Interaction of Convection with Radiation Heat Transfer**. In: Advances in Heat Transfer. Thomas F. Irvine, Jr. and James P. Harnett Editors. 3:175-251, Academic Press, Inc., 1966, New York.

WAGNER, H. G. **Soot Formation in Combustion**. Proceedings of The Seventh Symposium (International) Combustion. The Combustion Institute, PA, Pittsburg, p. 3, 1979.

WAITE, P.J., WHITEHOUSE, R.J., WINN, E.B., WAKEHAM, W.A. **The Spread and Vaporization of Cryogenic Liquids on Water**. Journal of Hazardous Materials, 8:165–184, 1983.

WARNATZ, J., MAAS, U., DIBBLE, R. W. **Combustion – Physical and Chemical Fundamentals, Modeling and Simulation, Experiments, Pollutant, Formation**, 2nd ed. 1999, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg.

WEBBER, D. M., BRIGHTON, P. W. M. **Similarity Solutions for the Spreading of Liquid Pools**. London: UK Atomic Energy Authority, Safety and Reliability Directorate, July 1987, Technical Report UKAEA SRD/R371.

WEBBER, D. M., BRIGHTON, P. W. M. **An Integral Model for Spreading, Vaporizing Pools**. London: UK Atomic Energy Authority, Safety and Reliability Directorate, August 1986, Technical Report UKAEA SRD HSE/R390.

WELKER, J. R., SLEIPCEVICH, C. M. **Bending of Wind-blown Flames from Liquid Pools**. Fire Technology, 2:127, 1966.

WIESCHNOWSKI, U., BOCKHORN, H., FETTING, F. **Some New Observations Concerning the Mass Growth of Soot in Premixed Hydrocarbon-Oxygen Flames**. Proceedings of The Twenty-Second Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute, Pittsburg, PA, p. 343, 1988.

WILCOX, D.C., **Model for Fires with Low Initial Momentum and Nongray Thermal Radiation**. American Institute of Aeronautics and Astronautics-AIAA Journal, 13:381–386, 1975.

WILCOX, D., **Turbulence Modeling for CFD**, DCW Industries, Inc., 1998, La Canada, CA.

WILLIAMS, F.A. **Combustion Theory: The Fundamental Theory of Chemically Reacting Flow Systems (Combustion Science & Engineering)**. 2nd ed. Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc., 680 p., 1985, San Francisco, CA.

WORLD BANK GROUP. **Environmental, Health, and Safety Guidelines**. Washington, DC: Internacional Finance Corporation, 2007. LNG Liquefied Natural Gas Facilities Technical Report.

XU, J, POPE, S. **PDF Calculations of Turbulent Nonpremixed Flames with Local Extinction**. Journal of Computational Physics, 123:281-307, 2000.

YUEN, W.W., TIEN, C.L. **Simple Calculation Scheme for the Luminous Flame Emissivity**. Seventeenth International Symposium on Combustion, University of Leeds, p. 1481, 1976, Leeds, England.

ZEBATAKIS, M.G. **Flammability Characteristics of Combustible Gases and Vapors**. Washington, DC: U.S. Department of the Interior, U.S. Bureau of Mines, 1995, Bulletin 627.

ZEL'DOVICH, Y.B., BARENBLATT, G., LIBROVIR, H.V., MAKHVILADZE, G. **The Mathematical Theory of Combustion and Explosions**. Consultants Bureau, 1985, New York.

ZEL'DOVICH, Y.B., RAIZER, Y. **Physics of Shock Waves and High-temperature Hydrodynamic Phenomena**. Volume I Part II, Academic Press, Inc., 1966, New York.

ZEL'DOVICH, Y.B. **К Теории Горения Неперемешанных Газов**. Zhur Tekhn Fiz 19:1199, 1949. English: **On the Theory of Combustion Initially Unmixed Gases**. National Advisory Committee for Aeronautics-NACA, 1951, Technical Memorandum no. 1296.

ZEL'DOVICH, Y.B., FRANK-KAMENETSKII D.A. **The Theory of thermal Propagation of Flames**. Zh. Fiz. Khim., 12: 100, 1938.

ZUKOSKI, E.E. **Properties of Fire Plumes**. In: Combustion Fundamentals of Fire, G. Cox Editor, 101–219, Academic Press, 1995, London.

ZUKOSKI, E.E., KUBOTA, T., CETEGEN, B. **Entrainment in Fire Plumes**. Fire Safety Journal, 3:107–121, 1981.

APÊNDICE A

Notações utilizadas

A.1

Introdução

Muitas sugestões já foram formuladas no intuito de padronizar a nomenclatura utilizada em radiação térmica. Porém, um dos pontos de controvérsia nesse mister é a terminação ‘-ividade’ para as várias propriedades radiativas de materiais. Além dessa controvérsia, a falta de padronização nas notações, simbologias e terminologias utilizadas na escrita e manipulação das equações fundamentais, utilizadas para a formulação das equações de trabalho, dificultou o trato unificado da questão. Ademais, a grande quantidade de notações e simbologias que aparece, de forma sistemática, nas literaturas de radiação térmica, mecânica dos fluidos e combustão, dificultou o entendimento da descrição da física envolvida, além de gerar esforço considerável na escrita das equações.

Como no âmbito dos problemas de radiação térmica existem muitas grandezas que dependem de diversas direções, e uma ampla diversidade em função do espectro do comprimento de onda, essa lacuna ensejou a apresentação neste trabalho de uma proposta inovadora (sob certos aspectos) na tentativa de aglutinar, na medida do possível, todos esses conceitos numa só notação. A idéia foi adotar uma notação simples e robusta, permitindo ao usuário identificar, de forma padronizada, inequívoca e imediata, as operações arroladas com o uso de operadores matemáticos, tipos de grandezas, entidades associadas (vetores, tensores, etc.) na física do problema tratado. O uso dessa notação unificada facilita a formulação para se obter as expressões do intercâmbio de radiação térmica e do fator de configuração geométrica entre superfícies, objetivo do presente Anexo. O resumo aqui apresentado é de grande utilidade, e se justifica para haver padronização ao se formular as equações de trabalho para a modelagem matemática da formação e espalhamento da poça e da subsequente pluma de incêndio, e para compreender fisicamente o que representa cada variável e parâmetro das equações.

A.2

Nomenclatura

O *National Institute of Standards and Technology* (NIST) do Departamento de Energia dos Estados Unidos (USDOE), trabalhou na nomenclatura ‘-ividade’, e em suas publicações reserva esta terminação para propriedades (emissividade, refletividade, etc.) de substâncias oticamente lisas, de superfícies não contaminadas de corpos opacos, por exemplo. Por outro lado, usa a terminação ‘-ância’ para propriedades (emitância, refletância, etc.) para camadas de gases e meios participantes, e nos casos exista necessidade de se especificar, ou seja, dependem das condições da superfície (Siegel e Howell, 2001). É de praxe na maioria dos campos da ciência, se usar a terminação ‘-ividade’ associada a propriedades ‘intensivas’ dos materiais (que

independentem da massa ou da quantidade presente), como é o caso, por exemplo, de resistividade elétrica, condutividade térmica, difusividade mássica, difusividade térmica. Já a terminação ‘-ância’, por outro lado, é reservada a propriedades ‘extensivas’ dos materiais (que dependem da massa ou da quantidade presente), como condutância elétrica, por exemplo.

Não obstante, o termo ‘emitância’ se definido como no parágrafo acima, não segue esta convenção, uma vez que emitância ainda seria uma propriedade intensiva quando materiais opacos são considerados (Siegel e Howell, 2001). Parece tedioso, então, se definir dois termos para o mesmo conceito físico, ou usar um termo específico para diferenciar o único caso especial da substância pura perfeitamente preparada. Por essas razões, convencionou-se no presente trabalho que a terminação ‘-ividade’ é usada para ‘propriedades intensivas’ radiativas de materiais opacos, independentemente se for para superfícies não contaminadas ou para propriedades com alguma condição especificada para a superfície. Convencionou-se também que a terminação ‘-ância’ é reservada para ‘propriedades extensivas’ como, por exemplo, emitância de uma camada de água ou de gás, onde a emitância pode variar com a espessura. São abolidos, por conseguinte, os termos ‘condutibilidade’, ‘difusibilidade’, ‘absortibilidade’, ‘refletibilidade’, ‘repetibilidade’, etc., encontradas também na literatura.

A.3 Notações de trabalho

A.3.1 Notação funcional de radiação térmica

No presente trabalho, é adotada uma adaptação da notação funcional utilizada nas obras de Bejan e Kraus (2003), Siegel e Howell (2001) e Sparrow e Cess (1978), dentre outros autores, que explicita a relação funcional natural entre grandezas radiativas e as variáveis das quais dependem. Sua formulação considera um elemento de área de uma superfície com propriedades radiativas, localizado no centro geométrico de um ângulo sólido hemisférico, ou seja, com domínio variando entre 0 e π esferorradianos.

Nela, convencionou-se que os símbolos dessas grandezas radiativas apresentem sobrescrito para quantidades direcionais e subscrito para grandezas espectrais. Assim, por exemplo, $\varepsilon'_\lambda(\lambda, \theta, \psi, T_A)$ denota que a emissividade direcional espectral ε'_λ depende funcionalmente das quatro variáveis assinaladas entre os parênteses. O sobrescrito primo (') indica uma quantidade direcional, e o subscrito λ especifica que a quantidade é espectral (monocromática). Certas grandezas radiativas dependem de ‘duas’ direções, ou seja, dois ângulos, e a estas é atribuído o sobrescrito duplo primo (''). Existe uma única exceção a esta regra, quando o duplo primo é usado na vazão mássica de vaporização, \dot{m}''_v . Este é um parâmetro consagrado na literatura, daí sua manutenção como tal, que carrega o duplo primo para designar que a vazão mássica (daí o adorno ‘ponto’ em cima da letra m) escoar por uma unidade de área de seção reta.

Uma grandeza hemisférica não carregará o símbolo primo, e uma quantidade total não terá um subscrito λ . Uma grandeza que é direcional por natureza, isto é, é avaliada por uma unidade de ângulo sólido, sempre terá um primo, mesmo se num caso específico seu valor numérico seja independente da direção. A independência da direção é denotada pela ausência do par de ângulos, respectivamente, polar e azimutal (θ, ψ), na notação funcional. Analogamente, uma quantidade espectral será sempre associada a um subscrito λ , mesmo quando em casos específicos, seu valor numérico não varie com o comprimento de onda; neste caso, não será necessário indicar λ na notação

funcional. Uma complementação se faz necessária para a taxa de energia \dot{Q} (energia por unidade de tempo) para uma área finita, de modo a manter as consistências matemática e dimensional nos balanços de energia. Dessa forma, $d^2\dot{Q}'_\lambda$ indica uma grandeza direcional-espectral, sendo que a segunda diferencial se faz necessária para denotar que a taxa de energia é uma diferencial, tanto no comprimento de onda como no ângulo sólido. Assim, $d\dot{Q}'$ e $d\dot{Q}'_\lambda$ são quantidades diferenciais, respectivamente, com respeito ao ângulo sólido e ao comprimento de onda. Se uma área diferencial é envolvida, a ordem da derivada é aumentada de forma correspondente. Então, a diferencial terceira $d^3\dot{Q}'_\lambda(\lambda, \theta, \psi, T_A)$ refere-se à energia que emana de uma superfície real dA com temperatura T_A por unidade de tempo no comprimento de onda $d\lambda$ e dentro do ângulo sólido $d\Omega$. A temperatura T_A foi explicitada para deixar clara a dependência funcional da energia com esta variável. Para um corpo negro, a intensidade é independente da direção, podendo ser escrita como $d^3\dot{Q}'_{\lambda,b}(\lambda, \psi, T_A)$.

Embora pareça redundante, a notação funcional mostra-se importante nos casos de corpos cinza e difusos. Adicionalmente, por ser concisa e robusta, poupa-se espaço, tempo e escrita, ao indicar-se, por exemplo, somente ϵ'_λ , ao invés de se mencionar, por extenso, a expressão 'emissividade da radiação direcional-espectral', ou α somente, para referir-se à 'absortividade hemisférica-total', $\rho'_\lambda(\theta_r, \psi_r)$ para 'refletividade hemisférica-direcional espectral', e ρ''_λ para 'refletividade bi-direcional-espectral'. A caracterização de uma grandeza que depende de mais de uma condição ou circunstância relacionada com propriedades radiativas como, por exemplo, $\dot{Q}'_{\lambda,b}(\lambda, \psi, T_A)$, que necessita explicitar que a taxa de energia depende do comprimento de onda e é de corpo negro, ela é feita com os subscritos correspondentes. Quando, além disso, há uma condição não relacionada com propriedades radiativas, ela é indicada por meio de um segundo subscrito para designar essa condição como, por exemplo, o coeficiente 'mássico' de espalhamento em uma dada distância com um dado comprimento de onda, σ_{s,λ_m} , ou o coeficiente de absorção espectral 'mássico', a_{λ_m} . A Tabela A.1 apresenta exemplos das notações usadas em propriedades de superfícies.

Tabela A.1 - Sumário da notação funcional de radiação térmica
Adaptado de: Siegel e Howell (2001)

Grandeza	Símbolo
Emissividade	
Direcional espectral	ϵ'_λ
Direcional total	ϵ'
Hemisférica espectral	ϵ_λ
Hemisférica total	ϵ
Absortividade	
Direcional espectral	α'_λ
Direcional total	α'
Hemisférica espectral	α_λ
Hemisférica total	α
Refletividade	
Bi-direcional espectral	ρ''_λ
Direcional-hemisférica espectral	$\rho'_\lambda(\theta, \psi)$
Hemisférica-direcional espectral	$\rho'_\lambda(\theta_r, \psi_r)$
Hemisférica espectral	ρ_λ
Bi-direcional total	ρ''
Direcional-hemisférica total	$\rho'(\theta, \psi)$
Hemisférica-direcional total	$\rho'(\theta_r, \psi_r)$
Hemisférica total	ρ

A.3.2 Notações indicial e simbólica

A.3.2.1 Considerações preliminares

Para manipulação e visualização mais explícita de quantidades vetoriais e tensoriais são usadas no presente trabalho de forma conjugada, adicionalmente à notação funcional apresentada em A.3.1 (Notação funcional de radiação térmica), a notação indicial (de Einstein) juntamente com a notação simbólica (de Gibbs) (1960, *apud* Bird et al., 2002). Uma consulta expedita pode ser sugerida em Optou-se por não se usar a notação de Slattery (1999, 1972) adotada, usualmente, em textos de Fenômenos de Transporte, para não sobrecarregar a escrita das equações, e também por não se fazer necessária ao presente trabalho. Da mesma forma, não é utilizada a notação de Williams (1985), que aparece referenciada em textos de combustão.

Existem muitas grandezas físicas para as quais somente uma magnitude simples pode ser associada. Por exemplo, pode-se associar a densidade a um ponto, mas é só isso, pois não há ‘nenhum senso de direção’ associado à densidade. Temperatura, pressão, densidade, são exemplos de quantidades denominadas ‘escalar’, e em qualquer sistema de unidades são especificadas por um número real simples, podendo, obviamente, haver variação do mesmo.

Outras quantidades associadas a um ponto têm não somente ‘uma’ magnitude, mas também ‘uma’ direção em relação a uma dada configuração de referência, como é o caso de velocidade, força. Tais quantidades também denominadas ‘entidades’, são chamadas de ‘vetor’. Há outra entidade, denominada ‘tensor’ (de segunda ordem ou de ordem superior), que necessita de ‘duas’ (ou mais) direções no caso de um tensor de segunda ordem, para ser definida, ao contrário dos vetores que necessitam de somente ‘uma’ direção, e dos escalares, que não necessitam de ‘nenhuma’ (‘zero’ direção).

Exemplos de tensores de segunda ordem podem ser mencionados como tensão de cisalhamento, tensão de deformação, vorticidade, tensões do estresse de Reynolds, dentre outros (Aris, 1990). Um vetor espacial terá então ‘ordem 1’ e até 3 dimensões ($3^1 = 3$), podendo ser considerado um tensor de ‘primeira ordem’. Tensores de segunda ordem necessitam de 9 números para serem definidos em qualquer configuração de referência, correspondentes as 9 possíveis combinações de duas bases vetoriais. Assim, um tensor de ‘segunda ordem’, terá então 9 dimensões ($3^2 = 9$). Da mesma forma, um tensor de ‘terceira ordem’, terá 27 dimensões ($3^3 = 27$), e assim por diante. Estendendo o conceito, um escalar poderá então ser considerado como um tensor de ‘ordem zero’, pois não necessita de ‘nenhuma’ (ou ‘zero’) direção ($3^0 = 1$).

A.3.2.2 Notação indicial

Na manipulação de vetores, tensores e matrizes é muito útil se utilizar a notação indicial, que consiste na ‘convenção da soma de Einstein’ para um índice repetido i (aparece repetido duas vezes em um termo individual), simplificando o número de equações e de termos em uma equação, como é o caso das equações que descrevem radiação térmica. A notação indicial utiliza as seguintes regras, quer nas diferenciações ordinárias quer nas parciais, seja com componentes co-variantes ou contra-variantes, qualquer que seja a base da configuração de referência adotada: (i) um índice repetido em qualquer termo de uma expressão, implica na soma para valores do índice iguais a 1,

2 e 3, (ii) um índice repetido pode ser trocado por outro índice repetido, sem alterar o termo, e (iii) não pode haver mais do que dois índices repetidos num mesmo termo, para não tornar ambígua a notação.

A.3.2.3

Notação simbólica

Quantidades físicas podem ser classificadas em três tipos: escalares: temperatura, pressão, volume, tempo; vetores: velocidade, força, quantidade de movimento linear; tensores de segunda ordem ou superior: fluxo de quantidade de movimento, tensão de cisalhamento, gradiente de velocidade, permutação (Bird et al., 2002).

Vetores e tensores contemplam vários tipos de multiplicação⁶⁴, as mais usuais sendo os produtos internos⁶⁵ (\bullet), escalar duplo ($:$), vetorial (\wedge), escalar triplo (ou misto, ou múltiplo) ($\bullet(\wedge)$), vetorial triplo ($\wedge(\wedge)$), diádico (\otimes). Aos resultados dessas multiplicações e, por conseguinte, somas, são associados alguns tipos de parênteses para indicar o tipo de resultado obtido: $()$ = escalar; $[]$ = vetor; $\{ \}$ = tensor de 2ª ordem ou de ordem superior.

Entretanto, nenhum significado especial é atribuído ao tipo de parênteses em particular que esteja sendo usado, se em seu interior forem indicadas somente somas ou subtrações; o mesmo ocorre com as multiplicações, nas quais os símbolos de produto (\bullet), ($:$), (\wedge), (\otimes), ou suas combinações, não apareçam. Dessa forma, $\mathbf{v} - \mathbf{w}$ pode ser escrito tanto como $(\mathbf{v} - \mathbf{w})$, $[\mathbf{v} - \mathbf{w}]$ ou $\{\mathbf{v} - \mathbf{w}\}$, não fazendo diferença alguma a forma da escrita, uma vez que não aparece nenhum dos quatro tipos de produtos mencionados. Analogamente, as formas $\mathbf{v} \mathbf{w}$, $(\mathbf{v} \mathbf{w})$, $[\mathbf{v} \mathbf{w}]$ ou $\{\mathbf{v} \mathbf{w}\}$ também são consideradas equivalentes. Exemplificando então, $(\mathbf{v} \bullet \mathbf{w})$, $(\bar{\bar{\mathbf{T}}} : \nabla \mathbf{u})$, $(\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}} : \bar{\bar{\boldsymbol{\sigma}}})$, $(\nabla \bullet (\rho \mathbf{u}))$ e $(\mathbf{a} \bullet [\mathbf{b} \wedge \mathbf{c}])$ são escalares; $[a\mathbf{v}]$, $[\nabla \wedge \mathbf{u}]$, $[\nabla T]$, $[\mathbf{v} \wedge \mathbf{w}]$, $[\mathbf{a} \wedge [\mathbf{b} \wedge \mathbf{c}]]$, $[\bar{\bar{\boldsymbol{\epsilon}}} : \{\nabla \mathbf{u}\}]$ e $\mathbf{u} \equiv [\bar{\bar{\boldsymbol{\epsilon}}} : \bar{\bar{\mathbf{B}}}]$ são vetores; $\{\mathbf{u} \bullet \nabla \bar{\bar{\mathbf{H}}}\}$, $\{\bar{\bar{\mathbf{D}}} \bullet \bar{\bar{\mathbf{W}}} + \bar{\bar{\mathbf{W}}} \bullet \bar{\bar{\mathbf{D}}}\}$, $\{\nabla \mathbf{u}\}$ e $\{\bar{\bar{\boldsymbol{\delta}}} \bullet \hat{\mathbf{e}}_j\}$ são tensores de 2ª ordem; $\{\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}} \bullet \bar{\bar{\boldsymbol{\sigma}}}\}$ e $\{\hat{\mathbf{e}}_1 \otimes \hat{\mathbf{e}}_2 \otimes \hat{\mathbf{e}}_3\}$ são tensores de 3ª ordem.

A.3.2.4

Escrita das equações

Como um critério de padronização ora proposto, será adotada a seguinte convenção: (i) escalares serão escritos com letras maiúsculas ou minúsculas, em não negrito itálico, usando o alfabeto romano ou grego, dependendo da tradição já consagrada da grandeza considerada na área de Transferência de Calor e de Massa: S, r, α, Ω , por exemplo; (ii) vetores serão escritos com letras minúsculas, em negrito não itálico, usando o alfabeto romano ou grego: $\mathbf{u}, \boldsymbol{\omega}$; (iii) tensores de segunda ordem usarão letras maiúsculas⁶⁶, em negrito não itálico, com o alfabeto romano, tendo uma barra dupla superior: $\bar{\bar{\mathbf{B}}}$; (iv) tensores de terceira ordem usarão letras minúsculas, em negrito não itálico, no alfabeto grego e tendo um tique superior: $\bar{\bar{\boldsymbol{\beta}}}$.

⁶⁴ Os parênteses não expressam a notação de Gibbs (1960), sendo meramente indicativos e explicativos.

⁶⁵ O ponto, quando usado em produtos que tenham como resultado um campo tensorial de 2ª ordem ou superior, não deve causar ambigüidades de notação, pois o tipo e o contexto dos parênteses já indicarão o tipo de entidade obtida.

⁶⁶ Existe uma única exceção para o delta de Kröenecker, $\bar{\bar{\boldsymbol{\delta}}}$, que é um tensor unitário já consagrado com a letra grega *delta*.

A.3.3 Notação física

No presente trabalho, foi necessário também desenvolver uma notação física robusta que uniformizasse critérios, na maioria dos casos possíveis, aos aspectos intrínsecos das grandezas e atributos associados, nas diversas áreas de conhecimento (radiação térmica, escoamento de fluidos, combustão, etc.). Assim, se a grandeza está relacionada a algum atributo, por exemplo, condição de trabalho, característica do ambiente, etc., condição atmosférica associada à grandeza transmitância, o atributo vem no subscrito da grandeza, τ_{atm} . Se atributo diz respeito a uma característica geométrica, algébrica, etc., o atributo vem associado no sobrescrito, por exemplo, área máxima (ou mínima, crítica, etc.), A^{max} .

No caso de médias, como podem existir diversos tipos, convencionou-se que uma média entre diversos valores é grafada como $\langle \quad \rangle$; quando é ponderada por alguma grandeza (tempo, pelo comprimento de onda, etc.), é grafada com a sobrebarra $\bar{\quad}$, e, no caso específico quando é ponderada pela densidade, vem grafada com o sobre-til $\tilde{\quad}$. Quando a média reportada na literatura não indicar o critério de obtenção, ou for um valor médio não associado a uma condição específica usa-se o sobrescrito med para a grandeza reportada, por exemplo, poder emissivo da superfície da chama obtido experimentalmente com medições de campo, E^{med} .

Casos não abrangidos pelo critério geral aparecem contextualizados no tópico específico.

Apêndice B

Tópicos sobre radiação térmica em um meio participante

B.1 Conceituação

B.1.1 Introdução

Para melhor compreensão deste anexo, é recomendada a leitura do Apêndice A (Notações utilizadas).

O capítulo 5 do presente trabalho aborda diversos aspectos relacionados com o meio participante, especialmente as questões relativas à transmitância atmosférica e a absorção e espalhamento espectral da radiação nas bandas do vapor d'água e do dióxido de carbono, atenuando seus efeitos nas vizinhanças do incêndio em poça. Observou-se na pesquisa e na revisão da literatura realizada, que seu tratamento nos trabalhos publicados ocorre de maneira sucinta sem haver padronização de conceitos, nomenclatura e simbologia dos conceitos fundamentais nos fenômenos descritos. Essa lacuna ensejou, por conseguinte, a feitura do que foi efetuado no Apêndice A, a tentativa que ora se coloca com o presente Anexo, de abordar a questão com o nível de detalhe compatível com o que está se tratando, não ensejando se recorrer a extensas consultas à literatura sobre o tema radiação térmica, dominada por especialistas da área.

De maneira que a motivação para desenvolvimento deste Anexo está alicerçada na necessidade de trazer à baila esses complexos fundamentos, no formato de uma resenha, ainda que superficial, alargando a base de conhecimento e permitindo uma compreensão mais aprofundada da modelagem da pluma térmica do incêndio. Seu desenvolvimento, portanto, é justificável, até por que a literatura pesquisada apresentou lacunas na compreensão da física envolvida.

A modelagem matemática da pluma de incêndio, tratada no capítulo 6 (Física e formulação matemática da modelagem de incêndio em poça), lança mão, portanto, dos conceitos aqui apresentados. Absorção, emissão e espalhamento em um meio participante são fundamentais no contexto deste trabalho. Este Apêndice aborda estas questões.

B.1.2 Ângulo sólido

Radiação térmica é um fenômeno direcional, isto é, o fluxo radiativo passando através de um ponto, geralmente, varia com a direção, como o Sol iluminando a Terra, por exemplo, (Kreith, 1999). Considere-se então um elemento de superfície opaca⁶⁷ dA_i , como mostrado na Figura B.1.

⁶⁷ Quando toda a radiação que atravessa a superfície é absorvida por ela.

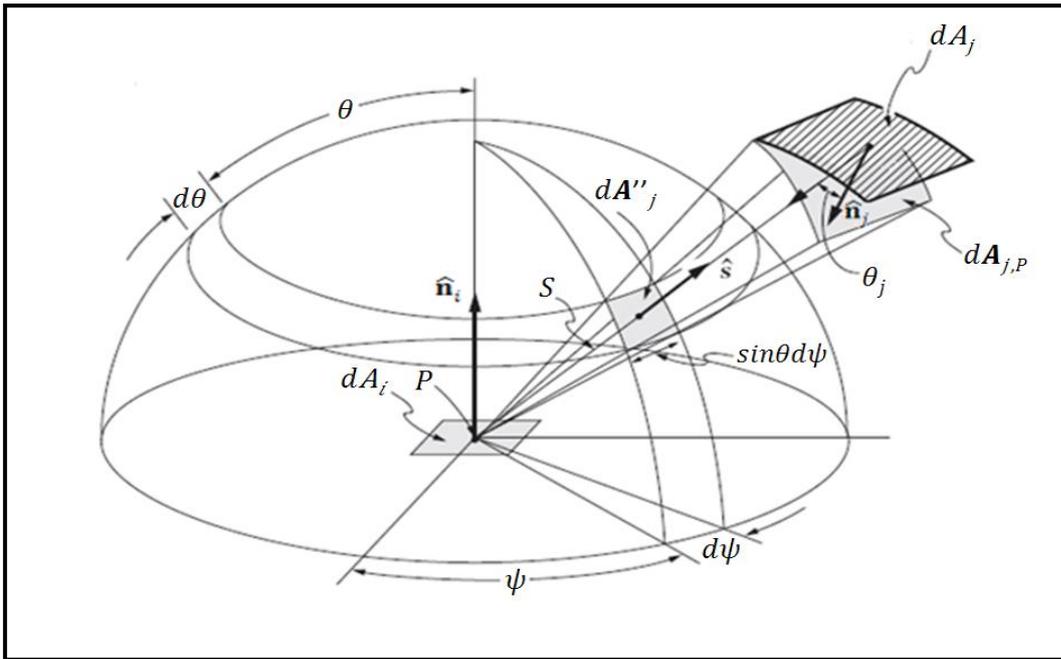


Figura B.1 - Intercâmbio radiativo entre dois elementos de área de uma superfície negra Adaptado de: Bejan e Kraus (2003)

É usual se descrever a direção do campo vetorial espacial (abreviadamente, vetor), pela distância unitária \hat{s} , em termos do ângulo azimutal (ou cônico, ou polar) θ (medido a partir do vetor normal \hat{n} , ou seus vetores unitários, \hat{n}_i, \hat{n}_j) e do ângulo circunferencial (ou plano) ψ (medido no plano da superfície, entre um eixo arbitrário e a projeção de \hat{s}) (Bejan e Kraus, 2003)⁶⁸. Para um hemisfério, $0 \leq \theta \leq \pi/2$ sr e $0 \leq \psi \leq 2\pi$ rad.

O ângulo sólido com o qual uma superfície A_j é vista de um dado ponto P (ou dA_i na Figura B.1), é definido como a projeção da superfície dA_j sobre o plano normal, $dA_{j,P}$, à direção do vetor, \hat{n}_j , dividido pelo quadrado da distância, como também apresentado naquela figura para um elemento infinitesimal dA_j . Se a superfície $A_{j,proj}$ é projetada sobre uma esfera de raio unitário acima do ponto P , o ângulo sólido torna-se igual à área projetada, ou seja,

$$\Omega = \int_{A_{j,proj}} \frac{dA_{j,proj}}{S^2} = \int_{A_j} \frac{\cos\theta_j dA_j}{S^2} = A_{j,proj} \quad (B.1)$$

onde S é a distância entre a distância entre P e dA_j . Assim, um ângulo sólido infinitesimal é simplesmente uma área infinitesimal sobre uma esfera unitária, ou seja

$$d\Omega = dA_{j,proj} = (1 \cdot \sin\theta \, d\psi)(1 \cdot d\theta) = \sin\theta \, d\theta \, d\psi \quad (B.2)$$

⁶⁸ Na literatura, há variação de símbolos utilizados para os ângulos azimutal e circunferencial. Por exemplo, Siegel e Howell (2001) com a nomenclatura indicada, utilizam os símbolos, respectivamente, (β, θ) , enquanto que Sparrow e Cess (1978) utilizam (θ, ϕ) . Há também diferença de nomenclatura e simbologia para esses mesmos ângulos: Sparrow e Cess (1978) os denominam de ângulos polar e azimutal, Bejan e Kraus (2003) assim também os denominam, mas com a simbologia (θ, ψ) , enquanto que Duffie e Beckman (1980) os chamam de latitude e azimute superficial $[(90 - \phi), \gamma]$. Todas são corretas, desde que usadas com consistência. No presente trabalho, é mantida a nomenclatura de Siegel e Howell (2001), porém, por uma questão de coerência com as denominações de outras grandezas, e também por conveniência de notação, é utilizada a simbologia (θ, ψ) para os ângulos azimutal e circunferencial, símbolos estes, aliás, utilizados por também por Bejan e Kraus (2003).

Integrando em todas as direções possíveis em todo o hemisfério, fornece

$$\Omega = \int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \sin\theta \, d\theta \, d\psi = 2\pi \quad (\text{B. 3})$$

para o total do ângulo sólido acima da superfície.

Se for imaginado um ponto dentro do meio de propagação, a radiação que passará por ele pode incidir em qualquer ponto de uma superfície esférica unitária imaginária, isto é, o ângulo sólido Ω será 4π , com $0 \leq \theta \leq \pi$ e $0 \leq \psi \leq 2\pi$. Analogamente, na superfície, pode-se considerar um hemisfério com direções de entrada $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$ e um hemisfério com direções de saída $0 \leq \theta \leq \pi/2$.

B.1.3 Mecanismos físicos de absorção e emissão

A absorção espectral ocorre em regiões de comprimentos de onda específicos e, no caso de gases, as propriedades radiativas variam consideravelmente com este comprimento (Siegel e Howell, 2001; Kreith, 1999; Holman, 1997; Incropera, DeWitt, 1996). Por exemplo, a absorção atmosférica da radiação solar é devida, primordialmente, à presença do H_2O e CO_2 . Quando formados como produtos de combustão, são absorvedores e emissores importantes de energia radiante.

Energia térmica emitida por incêndios dependem não somente de emissão gasosa, mas provêm também de partículas de carbono (fuligem) aquecidas, formadas dentro da chama. Duas dificuldades se apresentam: a primeira, como existe o meio participante, absorção e emissão de energia ocorrem não somente na superfície, mas também em qualquer ponto do meio, e, a segunda, efeitos espectrais são via de regra muito mais pronunciados nos gases do que em superfícies sólidas, requerendo apurada análise da dependência espectral.

Emissão, absorção e espalhamento de radiação ocorrem em qualquer meio, mas o usual é utilizar gases como exemplos. Se as propriedades de gases e sólidos opacos⁶⁹ forem comparadas, diferenças de comportamento espectral serão evidentes. Variações de propriedade com o comprimento de onda são 'bem comportadas' (*smooth*), embora em alguns casos possam ser algo irregulares. Propriedades dos gases, no entanto, exibem características bastante irregulares com o comprimento de onda. Resulta então que a emissão ou absorção em gases é significativa somente em certas regiões de comprimento de onda, especialmente em temperaturas abaixo de alguns poucos milhares de graus Kelvin (Siegel, Howell, 2001).

Radiação emitida por um sólido realmente se origina no 'interior' do sólido, isto é, não em sua superfície, de modo que ele pode ser considerado como um meio absorvedor e emissor, da mesma forma que um gás; a física da radiação tem assim uma base comum para todos os meios. Processos radiativos são abordados utilizando o ponto de vista do fóton ou dos *quantuns*. O fóton é a unidade base da energia radiativa. Emissões radiativas consistem na liberação de fótons de energia, e a absorção é a captura de fótons por uma partícula.

Quando um fóton é emitido ou absorvido, a energia de emissão ou absorção será, respectivamente, decrescida ou aumentada. Três tipos de transição podem ocorrer: (i) quantizada-quantizada (*bound-bound*), onde os átomos e moléculas se movem de um estado específico de energia quantizada para outro, e um fóton é absorvido ou emitido

⁶⁹ Um corpo (ou superfície) é chamado de opaco quando toda a radiação que o atravessa é absorvida internamente.

por um átomo ou por uma molécula não havendo ionização ou recombinação de íons e elétrons, (ii) quantizada-livre (*bound-free*), quando um átomo absorve um fóton com energia suficiente para causar ionização (foto-ionização) ou, no sentido reverso, emissão *free-bound* (foto-recombinação) sempre um íon e um elétron livre se recombina e um fóton de energia é liberado, e (iii), livre-livre (*free-free*) quando um gás ionizado pode passar próximo de um íon e interagir com seu campo elétrico absorvendo um fóton.

B.1.4

Algumas propriedades fundamentais da intensidade da radiação

Experimentalmente, verifica-se que a intensidade da radiação térmica emitida por um corpo negro é invariante com o ângulo emissão (Sparrow e Cess, 1978). Uma segunda propriedade invariante estabelece que a intensidade em uma dada direção em um meio não atuante e não emissor com propriedades constantes, é independente da posição ao longo dessa direção (Siegel e Howell, 2001), logo,

$$I'_{\lambda,1} = I'_{\lambda,2} \quad (\text{B. 4a})$$

$$I'_{\lambda,1} = I'_{\lambda,S} \quad (\text{B. 4b})$$

onde S é a coordenada (ou dimensão) de interesse ao longo do percurso da radiação.

$I'_{\lambda,1}$ é a intensidade direcional espectral da radiação no meio passando pela área localizada na posição 1, $I'_{\lambda,2}$ a intensidade espectral da radiação no meio passando pela área na posição 2, e $I'_{\lambda,S}$ a intensidade direcional espectral emitida pela fonte emissora.

B.1.5

Atenuação de energia

Se I'_λ a intensidade que incide normalmente a uma camada de material de espessura S , e se o meio de S absorve e espalha radiação, experimentalmente, verifica-se que

$$dI'_\lambda = -\mathcal{L}_\lambda(S)I'_\lambda dS \quad (\text{B. 5})$$

onde \mathcal{L}_λ é um coeficiente de proporcionalidade-extinção (ou de extinção), em m^{-1} , de modo que nenhuma intensidade é espalhada a partir do campo de radiação para o interior do percurso de S . \mathcal{L}_λ é uma propriedade física do material do meio e sua dimensão é a do inverso de um comprimento característico, dependendo no caso geral do comprimento de onda λ da radiação incidente, pressão P , temperatura T e composição dos componentes i , \mathcal{C}_i , tal que

$$\mathcal{L}_\lambda = \mathcal{L}_\lambda(\lambda, T, P, \mathcal{C}_i) \quad (\text{B. 6})$$

Como se verá adiante, \mathcal{L}_λ é o inverso da profundidade média de penetração da radiação em um meio absorvedor e espalhador, em m^{-1} . De acordo com a Lei de Bouguer-Lambert, pode-se escrever, a partir da integral da eq. (B.5) que

$$I'_\lambda(S) = I'_\lambda(0) \exp \left[- \int_{S^*=0}^S \mathcal{L}_\lambda(S^*) dS^* \right] \quad (\text{B. 7})$$

onde S^* é uma variável fictícia de integração.

B.1.5.1

Coeficiente de extinção (\mathcal{L}_λ)

O coeficiente de extinção, \mathcal{L}_λ , para a radiação térmica é composto de duas partes: um coeficiente de absorção $a_\lambda(\lambda, T, P, \mathcal{C}_i)$ e um coeficiente de espalhamento $\sigma_{S,\lambda}(\lambda, T, P, \mathcal{C}_i)$. Simplificando com relação à composição dos constituintes, pode-se escrever:

$$\mathcal{L}_\lambda = \kappa_\lambda(\lambda, T, P) = a_\lambda(\lambda, T, P) + \sigma_{S,\lambda}(\lambda, T, P) \quad (\text{B. 8})$$

Os coeficientes da eq. (B.8) têm unidades do inverso de um comprimento, sendo denominados de coeficientes ‘lineares’. Alguns pesquisadores preferem trabalhar com coeficientes ‘mássicos’, dados por $\mathcal{L}_{\lambda_m} = a_{\lambda_m} + \sigma_{S,\lambda_m} = \mathcal{L}_\lambda/\rho = \alpha_\lambda/\rho + \sigma_{S,\lambda}/\rho$, onde ρ é a densidade local das espécies absorvedoras ou espalhadoras. Os coeficientes mássicos têm unidades de unidades de área por unidades de massa, e são diretamente relacionados ao conceito de uma seção reta na física molecular (Siegel e Howell, 2001). Como o coeficiente de extinção, \mathcal{L}_λ , aumenta com o acréscimo da densidade do meio ou das espécies que promovem a absorção ou o espalhamento, então o uso de $\mathcal{L}_{\lambda_m} = \mathcal{L}_\lambda/\rho$ tem a vantagem de permanecer mais constante do que \mathcal{L}_λ . Entretanto, o coeficiente \mathcal{L}_λ usado neste trabalho, tem a vantagem de que quando \mathcal{L}_λ é considerado constante, ele pode ser interpretado como o inverso da profundidade média de penetração da radiação térmica.

B.1.5.2

Distância média de penetração da radiação

A partir da Lei de Bouguer-Lambert da eq. (B.7), quando \mathcal{L}_λ é constante, a integração leva a

$$\mathcal{L}_m = \kappa_\lambda \int_{S=0}^{+\infty} S \exp(-\mathcal{L}_\lambda S) dS = 1/\mathcal{L}_\lambda \quad (\text{B. 9})$$

mostrando que a distância (ou livre percurso) média \mathcal{L}_m , de penetração no meio antes de haver extinção, absorção ou espalhamento, é o inverso de \mathcal{L}_λ quando ele não varia ao longo do percurso. Esta equação informa até que ponto um meio é opaco em relação à radiação que o percorre, e está relacionado com a profundidade (espessura) ótica, κ_λ .

B.1.5.3

Espessura (profundidade) ótica [$\kappa_\lambda(S)$]

Um dos parâmetros mais importantes associados com a radiação com um meio participante é a espessura ótica do meio. O termo exponencial a eq. (B.7) pode também ser escrito por meio de uma quantidade adimensional definida como

$$\kappa_\lambda(S) \equiv \int_{S^*=0}^S \kappa_\lambda(S^*) dS^* \quad (\text{B. 10})$$

de forma que a eq. (B.7) pode se re-escrita como

$$I'_\lambda(S) = I'_\lambda(0) \exp[-\kappa_\lambda(S)] \quad (\text{B.11})$$

em que $\kappa_\lambda(S)$ é a 'espessura ótica' ou 'opacidade' da camada de gás de espessura S e função de todos os valores de \mathcal{L}_λ (coeficiente de extinção) que se situem entre 0 e S , dependendo também de P, T e \mathcal{C}_i . A espessura ótica $\kappa_\lambda(S)$ é a medida da habilidade de um dado comprimento de percurso de um gás poder atenuar a radiação de um dado comprimento de onda (razão do subscrito λ).

Grande espessura ótica significa grande atenuação. A quantidade $\kappa_\lambda(S)$, ou de forma simplificada, κ_λ , é um parâmetro conveniente na solução de problemas de transferência radiativa. Para um gás com composição, temperatura e pressão uniformes, ou seja, um 'gás uniforme', ou para um gás tal que \mathcal{L}_λ independa de P, T e \mathcal{C}_i , pode-se escrever (Siegel e Howell, 2001):

$$\kappa_\lambda(S) = \mathcal{L}_\lambda \cdot S \quad (\text{B.12})$$

A espessura ótica depende então diretamente do coeficiente de extinção e da espessura da camada absorvedora-espalhadora. Considerando a eq. (B.9), em que $\mathcal{L}_m = 1/\mathcal{L}_\lambda$, a espessura ótica $\kappa_\lambda(S)$ representa então o número de distâncias de penetração médias, uma vez que $\kappa_\lambda(S) = (1/\mathcal{L}_m) \cdot S = S/\mathcal{L}_m$. Nos problemas de transferência molecular usa-se o número de Knudsen, que é a razão entre o livre percurso molecular médio e uma dimensão característica. Consequentemente, $\kappa_\lambda(S)$ pode ser considerado como inverso do número de Knudsen do fóton (Sparrow e Cess, 1978).

B.1.5.4 Regimes de radiação

Assim como na transferência molecular, é possível se classificar os vários regimes de transferência radiativa. O caso mais simples é quando $\kappa_\lambda(S) \gg 1$. Sparrow e Cess (1978) sustentam que sob tais condições, o livre percurso médio do fóton, L_p , é muito menor que a dimensão característica, podendo-se considerar um contínuo de fótons, como na mecânica do contínuo. Por outras palavras, qualquer elemento do meio é diretamente afetado somente por seus vizinhos, e como no caso da condução molecular contínua, a transferência por radiação dentro do meio se torna um fenômeno de difusão. Então, pode-se escrever à semelhança da Lei de Fourier da condução, que o fluxo espectral (monocromático) de radiação térmica, $\mathbf{q}_{r,\lambda}$, é dado por

$$\mathbf{q}_{r,\lambda} = -\frac{4}{3\mathcal{L}_\lambda} [\nabla E_{\lambda,b}] \quad (\text{B.13})$$

em que \mathcal{L}_λ é o coeficiente de extinção para radiação térmica, e $E_{\lambda,b}$ o poder emissivo monocromático de corpo negro. Esta equação é frequentemente conhecida como 'aproximação de Rosseland', 'equação geral da radiação-difusão', ou 'aproximação oticamente espessa', embora o termo 'limite' fosse mais apropriado do que 'aproximação', uma vez que a eq. (B.13) é o limite assintótico correto para grandes $\kappa_\lambda(S)$. Considerando agora $\kappa_\lambda(S) \ll 1$, tem-se o limite oticamente fino. Nesta situação o livre percurso médio do fóton é muito maior do que a dimensão física característica. De forma correspondente, fótons emitidos por um elemento de fluido seguirão diretamente para as superfícies da fronteira, e qualquer absorção de fótons

intervenientes pelo fluido será considerada desprezível. Assim, qualquer elemento do meio fluido, troca radiação diretamente com as superfícies, de maneira que não há nenhuma interação entre os vários elementos do fluido, considerado na literatura como 'auto-absorção desprezível'. Significa que o meio não absorve nenhuma radiação por ele emitida, embora absorva radiação emitida pelas superfícies circundantes. $\kappa_\lambda(S) = 0$ denota, então, um meio não participante, tal que os fótons passam de uma superfície para outra sem haver absorção ou emissão de energia. Logo, existe um paralelo com o escoamento molecular livre, no qual as moléculas 'viajam' de superfície para superfície sem nenhuma colisão interveniente, mostrando uma analogia bem definida entre transporte do fóton e os fenômenos de transporte molecular (Sparrow e Cess, 1978).

O último e mais importante, o regime envolve valores intermediários de $\kappa_\lambda(S)$, em que a troca de radiação térmica ocorre entre elementos do meio fluido resultando na integral do vetor do fluxo do calor de radiação, \mathbf{q}_r . Exemplificando, considere-se dióxido de carbono à temperatura e pressão nas condições normais. O livre percurso médio molecular é da ordem de um milionésimo de centímetro, longe de ser considerado um contínuo molecular. Por outro lado, conforme Sparrow e Cess (1978), o livre percurso médio do fóton é aproximadamente 2,5 cm (1 in), sendo necessária haver uma dimensão característica muito grande antes que possa ocorrer a espessura ótica (ou o contínuo do fóton). Isto é uma característica da maioria dos problemas de radiação, de tal forma que o intervalo intermediário da espessura ótica é, sem dúvida, o regime mais importante de transporte de radiação térmica em um meio participante.

É importante registrar que para um meio não participante (ou transparente) o coeficiente de extinção, \mathcal{L}_λ , é nulo, isto é, $\mathcal{L}_\lambda = 0$, e, conseqüentemente, o divergente do vetor fluxo radiativo também é nulo, $(\nabla \bullet \mathbf{q}_r) = 0$, uma vez que não há nem absorção nem emissão no interior do meio participante. Outrossim, quando $\mathcal{L}_\lambda \rightarrow 0$ o meio é completamente opaco à passagem da radiação térmica e o vetor do campo do fluxo de radiação térmica é nulo, $\mathbf{q}_r = 0$. Logo, o termo radiativo do balanço da conservação de energia é nulo (mais, adiante na equação da conservação da energia).

B.1.5.5

Coeficiente de absorção (a_λ)

O coeficiente de absorção, $a_\lambda(\lambda, T, P, \mathcal{C}_i)$ ou, simplificada, a_λ , é definido como uma medida de quão fortemente a radiação é absorvida ou emitida ao longo de um percurso de um meio participante. Se o espalhamento puder ser negligenciado, isto é, $\sigma_{s,\lambda} \approx 0$, então $\mathcal{L}_\lambda \approx a_\lambda$ na eq. (B.8), a eq. (B.7) se torna:

$$I'_\lambda(S) = I'_\lambda(0) \exp \left[- \int_{S^*=0}^S a_\lambda(S^*) dS^* \right] \quad (\text{B.14})$$

Se, adicionalmente, a_λ não for uma função da posição, como é o caso de um gás 'uniforme' com (T, P, \mathcal{C}_i) constantes, então

$$I'_\lambda(S) = I'_\lambda(0) \exp(-a_\lambda S) \quad (\text{B.15})$$

Da teoria de eletro-magnetismo da propagação energia radiante, é demonstrado que a intensidade da radiação é atenuada no meio condutor conforme a relação:

$$\frac{I'_\lambda(S)}{I'_\lambda(0)} = \exp \left(\frac{-4\pi\kappa S}{\lambda} \right) \quad (\text{B.16})$$

onde \mathfrak{K} é o coeficiente de extinção da teoria do eletro-magnetismo, relacionado com a permissividade do meio. Dessa forma, a_λ está relacionado com κ_λ pela equação:

$$a_\lambda = \frac{4\mathfrak{K}\kappa_\lambda}{\lambda} \quad (\text{B.17})$$

B.1.5.6 Espalhamento de energia

Espalhamento é qualquer encontro entre um fóton e um ou mais outras partículas, durante o qual o fóton não perde sua energia 'inteira'. O fóton pode mudar de direção, experimentar uma perda ou ganho de energia. Em qualquer situação, é considerado que o fóton foi 'espalhado'. O coeficiente de espalhamento, $\sigma_{s,\lambda}$, é definido como o inverso do livre percurso médio que um fóton com comprimento de onda λ viajará antes de sofrer espalhamento, desde que $\sigma_{s,\lambda}$ não varie ao longo do caminho. O espalhamento pode ser caracterizado por 4 tipos diferentes de choque: (i) elástico (a energia do fóton não muda), (ii) inelástico (ao contrário), (iii) isotrópico (igualmente provável em todas as direções) e (iv) anisotrópico (existe uma direção preferencial). Espalhamento elástico-isotrópico é o que mais interessa nos problemas de engenharia. Processos elásticos de espalhamento não envolvem troca de energia entre radiação e o meio. Por conseguinte, as condições termodinâmicas locais do gás não são afetadas pelo campo de radiações, embora o campo de radiação seja afetado pelas condições do gás.

B.1.6 Emissão de energia

Comforme Siegel e Howell (2001), a emissão de corpo negro que atravessa um hemisfério com um determinado espectro de comprimento de onda é obtida integrando-se em todos os ângulos sólidos, fornecendo

$$\begin{aligned} E_{\lambda,b}(\lambda) &= I'_{\lambda,b}(\lambda) \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{\psi=0}^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\psi d\theta \\ &= 2\pi I'_{\lambda,b}(\lambda) \int_0^1 \sin \theta d(\sin \theta) = \pi I'_{\lambda,b}(\lambda) \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

onde $E_{\lambda,b}(\lambda)$ é o poder emissivo hemisférico espectral de corpo negro, e $I'_{\lambda,b}(\lambda)$ é intensidade espectral de corpo negro. Com argumentos quânticos, Planck demonstrou experimentalmente que para um corpo negro, as distribuições espectrais do poder emissivo hemisférico e da intensidade da radiação térmica no vácuo são função da temperatura absoluta e do comprimento de onda, conhecida como 'distribuição espectral de Plank do poder emissivo', tal que

$$E_{\lambda,b}(\lambda) = \pi I'_{\lambda,b}(\lambda) = \frac{2\pi C_1}{\lambda^5 (e^{C_2/\lambda T} - 1)} \quad (\text{B.19})$$

onde C_1 e C_2 , são, respectivamente, a primeira e segunda constantes de Plank da distribuição espectral de energia. Para se obter o poder emissivo hemisférico total, E_b , é preciso integrar o poder emissivo hemisférico espectral em todo o espectro de comprimento de onda. Pela lei de Stefan-Boltzmann, por definição, o poder emissivo

hemisférico total de corpo negro de uma superfície (energia emitida em uma dada direção por unidade de área superficial real não projetada) é dado então por

$$E_b = \int_{\lambda=0}^{+\infty} E_{\lambda,b}(\lambda) d\lambda = \int_{\lambda=0}^{+\infty} \pi I'_{\lambda,b}(\lambda) d\lambda = \sigma T^4 \quad (B.20)$$

onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann. O poder emissivo hemisférico total de corpo negro médio temporal, \bar{E}_b , é dado por (Kreyszig, 1999)

$$\bar{E}_b = \frac{1}{\Delta t} \int_{t=t_1}^{t_2} \int_{\lambda=0}^{+\infty} \pi I'_{\lambda,b}(\lambda) d\lambda dt = \frac{\sigma}{t_2 - t_1} \int_{t=t_1}^{t_2} [T(t)]^4 \quad (B.21)$$

Seja a Figura B.2 de uma cavidade negra:

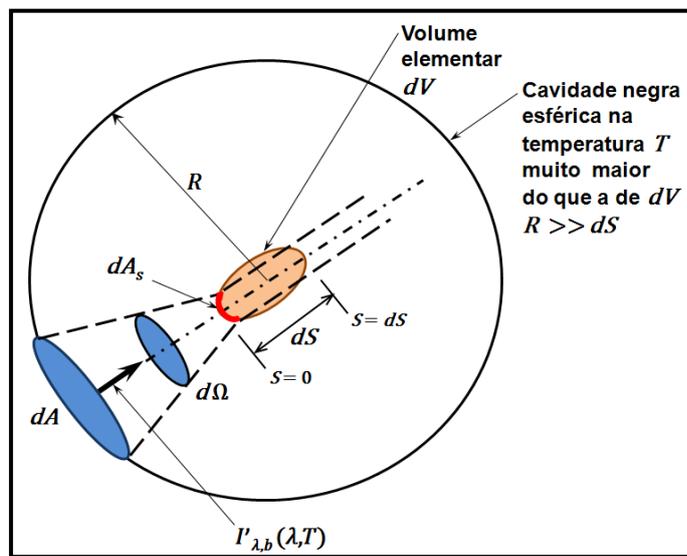


Figura B.2 - Geometria para dedução da emissão a partir do volume de um gás
Adaptado de: Siegel e Howell (2001)

A energia absorvida por um volume elementar da camada do gás, $dA_S ds$, a partir de uma radiação incidente é dado por:

$$d^5 \dot{Q}'_{\lambda,a} = -dI'_\lambda dA_S ds d\Omega \quad (B.22)$$

onde $\dot{Q}'_{\lambda,a}$ é a taxa de energia por unidade de tempo absorvida no comprimento de onda λ e dA_S é o elemento de área da fonte do espalhamento, compreendido pelo ângulo sólido $d\Omega$ subtendido em uma esfera de raio R . A energia emitida por um elemento dA e absorvida por um elemento dV é dada pela integração sobre dV , ou seja,

$$\begin{aligned} d^4 \dot{Q}'_{\lambda,a} &= \int_{dV} d^5 \dot{Q}'_{\lambda,a} = I'_{\lambda,b}(\lambda, T) a_\lambda^+(\lambda, T, P) + d\lambda d\Omega \int_{\text{área projetada de } dV \text{ normal ao percurso a partir de } dA} dA_S ds \\ &= a_\lambda^+(\lambda, T, P) I'_{\lambda,b}(\lambda, T) dV d\lambda d\Omega \end{aligned} \quad (B.23)$$

onde $d\Omega$ é o ângulo sólido subtendido por dA quando visto de dV . Considerou-se que, nessas circunstâncias, a energia real absorvida pode ser modelada por um coeficiente 'verdadeiro' (*true coefficient*) de absorção, tal que $a_{\lambda}^{+}(\lambda, T, P) > a_{\lambda}(\lambda, T, P)$.

Para computar toda a energia sobre dV a partir da cavidade esférica, a integração deve ser realizada sobre todos os ângulos sólidos fornecendo

$$\begin{aligned} d^3\dot{Q}_{\lambda,a} &= \int_{\Omega} d^4\dot{Q}'_{\lambda,a} = \int_{\Omega} a_{\lambda}^{+}(\lambda, T, P) I'_{\lambda,b}(\lambda, T) dV d\lambda d\Omega \\ &= a_{\lambda}^{+}(\lambda, T, P) I'_{\lambda,b}(\lambda, T) dV d\lambda \int_{4\pi} d\Omega \\ &= a_{\lambda}^{+}(\lambda, T, P) I'_{\lambda,b}(\lambda, T) dV d\lambda 4\pi = 4\pi a_{\lambda}^{+}(\lambda, T, P) I'_{\lambda,b}(\lambda, T) dV d\lambda \\ &= 4\pi a_{\lambda}^{+}(\lambda, T, P) E_{\lambda,b}(\lambda, T) dV d\lambda \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

onde $E_{\lambda,b}(\lambda, T)$ é o poder emissivo espectral de corpo negro correspondente à intensidade direcional monocromática de corpo negro, $I'_{\lambda,b}(\lambda, T)$, e dV é uma diferencial de segunda ordem igual a $dA dS$. Para manter o equilíbrio local termodinâmico na cavidade, dV necessita emitir uma quantidade de energia igual àquela absorvida. Logo, a taxa de energia emitida por um volume elementar em equilíbrio com seu meio no comprimento de onda λ é

$$d^3\dot{Q}_{\lambda,e} = d^3\dot{Q}_{\lambda,a} = 4a_{\lambda}^{+}(\lambda, T, P) E_{\lambda,b}(\lambda, T) dV d\lambda \quad (\text{B.25})$$

B.1.7 Propriedades dos gases participantes

A terminologia usada para gases participantes é feita com os conceitos de emitância e absortância de um gás, de modo análogo ao conceito de emissividade e absorvidade de superfícies e corpos opacos. As energias emitidas ou absorvidas por um volume de gás dependem do tamanho e da forma do volume, de suas propriedades físicas e da temperatura. Dessa forma, a absortância e a emitância são propriedades extensivas, razão pela qual se usa a terminação '-ância', ao invés da terminação '-ividade'.

B.1.7.1 Absortância (α)

Supõe-se que no volume para o qual esta propriedade é avaliada, não há gradientes nas condições físicas consideradas. A absortância direcional espectral para o percurso de comprimento S num volume de um gás uniforme é dada por

$$\equiv \alpha'_{\lambda}(\lambda, T, P, S) = \frac{d^3\dot{Q}'_{\lambda,a}}{d^3\dot{Q}'_{\lambda,inc}} = 1 - \exp(-a_{\lambda} S) \quad (\text{B.26})$$

substituindo a eq. (B.22) e na eq. (B.15), a relação entre as intensidades é obtida por

$$I'_{\lambda}(S) = I'_{\lambda}(0) [1 - \alpha'_{\lambda}(S)] \quad (\text{B.27})$$

A absorvância direcional total para o percurso de comprimento S num volume de um gás uniforme é dada por

$$\begin{aligned} \equiv \alpha'(T, P, S) &= \frac{d^2 \dot{Q}'_a}{d^2 \dot{Q}'_{inc}} = \frac{\int_{\lambda=0}^{+\infty} I'_\lambda(0) [1 - \exp(-a_\lambda S)] d\lambda}{\int_{\lambda=0}^{+\infty} I'_\lambda(0) d\lambda} \\ &= \frac{\int_{\lambda=0}^{+\infty} \alpha'_\lambda(\lambda, T, P, S) I'_\lambda(0) d\lambda}{\int_{\lambda=0}^{+\infty} I'_\lambda(0) d\lambda} \end{aligned} \quad (\text{B.28})$$

B.1.7.2 Emitância (ϵ)

A emitância direcional espectral de um volume de gás uniforme é a razão da energia emitida pelo volume numa dada direção para aquela emitida por um corpo negro na mesma temperatura. Como a Lei de Kirchoff, $\alpha'_\lambda(\lambda, T, P, S) = \epsilon'_\lambda(\lambda, T, P, S)$, se aplica sem restrição para valores da absorvância direcional espectral, decorre da eq. (B.26) que a emitância direcional espectral para o percurso de comprimento S num volume de gás uniforme, isto é,

$$\equiv \epsilon'_\lambda(\lambda, T, P, S) = 1 - \exp(-a_\lambda S) \quad (\text{B.29})$$

Logo, a emitância direcional total é a razão da energia emitida para aquela emitida por um corpo negro. A partir da eq. (B.28) pode-se escrever que a emitância direcional total para um percurso de comprimento S em um gás uniforme é expressa por

$$\begin{aligned} \equiv \epsilon'(T, P, S) &= \frac{\int_{\lambda=0}^{+\infty} I'_{\lambda,b}(\lambda, T) [1 - \exp(-a_\lambda S)] d\lambda}{\int_{\lambda=0}^{+\infty} I'_\lambda(\lambda, T) d\lambda} \\ &= \frac{\int_{\lambda=0}^{+\infty} E_{\lambda,b}(\lambda, T) [1 - \exp(-a_\lambda S)] d\lambda}{\sigma T^4} \\ &= \frac{\int_{\lambda=0}^{+\infty} \epsilon'_\lambda(\lambda, T, P, S) E_{\lambda,b}(\lambda, T) d\lambda}{\sigma T^4} \end{aligned} \quad (\text{B.30})$$

onde σT^4 é a emissão total de corpo negro, com índice de refração do meio participante sendo $n = 1$. Comparando as equações (B.28) e (B.30), é mostrado que a Lei de Kirchoff para propriedades direcionais totais, ou seja,

$$\alpha'(T, P, S) = \epsilon'(T, P, S) \quad (\text{B.31})$$

mantêm-se somente sob as condições que a radiação espectral incidente para absorção seja proporcional a um espectro de corpo negro na temperatura T do gás, ou que o gás seja cinza, isto é, $\alpha'_\lambda = \epsilon'_\lambda$ são independentes do comprimento de onda. Estas mesmas restrições são válidas para corpos opacos.

B.1.7.3 Transmitância (τ)

A transmitância de um volume de gás é a fração da energia incidente que passa

através desse volume, e se não ocorrer nenhuma reflexão ou espalhamento da radiação incidente, a energia transmitida ao longo do trajeto é a energia incidente menos a energia absorvida tal que

$$d^3\dot{Q}'_{\lambda,t} = d^3\dot{Q}'_{\lambda,inc} - d^3\dot{Q}'_{\lambda,a} \quad (\text{B.32})$$

Rearranjando a transmitância e substituindo na eq. (B.26), a transmitância direcional espectral para um percurso S de um gás uniforme é dada por

$$\equiv \tau'_{\lambda}(\lambda, T, P, S) = \frac{d^3\dot{Q}'_{\lambda,t}}{d^3\dot{Q}'_{\lambda,inc}} = 1 - \alpha'_{\lambda}(\lambda, T, P, S) = 1 - \exp(-\alpha_{\lambda} S) \quad (\text{B.33})$$

A partir da eq. (B.27), as intensidades podem então ser relacionadas:

$$I'_{\lambda}(S) = I'_S(0)\tau'_{\lambda}(S) \quad (\text{B.34})$$

Assumindo-se que a refletância direcional total $\rho'(\lambda, T, P, S)$ do gás como desprezível, a transmitância direcional total para o percurso S em um volume de gás uniforme é

$$\begin{aligned} \equiv \tau'(T, P, S) &= 1 - \alpha'(T, P, S) = \frac{\int_{\lambda=0}^{+\infty} \tau'_{\lambda}(\lambda, T, P, S) I'_{\lambda}(0) d\lambda}{\int_{\lambda=0}^{+\infty} I'_{\lambda}(0) d\lambda} \\ &= \frac{\int_{\lambda=0}^{+\infty} I'_{\lambda}(0) \exp(-\alpha_{\lambda} S) d\lambda}{\int_{\lambda=0}^{+\infty} I'_{\lambda}(0) d\lambda} \end{aligned} \quad (\text{B.35})$$

B.1.8 Equilíbrio termodinâmico local

Assume-se que sólidos opacos emitem energia baseado somente na temperatura e nas propriedades físicas do corpo, e que o espectro da energia emitida não seja afetado pelas características da radiação incidente. Num gás, a redistribuição da energia absorvida ocorre por colisão entre átomos, moléculas elétrons e íons que compõem o gás. E para os problemas de engenharia, a redistribuição ocorre rapidamente, portanto a distribuição espectral de Planck descreve corretamente a emissão de um corpo negro, e a eq. (B.25) é válida para emissão de um volume elementar desse gás. A suposição de que um gás emitirá radiação de acordo com a eq. (B.25), independentemente da distribuição espectral da intensidade que o atravessa, e, adicionalmente, sendo absorvida por dV , é uma consequência da existência de um equilíbrio termodinâmico local.

B.2 Equações de transferência de energia para um gás absorvedor-emissor

B.2.1 O gás cinza

Um gás que tenha coeficiente de absorção independente do comprimento de

onda é denominado de 'gás cinza'. Gases, de um modo geral, estão longe de serem considerados como 'cinza'. Entretanto, há casos em que podem ser considerados como tal, em uma parte do espectro. Em outros casos quando, por exemplo, partículas de fuligem ou outro material particulado estão presentes, ou é injetado no gás para melhorar sua absorção ou emissão de radiação, o coeficiente de absorção da mistura gás-partícula pode ser considerado como se fosse um gás aproximadamente cinza.

B.2.2

Métodos de difusão em transferência radiativa

Quando um meio é ópticamente denso (ou espesso), a radiação no seu interior percorre uma curta distância antes de ser absorvida. Se a distância da penetração for pequena comparada com a distância para que uma significativa diferença de temperatura possa ocorrer, então a intensidade local será o resultado da radiação proveniente das regiões vizinhas na camada do gás que tenham temperaturas próximas daquelas da região considerada. Radiação emitida por locais onde as temperaturas sejam apreciavelmente diferentes, será fortemente atenuada antes de alcançar a locação de interesse. Devido a estas características, é possível transformar equações integrais resultantes do balanço de energia radiativa em equações de difusão. A equação da difusão de radiação térmica é semelhante à equação de condução de calor. A transferência de energia depende somente das condições nas vizinhanças imediatas da posição, podendo ser descrita em termos do gradiente das condições naquela posição.

O uso da aproximação por difusão conduz a uma grande simplificação no tratamento dos problemas de radiação. Difusão requer que a intensidade no meio seja aproximadamente isotrópica. Isso pode ocorrer no interior de um meio ópticamente espesso (fumaça de um incêndio, p. exemplo) com pequenos gradientes de temperatura, mas não são válidas próximas a certos tipos de fronteiras que gerem fortes anisotropias. De um modo geral para gases reais, a abordagem difusiva pode ser aplicada em bandas de comprimento de onda onde a espessura óptica do meio seja maior que do que dois. Bandas típicas de comprimento de onda onde o método de difusão pode ser aplicado são regiões ópticamente espessas.

B.3

Transferência de energia em meios absorvedores, emissores e espalhadores, pelo mecanismo de radiação acoplado com condução e/ou convecção

B.3.1

Equação da conservação da energia

O princípio fundamental que governa o campo de temperaturas no interior de um meio absorvedor, emissor e espalhador é o mesmo de um meio não participante, isto é, a conservação da energia no meio. Uma adição deve ser feita na equação da energia, para incluir os fluxos de radiação. De uma forma genérica, considere-se, inicialmente, um fluido compressível em movimento que seja um meio participante de radiação. Este caso geral é, naturalmente, uma redução direta ao caso dos sólidos estacionários. A presença de campos de radiação dentro do fluido altera as equações clássicas de

conservação de quantidade de movimento linear e de energia como resultado dos seguintes efeitos (Sparrow e Cess, 1978a): (i) fluxos de energia de radiação constituem um mecanismo adicional de transferência de calor para ou do elemento do fluido considerado; (ii) o elemento de fluido transportará energia radiante bem como energia molecular; (iii) o tensor das pressões por radiação aumenta o tensor da pressão dinâmica convencional do fluido. Mesmo em altas temperaturas os dois últimos fatores são normalmente insignificantes para a presente formulação. Por outro lado, o meio é suposto ser um contínuo molecular, estando em equilíbrio termodinâmico local para que se possa definir o campo de temperaturas através do mesmo.

Para o desenvolvimento da equação da conservação de energia no formato apropriado ao presente trabalho, parte-se da primeira Lei da Termodinâmica para um fluido em movimento, sendo assumido que prevaleça a condição de haver equilíbrio termodinâmico local, como visto anteriormente. Dessa forma, todas as variáveis termodinâmicas que caracterizam o estado do meio (fluido) estão definidas. Entretanto, estas variáveis são definidas localmente em relação a um sistema de coordenadas materiais (Lagrangianas). Por exemplo, a temperatura deve ser medida com um termômetro que se move com o fluido, seguindo o movimento. Tal condição se faz necessária, pois as variáveis termodinâmicas são definidas somente para os estados de equilíbrio. A validade da hipótese do equilíbrio local se justifica pela concordância entre as previsões e os resultados experimentais.

A 1ª Lei da Termodinâmica pode ser então enunciada: “a taxa de aumento da energia de uma dada massa contida em um volume material $V_{(m)}(t)$ circundado pela área material $A_{(m)}(t)$ seguindo o movimento e contidos no volume de controle $\forall(t)$, é igual à taxa de adição de calor à massa, mais a taxa na qual trabalho é realizado sobre a massa considerada.” A ‘equação da conservação da energia’ é dada por:

$$\begin{aligned} & \underbrace{\rho \frac{Di}{Dt}}_{\substack{\text{taxa de variação} \\ \text{da energia interna} \\ \text{por unidade} \\ \text{de volume}}} \\ &= \underbrace{-(\nabla \bullet \mathbf{q}_c) - (\nabla \bullet \mathbf{q}_r)}_{\substack{\text{taxa de calor} \\ \text{cedido por} \\ \text{condução e radiação} \\ \text{por unidade} \\ \text{de volume}}} - \underbrace{P\rho \frac{D(1/\rho)}{Dt}}_{\substack{\text{taxa de trabalho} \\ \text{reversível de} \\ \text{compressão} \\ \text{das vizinhanças} \\ \text{sobre o fluido} \\ \text{por unidade} \\ \text{de volume}}} \underbrace{F(\Phi)}_{\substack{\text{taxa de fornecimento} \\ \text{de energia por} \\ \text{unidade de volume,} \\ \text{devido à dissipação} \\ \text{viscosa por conversão} \\ \text{irreversível de} \\ \text{energia mecânica em} \\ \text{energia interna}}} + \underbrace{(\bar{\mathbf{\tau}} : \bar{\mathbf{D}})}_{\substack{\text{taxa de geração} \\ \text{de calor por} \\ \text{unidade} \\ \text{de volume}}} + \underbrace{\rho \dot{Q}'''}_{\substack{\text{taxa de geração} \\ \text{de calor por} \\ \text{unidade} \\ \text{de volume}}} \end{aligned} \quad (B. 36)$$

Considerando as propriedades do fluido Newtoniano variando com a temperatura, a energia será expressa como uma função da mesma, podendo-se escrever em notação indicial (Azevedo, 2006)

$$\tau_{ij} = K\delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + 2\mu \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (B. 37)$$

onde K é o segundo coeficiente da viscosidade global (*bulk*), δ_{ij} , o tensor unitário do delta de Kröenecker e μ , a viscosidade dinâmica ou absoluta. Tomando o produto escalar duplo entre os tensores $\bar{\mathbf{\tau}}$ e $\bar{\mathbf{D}}$, respectivamente, das tensões e das deformações, vem

$$(\bar{\tau} : \bar{\mathbf{D}}) = \tau_{ij} D_{ij} = \left[K \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right] \quad (\text{B.38})$$

Desenvolvendo a eq. (B.38) e permutando os índices repetidos da notação indicial pode-se escrever

$$(\bar{\tau} : \bar{\mathbf{D}}) = \tau_{ij} D_{ij} = K \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2 = \Phi \quad (\text{B.39})$$

que representa a dissipação viscosa, Φ , e $F(\Phi)$, uma função intermediária associada à dissipação viscosa. A equação da energia apresentada na eq. (B.36) normalmente é mais usada em termos da temperatura. Assim, considerando a energia interna como função da temperatura, pode-se escrever

$$di = (\partial i / \partial T)_v dT + (\partial i / \partial v)_T dv = c_v dT + (\partial i / \partial v)_T dv \quad (\text{B.40})$$

onde i é a energia interna específica, e v o volume específico, c_v o calor específico a volume constante, s a entropia específica, P a pressão, e T a temperatura absoluta. A equação de Gibbs estabelece que $di = Tds - Pdv$, e, derivando esta relação em relação a v a T constante, vem $(\partial i / \partial v)_T = T(\partial s / \partial v)_T - P(\partial v / \partial v)_T = T(\partial s / \partial v)_T - P$. Das relações de Maxwell, tem-se que $(\partial s / \partial v)_T = (\partial P / \partial T)_v$, logo, $(\partial i / \partial v)_T = T(\partial P / \partial T)_v - P$. Substituindo $(\partial i / \partial v)_T$ na eq. (B.40) vem que $di = c_v dT + [T(\partial P / \partial T)_v - P] dv = c_v dT + T(\partial P / \partial T)_v dv - Pdv$. Tomando a derivada material da diferencial di relativa ao tempo e multiplicando pela densidade (constante) escreve-se

$$\rho \frac{Di}{Dt} = \rho c_v \frac{DT}{Dt} + \rho T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v \frac{Dv}{Dt} - \rho P \frac{Dv}{Dt} \quad (\text{B.41})$$

Substituindo a eq. (B.41) na equação da conservação da energia, (B.36), vem

$$\begin{aligned} \rho c_v \frac{DT}{Dt} + \rho T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v \frac{Dv}{Dt} - \rho P \frac{Dv}{Dt} \\ = -(\nabla \bullet \mathbf{q}_c) - (\nabla \bullet \mathbf{q}_r) - P \left(-\rho \frac{Dv}{Dt} \right) + (\bar{\tau} : \bar{\mathbf{D}}) + \rho \dot{Q}''' \\ \text{eq. continuidade} = \\ (\nabla \bullet \mathbf{u}) \end{aligned}$$

que simplificando,

$$\rho c_v \frac{DT}{Dt} = -\rho T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v \frac{Dv}{Dt} - (\nabla \bullet \mathbf{q}_c) - (\nabla \bullet \mathbf{q}_r) + \Phi + \rho \dot{Q}''' \quad (\text{B.42})$$

Da equação da continuidade tem-se que $D\rho/Dt + \rho(\nabla \bullet \mathbf{u}) = 0$. Usando o conceito da derivada material, esta equação pode ser desenvolvida

$$\begin{aligned} \rho(\nabla \bullet \mathbf{u}) = -\frac{D\rho}{Dt} \Rightarrow (\nabla \bullet \mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} \Rightarrow \rho \frac{Dv}{Dt} = \rho \frac{D\left(\frac{1}{\rho}\right)}{Dt} = \rho \left(-\frac{1}{\rho^2} \frac{D\rho}{Dt} \right) \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} \end{aligned}$$

logo, $\rho Dv/Dt = (\nabla \bullet \mathbf{u})$. Substituindo esta última equação na eq.(B.42), escreve-se

$$\rho c_v \frac{DT}{Dt} = -T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v (\nabla \cdot \mathbf{u}) - (\nabla \cdot \mathbf{q}_c) - (\nabla \cdot \mathbf{q}_r) + \Phi + \rho \dot{Q}''' \quad (\text{B.43})$$

De acordo com a regra de Leibnitz para a derivação em cadeia, $(\partial P/\partial T)_v (\partial T/\partial v)_P (\partial v/\partial P)_T = -1$, em decorrência, vem por explicitação da variação da pressão com a temperatura que $(\partial P/\partial T)_v = -1/[(\partial T/\partial v)_P (\partial v/\partial P)_T]$. O fator de compressibilidade isotérmica, \mathcal{K} , é definido como sendo $\mathcal{K} = -1/v (\partial v/\partial P)_T \Rightarrow (\partial v/\partial P)_T = -\mathcal{K}v$, e o coeficiente de expansão volumétrica é dado por $\beta = 1/v (\partial v/\partial T)_P$, que, invertendo, fornece $(\partial T/\partial v)_P = 1/\beta v$. Para um gás ideal $\beta = 1/T$, logo $(\partial P/\partial T)_v = -1/[(1/\beta v)(-\mathcal{K}v)]$, que substituindo na eq. (B.43) da energia fornece

$$\underbrace{\rho c_p \frac{DT}{Dt}}_{\substack{\text{taxa de variação} \\ \text{total da energia} \\ \text{interna}}} = \underbrace{-(\nabla \cdot \mathbf{q}_c) - (\nabla \cdot \mathbf{q}_r)}_{\substack{\text{fluxo de calor trocado} \\ \text{na fronteira por} \\ \text{processos de difusão} \\ \text{molecular e} \\ \text{radiativos}}} - \underbrace{\frac{\beta}{\mathcal{K}} (\nabla \cdot \mathbf{u})}_{\substack{\text{trabalho de} \\ \text{compressão} \\ \text{realizado sobre} \\ \text{o fluido}}} + \underbrace{\Phi}_{\substack{\text{dissipação} \\ \text{viscosa}}} + \underbrace{\rho \dot{Q}'''}_{\substack{\text{termo fonte de} \\ \text{geração de calor}}} \quad (\text{B.44})$$

Considerando agora a entalpia específica $h = h(t, P)$, pode-se escrever a equação diferencial da entalpia, tal que $dh = (\partial h/\partial T)_P dT + (\partial h/\partial P)_T dP = c_p dT + (\partial h/\partial P)_T dP$. Das equações de Gibbs escreve-se $di = Tds - Pdv$. Como $i = h - Pv = h - P/\rho \Rightarrow di = dh - Pdv \Rightarrow Tds = dh - v dP$ e $dh = Tds + v dP$. Derivando a entalpia em relação à pressão, mantendo a temperatura constante obtém-se $(\partial h/\partial P)_T = T(\partial s/\partial t)_T + v$. Aplicando as relações de Maxwell, escreve-se que $(\partial s/\partial P)_T = -(\partial v/\partial T)_P$ e $(\partial v/\partial T)_P = [\partial(1/\rho)/\partial T]_P = -1/\rho^2 (\partial \rho/\partial T)_P$. Usando o coeficiente de expansão volumétrica $\beta = -(1/\rho)(\partial \rho/\partial T)_P$ chega-se $(\partial s/\partial P)_T = -(1/\rho)\beta = v\beta$ e $(\partial h/\partial P)_T = -Tv\beta + v$, logo $(\partial h/\partial P)_T = v(1 - T\beta) = (1/\rho)(1 - T\beta)$. Voltando na diferencial da entalpia e substituindo esta última relação vem $dh = (\partial h/\partial T)_P dT + (\partial h/\partial P)_T dP = c_p dT + (1/\rho)(1 - \beta T)dP$. Tomando a derivada material temporal da entalpia, multiplicando por ρ e fazendo-se as manipulações, vem

$$\rho \frac{Dh}{Dt} = \rho c_p \frac{DT}{Dt} + \frac{1}{\rho} (1 - \beta T) \rho \frac{DP}{Dt} \quad (\text{B.45})$$

de modo que a equação da conservação da energia, (B.44), expressa em termos da entalpia, passa a ser

$$\rho \frac{Dh}{Dt} = -(\nabla \cdot \mathbf{q}_c) - (\nabla \cdot \mathbf{q}_r) + \frac{DP}{Dt} + \Phi + \dot{Q}''' \quad (\text{B.46})$$

Substituindo a eq. (B.46) na eq. (B.45), e realizando as operações, chega-se à equação da conservação da energia em função da temperatura, deduzida com a formulação específica e necessária ao desenvolvimento do presente trabalho, qual seja,

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = -(\nabla \cdot \mathbf{q}_c) - (\nabla \cdot \mathbf{q}_r) + \beta T \frac{DP}{Dt} + \Phi + \dot{Q}''' \quad (\text{B.47})$$

ou, escrita de forma equivalente conforme Sparrow e Cess (1978)⁷⁰

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = (\nabla \bullet [k \nabla T]) + \beta T \frac{DT}{Dt} + \mu \Phi - (\nabla \bullet \mathbf{q}_r) \quad (\text{B. 48})$$

B.3.2

Transferência global de energia em uma pluma de incêndio combinando os mecanismos de convecção, condução e radiação térmica

A interação de convecção, condução e radiação em meios absorvedores-emissores ocorre em muitos casos práticos. Fenômenos atmosféricos, problemas de choque mecânico, bocais de combustores, fornalhas, dentre outros, envolvem esse tipo de interação. Como consequência, na literatura aprece várias revisões, dentre elas, Cess (1964), Viskanta (1966), Pai (1966), Zel'dovich e Raizer (1966), Vincenti, Kruger (1965) e Bond et al. (1965). A despeito do material existente, esses problemas ainda são difíceis de serem resolvidos. No presente trabalho, como a essência do tema é a propagação de radiação térmica em meios participantes, não serão considerados problemas de camada limite térmica, não sendo, portanto, governante as abordagens da continuidade e do transporte de quantidade de movimento linear no processo de transferência de calor. Se na eq. (B.44) forem desprezados os termos do trabalho de compressão realizado pelo fluido e o da dissipação viscosa, e desenvolvendo a derivada material da temperatura obtêm-se

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \bullet [\nabla T]) \right) = -(\nabla \bullet \mathbf{q}_c) - (\nabla \bullet \mathbf{q}_r) + \dot{Q}''' \quad (\text{B. 49})$$

e se as variações temporais da temperatura forem desprezíveis, a equação (B.49) se torna

$$\underbrace{\dot{Q}'''}_{\substack{\text{taxa de geração} \\ \text{de calor por combustão} \\ \text{da pluma de incêndio} \\ \text{por unidade de} \\ \text{volume}}} = \underbrace{+(\nabla \bullet \mathbf{q}_c)}_{\substack{\text{taxa de calor} \\ \text{ganho por} \\ \text{condução por} \\ \text{unidade de} \\ \text{volume}}} + \underbrace{+(\nabla \bullet \mathbf{q}_r)}_{\substack{\text{taxa de calor} \\ \text{ganho por} \\ \text{radiação por} \\ \text{unidade de} \\ \text{volume}}} + \underbrace{\rho c_p (\mathbf{u} \bullet [\nabla T])}_{\substack{\text{taxa de calor} \\ \text{ganho por} \\ \text{convecção por} \\ \text{unidade de} \\ \text{volume}}} \quad (\text{B. 50})$$

Esta equação final, (B.50), governa os três mecanismos de transferência de calor na pluma de incêndio, e é usada no capítulo 6 (Física e formulação da modelagem do incêndio em poça) como um dos pilares para fundamentar o desenvolvimento das equações da modelagem da pluma térmica.

B.4

Efeitos da radiação nos meios absorvedores e radiadores

B.4.1

Introdução

Quase todas as chamas são visíveis ao olho humano, e, por conseguinte, são

⁷⁰ Em sua dedução, Sparrow e Cess (1978a) consideram que não há termo fonte de geração de calor, ou seja, $\dot{Q}''' = 0$, o que, no entanto, não corresponde ao caso presente.

denominadas 'luminosas'. Aparentemente, existe alguma emissão radiativa oriunda do interior da chama em comprimento de onda onde não existe nenhuma banda de rotação-vibração na combustão de gases. Emissão luminosa, como atualmente é conhecida, é oriunda de pequeninas partículas de carbono quase puro, denominadas fuligem, liberada normalmente em processos de combustão. Quanto mais 'suja' for a chama, maior é o conteúdo de fuligem, e mais luminosa será a chama (Bejan e Kraus, 2003). Um assunto de interesse na área de radiação térmica são chamas não-luminosas e chamas contendo partículas luminosas, principalmente de fuligem. Uma chama não luminosa proveniente da queima de um hidrocarboneto, contém CO_2 e $\text{H}_2\text{O}(\text{v})$ como seus principais constituintes. Radiação emitida por esses gases é um fenômeno bem compreendido.

Quando fuligem está presente e, por conseguinte, a chama se torna luminosa, a radiação é dependente das propriedades radiativa da fuligem e de sua concentração dentro da chama. Existem informações disponíveis sobre as propriedades radiativas da fuligem, mas ainda em quantidade insuficiente. Em adição às incertezas dessas propriedades, há uma séria dificuldade na computação da radiação emitida pela chama que é a determinação da concentração da fuligem. A concentração depende do combustível, da geometria da chama e do complicado fenômeno de mistura dentro da chama. Até o presente existem poucas maneiras de computar a concentração da fuligem a partir de parâmetros básicos como, por exemplo, geometria do queimador, razão combustível-ar, e o combustível em particular (Siegel e Howell, 2001).

Atualmente, estudos apontam dois tópicos que estão sendo trabalhados para se compreender este fenômeno, que são a luminescência e problemas de radiação gasosa em regime transiente, este último de interesse na área militar com armas atômicas.

B.4.2

Chamas, chamas luminosas e radiação térmica de material particulado

Sob certas condições, gases emitem muito mais radiação na região visível do espectro do que se poderia esperar, a partir dos coeficientes de absorção das espécies do gás presentes no equilíbrio químico. Exemplificando, a chama pré-misturada azul, quase transparente, de um bico de *bunsen*, pode se transformar (respeitando-se as devidas proporções das figuras abaixo) em chama de difusão amarelo-alaranjada, alterando-se apenas a razão combustível-ar. A visualização desses dois tipos de chama pode ser observada na Figura B.3.



Figura B.3 – Chama azulada de um bico de *bunsen* e amarelo-alaranjado de um incêndio em poça
Cortesia: ioMosaic (2006)

Essa emissão luminosa é usualmente associada à presença de partículas de carbono (fuligem) que são formadas devido à combustão incompleta em chamas de hidrocarbonetos (Siegel e Howell, 2001).

Combustão, de uma forma ampla, é um intrincado processo químico que, freqüentemente, consiste num sistema de reações químicas que ocorrem em série e em paralelo. Este processo envolve uma ampla variedade de espécies químicas intermediárias. A composição e a concentração dessas espécies intermediárias não podem ser previstas adequadamente, a menos que exista disponível um completo conhecimento da cinética das reações químicas da chama. Como as propriedades radiativas da chama dependem da distribuição das espécies e das variações da temperatura no seu interior, uma predição detalhada da radiação emitida não é usualmente possível, conhecendo-se apenas os constituintes do combustível e a geometria da chama. Devido então a essas dificuldades, faz-se necessário se recorrer a métodos semi-empíricos para predizer essa radiação térmica, que é o foco do presente trabalho. Duas abordagens, entretanto, podem ser utilizadas nessa predição: (i) cálculo da temperatura teórica da chama, considerando a liberação de energia química sem levar em conta a perda de calor por radiação, e (ii) formulação mais complexa, em que a radiação de um gás contém partículas sólidas que alteram a temperatura teórica da chama.

B.4.2.1

Temperatura teórica da chama

Nas correlações empíricas da radiação emanada de chamas, um parâmetro característico geralmente considerado é a temperatura média de uma chama bem misturada como resultado da adição de energia química. Existem métodos bem desenvolvidos, por exemplo, por Perry et al. (2007), Hougen et al. (1954), Gaydon e Wolfard (1979), para se computar a temperatura teórica da chama de um sistema de combustão a partir de dados termodinâmicos disponíveis.

O efeito do pré-aquecimento do combustível ou do oxidante, ou de ambos, pode ser incluído, bem como os métodos que assumem queima completa do combustível e nenhuma perda de calor. Exemplificando, a temperatura teórica é computada usando a conservação da energia com balanço considerando não haver perda de calor, e a energia na combustão das espécies constituintes somada à energia de combustão é igualada à energia dos produtos de combustão. O calor específico médio à pressão constante depende da temperatura dos produtos, que é a temperatura da chama, estima-se a temperatura para calcular o calor específico, que são computados no balanço de energia. Se houver convergência entre os valores assumidos e calculados da temperatura, a solução é encontrada; caso contrário, estima-se nova temperatura e o ciclo se repete até convergir. Como visto, usualmente assume-se que o processo de combustão é completo e que não ocorrem dissociações dos produtos de combustão. Adicionalmente, nenhuma consideração é formulada para a perda de energia na chama por radiação, o que levaria a uma temperatura mais baixa.

B.4.2.2

Radiação emitida por chamas não luminosas

O fenômeno envolvido na radiação de porções não luminosas de produtos de combustão é bem entendido. As complexidades da reação química não são tão

importantes neste contexto, uma vez que os produtos finais gasosos são considerados estarem fisicamente acima da região da chama onde a combustão ocorre ativamente.

Durante a combustão energia química é liberada pela reação entre combustível e oxidante, resultando em emissão radiativa em linhas espectrais e bandas produzidas por variados tipos de transições entre estados energéticos. Na maioria dos casos, considera-se que radiação emitida na combustão de um hidrocarboneto é devido às bandas do CO_2 e do $\text{H}_2\text{O}(\text{v})$ na região do infravermelho. Por exemplo, chamas de pouco mais do que 30 cm de espessura que ocorrem em fornalhas e caldeiras comerciais, a emissão que deixa as chamas ocorre dentro das bandas de vibração-rotação do CO_2 e do $\text{H}_2\text{O}(\text{v})$, consideradas próximas a emissão de um corpo negro (Siegel e Howell, 2001)

Métodos e propriedades de radiação de gases podem ser usados para computar a transferência de calor por radiação de uma chama. A análise pode ser simplificada se o gás é bem misturado de forma a ser considerado como isotérmico.

B.4.2.3

Radiação emitida por e através de chamas luminosas

Luminosidade convencionalmente é referida como radiação emitida por fuligem. Partículas de fuligem são produzidas à pressão atmosférica nas porções ricas das chamas de um combustível, como resultado de combustão incompleta de hidrocarbonetos (Bejan e Kraus, 2003) e representa menos do que 1% do carbono no combustível (Perry et al., 2007). A microscopia eletrônica mostra que essas partículas são geralmente pequenas esferas, cujo tamanho varia entre 5 e 80 nm, e até 300 nm, em casos extremos. Embora sejam esféricas, as partículas podem ocorrer em aglomerados ou longos filamentos. Como são muito pequenas, estão aproximadamente na mesma temperatura da chama, por isso são fortes emissores de radiação térmica no espectro contínuo da região do infravermelho. Experimentos demonstraram também que a emissão da fuligem é consideravelmente mais forte do que a emissão de gases de combustão (Bejan e Kraus, 2003; Krieth, 1999).

Alguns aspectos que interessam mais de perto ao contexto do presente trabalho são abaixo apresentados, e servirão de subsídios para a compreensão da física e da modelagem dos mecanismos da transferência radiativa das plumas de incêndios em poça, com a participação do meio interveniente que é o ar atmosférico. Nesse aspecto é de fundamental importância considerar a presença dos produtos de combustão da chama, dentre eles e, principalmente, a fuligem.

B.4.2.3.1

A fuligem

Na região da chama onde a combustão ocorre ativamente, existem vários fatores que complicam a transferência radiativa. Produção e perda de energia ocorrem de forma concomitante e produzem variações de propriedades e emissão no interior da chama. Produtos de combustão intermediária resultantes de complexas reações químicas podem alterar significativamente as características da radiação dos produtos finais.

Fuligem é o produto radiante mais importante que se forma quando da queima de hidrocarbonetos, pois emite num espectro contínuo nas regiões do visível e do infravermelho, e apresenta como resultado uma radiação visível denominada 'luminosa'. Ela é bastante importante, uma vez que pode dobrar ou triplicar o calor que seria irradiado pelos produtos gasosos sozinhos.

Um método para aumentar a emissão de uma chama, caso necessário, é promover uma mistura inicialmente lenta de oxigênio com combustível de modo que grandes quantidades de fuligem sejam formadas na base da chama. Mas, por outro lado, hidrocarnetos e fuligem superam óxidos de NO_x formados como poluentes (Warnatz et al., 1999). O 'remédio' então para fuligem e fumaça é os 'três tês': tempo, temperatura e turbulência (Babcock e Wilcox, 1972). Permitindo-se mais tempo e altas temperaturas com boa mistura (turbulência), usualmente se assegura a oxidação da fuligem e de outros hidrocarbonetos. Todavia, tais condições levam também a mais produção de NO_x .

De acordo com Warnatz et al. (1999), em geral, hidrocarbonetos não queimados são conseqüência da extinção local da chama. Dois efeitos ocorrem: (i) extinção (ou vazamento) por estiramento (*strain*) da chama, e (ii) extinção por interação com paredes do sistema reacional e descontinuidades (*gaps*). O primeiro é um fenômeno que depende somente dos processos que ocorrem na mistura do gás, tal que alto estiramento da frente de chama causado, por exemplo, por turbulência, leva à extinção local. Se a mistura não entra de novo em ignição, o combustível deixa a zona reacional sem ser queimado. O segundo, não será aqui tratado, pois foge ao escopo do presente trabalho.

O efeito da extinção devido ao estiramento da chama é importante, tanto para misturas ricas como para pobres, onde as temperaturas são mais baixas e, assim, os tempos de reação podem ser maiores do que os tempos de mistura, isto é, a razão de ser de altas emissões de hidrocarbonetos não queimados. O mecanismo amplamente aceito é que a formação de hidrocarbonetos policíclicos aromáticos leva à posterior formação de fuligem (Wagner, 1979; Haynes e Wagner, 1981; Homann, 1984; Bockhorn, 1994). A primeira etapa é formação de estruturas com formato de partículas por aglomeração de moléculas. Esta etapa inicial (*particle inception*) ocorre com altas massas moleculares. Subsequentemente, as partículas aumentam por crescimento superficial (*surface growth*), principalmente pela adição de acetileno e por coagulação (*coagulation*). Em sistemas não pré-misturados, a oxidação da fuligem (*soot oxidation*) tem lugar após a mistura com o oxigênio contido no gás.

Determinar o efeito da fuligem na irradiação da chama, ou de um incêndio, recai em dois requisitos: (i) obter a distribuição da fuligem na chama, que depende do tipo de combustível, da mistura de combustível com oxidante e da temperatura da chama. A distribuição da fuligem é algo complicado de se calcular usando-se princípios básicos, requerendo conhecimento experimental do sistema de combustão considerado; (ii) conhecer as propriedades radiativas da fuligem: se for conhecida, a computação pode ser tentada. Até a pouco, propriedades radiantes da fuligem eram conhecidas com primeira aproximação (Siegel e Howell, 2001).

Chamas produzidas em laboratório e na indústria contêm partículas individuais de fuligem produzidas na combustão de hidrocarbonetos, variando com diâmetros de 50 Å e acima de 3.000 Å, podendo ser de formato esférico, em massas aglomeradas, ou em longos filamentos. Fisicamente, fuligem se assemelha a 'cachos (*clusters*) de uva' de pequenas esferas (*spherules*) com diâmetros variando entre 20 nm (200 Å) e 50 nm (500 Å) (Palmer e Cullis, 1965), dependendo das condições. A determinação experimental da forma física da fuligem é uma tarefa difícil, uma que vez as próprias sondas utilizadas para capturar as partículas para análise foto-micrográfica, podem causar aglomeração das mesmas ou alterar as características da fuligem.

A nucleação e crescimento das partículas de fuligem ainda não são bem compreendidos. Uma parte da fuligem pode ser nucleada em menos do que 1 milissegundo depois que o combustível penetra na chama, e a taxa na qual a fuligem continua a se formar não parece ser muito influenciada pelo tempo de residência do combustível na chama.

Da mesma forma, era desconhecido o mecanismo de precipitação que governa a produção de fuligem (Siegel e Howell, 2001), e este trabalho não investigou se ainda o é. Warnatz et al. (1999) propõem que a formação da fuligem seja descrita em termos da fração volumétrica da fuligem, \hat{C}_{soot} , seja a razão entre o volume médio das partículas (ou o volume da fuligem) V_{soot} e o volume da nuvem de partículas (ou o volume total) V_t ,

$$\hat{C}_{soot} = \frac{V_{soot}}{V_t} \quad (B.51)$$

e da densidade do número de partículas de fuligem, N_{soot} , que é a razão entre o número de partículas, n_{soot} , e o volume total, V_t . Warnatz et al. (1999) definem que essas quantidades podem ser correlacionadas com a concentração das partículas de fuligem na pluma de incêndio, C_{soot} , em kg/m^3 , via constante do número de Avogadro, N_A ,

$$N_{soot} = \frac{n_{soot}}{V_t} = N_A C_{soot} \quad (B.52)$$

Segundo estes autores, se as partículas de fuligem são assumidas serem monodispersas, com diâmetro da partícula de fuligem, D_{soot} , dado por

$$D_{soot} = \sqrt[3]{\frac{6\hat{C}_{soot}}{\pi N_A C_{soot}}} \quad (B.53)$$

Uma variedade de medidas das propriedades acima definidas (fração volumétrica da fuligem, concentração da fuligem e diâmetro da partícula) pode ser encontrada na literatura. Podem ser citados alguns trabalhos de Kellerer et al. (1996), Harris et al. (1986a, 1986b, 1988), Wieschnowski et al. (1988), Mauss et al. (1994), Vandsburger et al. (1984), Santoro et al (1987), Moss et al. (1995), Moss (1994), Geitlinger et al. (1998), envolvendo diversos hidrocarbonetos, mencionando-se os de D'Alessio et al. (1975) e D'Anna et al. (1994), tratando de queima de sistemas metano-oxigênio com chamas laminares pré-misturadas, próximos ao presente trabalho. Os demais trabalhos envolveram mistura homogênea (em tubo de choque), chamas laminares não pré-misturadas em contracorrente e paralelo, e chamas turbulentas não pré-misturadas em paralelo.

Os resultados globais dessas medidas indicam que a fração volumétrica, \hat{C}_{soot} , cresce com o aumento da pressão, P , e com o aumento da razão C/O. A dependência da temperatura, T , com essas variáveis apresenta uma curva com formato de 'sino' no intervalo de interesse (Böhm et al., 1989; Jander, 1999). Isso se deve a dois fatos (Warnatz, et al., 1999): (i) formação de fuligem necessita de radicais livres precursores (C_3H_3 , por exemplo), e, dessa forma, não ocorrendo em baixas temperaturas, e (ii) precursores de fuligem sofrem pirólise e são oxidados em altas temperaturas, e dessa maneira a formação de fuligem fica limitada ao intervalo entre 1.000 K e 2.000 K.

Warnatz et al. (1999), citam o logaritmo de \hat{C}_{soot} variando no intervalo $-4 \leq \log_{10}(\hat{C}_{soot}) \leq -1$, ou seja, $10^{-4} \leq \hat{C}_{soot} \leq 10^{-1}$, para temperaturas no intervalo $1.400 \text{ K} \leq T_F \leq 2.400 \text{ K}$, e pressões entre $2 \text{ bar} \leq P \leq 18 \text{ bar}$, ou seja, $200 \text{ kPa} \leq P \leq 1800 \text{ kPa}$. Uma ampla diversidade de produtos pode ser formada, mas a despeito dessa diversidade, fuligem apresenta distribuição log-normal na massa das partículas (Wagner, 1979; Homann, 1984; Bockhorn, 1994). Sua estrutura é difícil de ser caracterizada, uma vez que não existe uma clara transição de gás para líquido e de líquido para sólido.

Recém formada, aparentemente consiste de hidrocarbonetos policíclicos com cadeia lateral, com razão molar H/C de cerca de 1. Envelhecimento, causado por aquecimento, leva à formação de produtos com maior conteúdo de carbono, similares à grafite (Warnatz et al., 1999).

A modelagem da formação da fuligem envolve as etapas: inicial (*particle inception*), crescimento superficial (*surface growth*), coagulação (*coagulation*), oxidação (*oxidation*) e aglomeração (*agglomeration*) que são tratadas no capítulo 6 (Física e formulação matemática do incêndio em poça) como parte da modelagem da pluma do incêndio

APÊNDICE C

Modelagem matemática do derrame/espalhamento da poça acoplada à do incêndio de difusão turbulenta

C.1

Introdução

Iniciando-se pelo espalhamento da poça, analisar as consequências de um derramamento de GNL na água envolve (Hissong, 2007):

- Predizer a taxa de liberação de GNL de um navio vs. tempo;
- Predizer o diâmetro da poça de líquido, com ou sem ignição, vs. tempo;
- Focalizando a ocorrência de ignição:
 - Predizer a geometria da poça e o campo de radiação térmica em pontos de interesse;
 - Estimar os impactos baseado nos níveis de radiação em distâncias de interesse e a duração de possíveis exposições;

Observa-se que é importante incluir a variação temporal nos passos da descrição do histórico do escoamento da poça. Um cenário de vazamento ‘instantâneo’ é uma situação limite, assintótica, mesmo para grandes rasgos no costado de um navio metaneiro. Um cenário de ‘taxa de vazamento constante’ é também um limite assintótico para furos muito pequenos. A hipótese de ‘vazamento instantâneo’ com taxa constante pode introduzir erros nas predições, caso seja usada formulação com taxas diferenciais, uma vez que, na média, o fenômeno é transiente por natureza (*time dependent*). O mesmo já não ocorre com a formulação integral (conservativa).

Muitos modelos de radiação térmica, por exemplo, o código LNGFIRE3®, recomendado por agências reguladoras, não contemplam o cálculo do diâmetro da poça (Hissong, 2007), sendo, portanto, necessário se modelar previamente a poça e usar suas características como termo fonte para a modelagem da chama do incêndio. Assim, o produto principal deste Anexo é apresentar, no item C.6.1 [Reprodução dos resultados – geometria do navio segundo Fay (2003)], a simulação do derrame usando como exemplo a área do rasgo no costado do navio com diâmetro de 5 m², conforme recomendado por Sandia (2008), para modelar o incêndio em poça. A partir daí, fazer o escalonamento para a geometria sugerida por aquele Laboratório.

No item C.6.2 [Aplicação do modelo – Escalonamento da geometria do navio segundo Sandia (2008)], é apresentada a modelagem de poças semicirculares com dados atualizados sobre os metaneiros ora em projeto e construção, recomendados por aquele Laboratório. São feitas simulações com os diâmetros de rupturas no costado do navio com áreas de 1; 1,5; 2; 2,5; 3; 4; 5; 6; 7; 9; 10; 20; 30; 40; 50; 60; 70; 80; 90 e 100 m², usando tanto a configuração geométrica de navios metaneiros sugerida por Fay (2003), como a sugerida por Sandia (2008).

O item C.7 (Código computacional do incêndio de difusão turbulenta) acopla os resultados obtidos com o item C.6 (Dois exemplos de aplicação do modelo de derrame e espalhamento da poça) para formar o item C.8 (Exemplos de aplicação do modelo de

incêndio de difusão turbulenta). O item C.8 discute também o acoplamento entre os dois códigos, derrame/espalhamento incêndio, consolidando os resultados encontrados para uso no capítulo 7 (Aplicação ampliada das modelagens do derrame/espalhamento, incêndio de difusão turbulenta e do acoplamento entre ambas).

Da mesma forma que no capítulo 7 (Aplicação ampliada das modelagens do derrame/espalhamento, incêndio de difusão turbulenta e do acoplamento entre ambas), cumpre esclarecer que optou-se pela utilização das quantidades indicadas de algarismos significativos em muitos tópicos deste capítulo, no intuito tão somente de evidenciar a robustez dos resultados obtidos com os códigos computacionais desenvolvidos com o presente trabalho, por meio da consistência entre valores encontrados em simulações em diversas circunstâncias, como foi o caso, por exemplo, do parâmetro adimensional do escoamento, Y .

C.2 Busca e análise dos modelos de derrame/espalhamento existentes

De acordo com Hissong (2007), GNL, quando vaza, gera vapor imediatamente. Se não houver presença de fonte de ignição com energia suficiente, não há ignição imediata, e é possível formar algum aerossol (suspensão de gotículas de líquido que não se precipita da mistura vapor/ar). O aerossol contribui para a formação da nuvem de vapor. Como o GNL é armazenado essencialmente como líquido saturado, pouco é 'flasheado' imediatamente ou forma aerossol. Grande parte alcança a superfície da água como líquido forma uma poça que evapora, dando origem a uma nuvem. A área da poça pode ser obtida dividindo a taxa do vazamento pela vazão mássica total de vaporização, entretanto, esta vazão depende de muitas variáveis, fazendo com que seja difícil prever uma situação específica. A parte líquida do GNL se espalha na superfície da água.

Conforme discussão apresentada no capítulo 5, a maioria da literatura pesquisada sugere que, para GNL, o espalhamento da poça ocorre com regime 'gravitacional-inercial', onde as forças gravitacionais e de inércia governam o processo. Como visto, o GNL vaporiza no regime 'ebulição de filme', e, para a maior parte do tempo de evaporação (ABS, 2004), os efeitos das forças viscosas e de tensão superficial, são considerados de pequena monta (Hissong, 2007) por conta do efeito Leidenfrost.

Considerando as premissas e hipóteses simplificadoras apresentadas no capítulo 6 (Física e formulação matemática da modelagem de incêndio em poça), a carga hidrostática acima da perfuração provê a força necessária para haver gradiente horizontal de pressão no fluido e acelerar radialmente o GNL. A conservação da energia permite igualar as forças da gravidade às de inércia, derivando-se assim as correlações do espalhamento (Briscoe e Shaw, 1980). Como a densidade do GNL é menor do que a da água, um termo que descreva matematicamente o deslocamento da água causado pela 'introdução' do GNL devido ao empuxo de Arquimedes (uma parte do GNL 'afunda' dentro d'água) deve ser incluído na formulação (Hissong, 2007).

Um aspecto a ser mencionado é que os modelos existentes não consideram a entrada de ar no espaço vazio no topo do tanque de carga de GNL (*ullage space*)⁷¹ do

⁷¹ *Ullage space* é o espaço vazio deixado entre o líquido e o topo de cada tanque do navio, seguindo regulamentos da IMO (1995) e sociedades classificadoras, tal que certos tanques pressurizados não podem ser cheios acima de 98% de seu volume útil. No transporte de criogênicos, este espaço se faz necessário devido à vaporização de uma parte do GNL que ocorre em função do 'jogo' do navio (*slosh*) em mar aberto

navio. Da mesma forma, não é considerado que o GNL se vaporize, substituindo o líquido existente com uma vazão volumétrica igual à vazão de descarga pelo furo no costado do navio acarretado pela variação de pressão naquele espaço (*ullage pressure*). Isto é, ignora-se o aumento da pressão no interior do tanque afetando a descarga pelo rasgo. Para furos de pequeno diâmetro, ou cenários em que o furo se estenda acima do nível do líquido, isto pode ser uma hipótese válida. Johnson e Cornwell (2007) citam que uma *ullage pressure* manométrica típica de 2 psig pode gerar um acréscimo de $\approx 2,5$ m ($[(2)(101,3/14,7)]/[(570)(9,8)]$) na altura manométrica efetiva (da quilha até o topo dos tanques) do GNL, se uma densidade de 570 kg/m^3 for considerada. Qiao et al. (2006) reportam análise de sensibilidade indicando diminuição quase linear no tempo de esvaziamento do tanque com o aumento na *ullage pressure* de 0 psig ($\approx 101 \text{ kPa}$) para 4 psig ($\approx 507 \text{ kPa}$) e um aumento igualmente quase linear no diâmetro da poça derramada.

Por outro lado, para furos de grande diâmetro em relação à altura hidrostática do líquido, sua vazão de descarga pode ser maior do que a taxa de geração de vapor no interior do tanque, ou do que taxa com que o ar entre no tanque através da válvula de quebra-vácuo. Se isso ocorrer, vácuo parcial pode ser criado no interior do tanque de carga, reduzindo assim a vazão de saída e, possivelmente, até danificar estruturalmente o tanque, caso ele não seja projetado para suportar vácuo total (ABS, 2004).

Como os modelos usuais não descrevem a estrutura do navio e a física do vazamento do criogênico, o modelo de orifício (*orifice model*) é recomendado (FERC, 2004). Porém, deve ser lembrado que ele não reflete a estrutura real de um *carrier*, e os resultados devem ser interpretados como uma estimativa da vazão de descarga para um dado rasgo no costado. O foco do presente trabalho é, também, modelar a poça, bem como o incêndio que sucede à sua formação. Por conseguinte é necessário, em primeiro lugar, se estimar o tamanho da poça.

Foram pesquisadas diversas abordagens para modelagem de poças de GNL formadas por derramamentos na água a partir de navios metaneiros, publicadas por pesquisadores e experimentalistas, podendo ser citados, dentre outros, o Laboratório Sandia (2008, 2004), Fay (2007, 2006, 2003, 1973) do Departamento de Engenharia Mecânica do MIT, Luketa-Hanlin (2006) também do Laboratório Sandia, Johnson e Cornwell (2007) da Quest *Consultants*, Hissong (2007) da ExxonMobil, Qiao et al., (2006) do Departamento de Engenharia Química da *Texas University*, FERC (2004), ABS (2004), Lehr e Simecek-Beatty (2004) da NOAA, Cornwell (2003, 2001) da Quest *Consultants*, Van den Bosch e Wetterings (1997) da TNO, Webber e Brighton (1987, 1986) da UKAEA, Mudan (1984) da *Arthur D. Little*, Opschoor (1980) da TNO, Raj (1979) da *Arthur D. Little*, Georgakis et al. (1979) do Departamento de Engenharia Química do MIT, Shaw (1978) do HSE, Raj e Kalelkar (1974) da USCG, Hault (1972a, 1972b). Os resultados considerados mais importantes por ABS (2004) e FERC (2004) até 2004, e, posteriormente, os mais atuais até a presente data, levantados no capítulo 5 são:

- Vazão de derramamento de GNL de um navio
 - Fay (2007) - o artigo representa um avanço atualizando o modelo original (desenvolvido em 2003), denominado pelo autor como '*standard*' (ou 'padrão'), considerando dois tipos de modelos: (i) '*standard*' (de 2003'), e (ii) '*supercrítico*' (de 2007);
No primeiro modelo (gravitacional-inercial), são correlacionadas várias formas da taxa de espalhamento global com as formas analíticas das soluções de similaridade dos modelos de camada rasa (*shallow layer*) e teoria da lubrificação,

em oceanos, fazendo com que o GNL seja arremessado contra as paredes do tanque em forma de ondas (Hissong, 2007; Qiao et al., 2006).

e os experimentos dimensionais de laboratório com relações de espalhamento axi-simétrico;

Foram também adicionados os efeitos da vaporização da poça e uma taxa finita do termo fonte da vazão de entrada do fluido na poça;

Esses acréscimos não acrescentam substanciais diferenças em relação ao modelo original de 2003, apenas refinam o modelo. Porém, o trabalho padece de falta de informações que permita seu uso;

- Hissong (2007) - o artigo modela o vazamento com enfoque de Mecânica dos Fluidos, com escoamento através de orifício (*orifice model*), usando termos dependentes do tempo, mas não integra as equações diferenciais, resolvendo-as com métodos numéricos iterativos com passo de tempo. É um modelo trabalhoso.
- Fay (2003) - o artigo utiliza o escoamento gravitacional através de orifício, modelo adotado pelo AIChE (2000) e TNO (1997) e consagrado em livros-texto de Mecânica dos Fluidos;

O escoamento é modelado por orifício no costado único⁷² de um *carrier*, permitindo o GNL escoar e ser despejado no mar com grande parte na fase líquida;

Para navios metaneiros, assume-se a descarga gerada como se o escoamento fosse quase-permanente (*quasi-steady state*), derramado de um tanque prismático de membranas e de seção reta quadrada horizontal constante, com a ruptura do casco logo acima da linha d'água;

Com o GNL é armazenado no navio essencialmente como líquido saturado, pouco é "flasheado" imediatamente ou forma aerosol;

O modelo assume que não há entrada de água no casco do navio depois de perfurado, havendo ignição imediata do líquido vazado;

Adota a formulação integral, que veio a ser seguida pela FERC e pelo ABS em 2004, usando coeficiente de descarga (diferente de 1,0) computado implicitamente em um parâmetro, β , que inclui o espalhamento axi-simétrico da poça;

Apresenta exemplo completo, *pari passu*, de aplicação do modelo, usando navio metaneiro de 125.000 m³ semelhante aos atuais;

Os resultados são coerentes com a literatura e é um modelo robusto fornecendo resultados dados plausíveis com a realidade;

- Lehr e Simecek-Beatty (2004) – o artigo não apresenta nem usa modelos de taxa de vazamento. Apresenta exemplo de modelagem de um vazamento instantâneo de 500 m³ de GNL;
 - Quest (2003 e 2001) – o estudo postula dois rasgos com diâmetros de 1m e 5 m, mas não descreve o método para calcular a vazão do escoamento através dos mesmos;
 - O relatório do ABS (2004) informa que, em sua revisão de bibliografia, até 2004, não identificou métodos adicionais para estimar vazões de vazamentos de navios de GNL.
- Espalhamento e vaporização da poça não confinada na água
 - Fay (2007) - Introduz alguns aportes na formulação do modelo *standard* de 2003, explicitando fatores como: dissipação da energia hidrostática da coluna de GNL por meio de geração de ondas gravitacionais no fluido derramado; escoamento da

⁷² Navios metaneiros transportam GNL no interior de tanques isolados dentro do casco interno do navio. Cenários reais contemplam perfurações de ambos os cascos, interno e externo, a camada de isolamento e o tanque de carga do GNL. Até 2004, ABS (2004) não constatou a existência de modelos que levem em conta múltiplas barreiras.

frente da poça gerando outro escoamento em separado na água do mar; geração de maior fração de bolhas de vapor na poça, aumentada pela maior diferença relativa de densidades (0,8 ao invés de 0,58 adotada no modelo *standard*) entre a água e os vapores de GNL formados no filme em ebulição;

O modelo 'supercrítico' de 2007 considera que não é necessário ao volume da poça estar em equilíbrio hidrostático na direção vertical como ocorre no modelo 'padrão';

A energia cinética da poça é igual à energia potencial inicial da carga no tanque, e é uma constante no campo do escoamento, ou seja, a poça se desloca sobre o substrato sem atrito significativo;

Como consequência, os raios das poças são maiores do que no modelo 'padrão' e os tempos de vaporização são menores;

Apresenta comparações com dados experimentais, mas não explicita a aplicação da metodologia, ainda relativamente nova, sem indicar incertezas nas previsões;

- o Hissong (2007) - Considera importante o efeito da composição do GNL no processo de vaporização diferenciada de seus componentes, aumentando o ponto de bolha da mistura;

Considera que à medida que a poça se vaporiza, a temperatura do líquido remanescente aumenta, aumentando o gradiente de temperatura e diminuindo a transferência de calor, com significativo efeito nas previsões da vaporização;

A cada passo de tempo, a fração vaporizada é calculada novamente, requerendo interpolação das tabelas das propriedades;

Considera os efeitos da turbulência na interface GNL-água, aumentando o fluxo térmico na poça e a vazão mássica total de vaporização;

- o Fay (2003) - o modelo se baseia no balanço entre a inércia do fluido e a força da gravidade, assumindo que a superfície da água é quiescente (*smooth*), havendo ebulição do filme;

Apresenta exemplo completo, mostrando *pari passu* a aplicação e usando navio metaneiro semelhante aos atualmente ainda construídos;

- o Lehr e Simecek-Beatty (2004) - aplicam o modelo baseado no balanço entre a inércia do fluido e a força da gravidade, incluindo constantes empíricas, obtidas de Briscoe (1980);

Para grandes vazamentos, o modelo considera que o escoamento pode vir a ser controlado por um balanço entre as forças viscosas e as forças da gravidade. Conclui que o tempo em que isso ocorre, poderia ser mais longo do que a duração esperada para queimar a poça;

O modelo assume que a superfície da água é quiescente (*smooth*);

- o Quest Consultants (2003 e 2001) - aplica o modelo para o espalhamento baseado no balanço entre a inércia do fluido e a força da gravidade;

Quest tentou considerar os efeitos das ondas, modelando-as como uma função ciclóide, mas não obteve validação experimental.

As recomendações para a modelagem da poça derramada tratadas nos relatórios do ABS (2004) e FERC (2004) foram discutidas nos itens 5.3.2 (Formação e espalhamento da poça) e 5.3.2.1 (Experimentos e modelagem da ebulição da poça de GNL) do capítulo 5, e não serão aqui abordadas.

C.3

Escolha do modelo físico e matemático para modelagem do derrame/espalhamento da poça

O critério de escolha do modelo a ser usado na estimativa do diâmetro toma por base parâmetros, ainda que subjetivamente, voltados para o foco do presente trabalho, qual seja, de estabelecer a modelagem de incêndio em poça derramado de um navio metaneiro nas operações de manobra para descarregamento de sua carga em um terminal terrestre de GNL. Conforme observado na Figura 2.1 do capítulo 2 (Contextualização, metodologia da pesquisa e estrutura do trabalho) aquelas são as situações reais típicas de um terminal terrestre de importação de GNL em escala internacional.

Comparação entre os modelos apresentados na resenha indicada no item item C.2 (Busca e análise dos modelos de derrame/espalhamento existentes) deste Anexo, indica que o modelo de Fay (2003) é o mais adequado para a situação que ora se coloca no presente trabalho. Com efeito, o modelo considera as seguintes características:

- É o mais robusto e de ampla aplicação, contemplando áreas do rasgo no casco de 1 m^2 a 100 m^2 , compatível com a realidade industrial;
- É solidamente embasado nas equações fundamentais da Mecânica dos Fluidos e complementado por propriedades empíricas obtidas em experimentos com GNL realizados pelo Departamento de Engenharia Mecânica do MIT;
- Apresenta formulação integral conservativa, dispensando a distinção entre vazamentos instantâneos e contínuos, de acordo com as recomendações da FERC (2004) e do ABS (2004), posteriormente;
- Integra as equações diferenciais parciais da história do escoamento com soluções analíticas e numéricas. No entanto, não faz nenhuma menção ao método de integração numérica utilizado;
- Trabalha com variáveis adimensionalizadas do tempo, volume, área e escalas de comprimento;
- Expressa a área máxima da poça e o tempo de vaporização em função de um único parâmetro adimensional do escoamento, variando de 0 a $+\infty$, função unicamente das características geométricas do navio, velocidade de vaporização da poça, englobando os processos de transferência de calor por convecção e radiação, todos previamente conhecidos;
- Usa um único parâmetro de forma e espalhamento, enfeixando o espalhamento axi-simétrico nas linhas de corrente da poça;
- Utiliza poça de formato semicircular, que descreve melhor a fenomenologia do problema, conforme recomendação da FERC (2004) e do ABS (2004), conforme Figura C.1;
- Fornece valores coerentes com a realidade dos *carriers* construídos atualmente, permitindo seu escalonamento (*scale up*), com algumas limitações, como será discutido nos resultados obtidos com a aplicação do modelo.

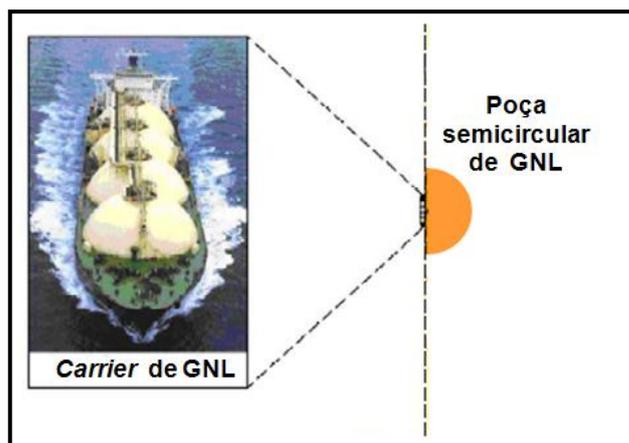


Figura C.1 - Esquema de formação da poça semicircular. Adaptado de: Sandia (2004) (Cortesia)

O modelo de Fay (2007), embora mais atual e mais rigoroso conceitualmente, ainda carece de aplicação plausível e validação na realidade industrial. Embora o modelo de Hissong (2007) contemple fenômenos e problemas reais tratados com métodos numéricos mais precisos, torna-se superdimensionado para a realidade industrial, que não necessita do rigor descrito no modelo, e, como se mostrou no capítulo 5, pode ser desconsiderado. Os modelos de Lehr e Simeck-Beatty (2004) e de Quest (2003 e 2001) apresentam lacunas, como apresentado na resenha acima no item C.2 (Busca e análise dos modelos de derrame/espalhamento existentes) razão pela qual não foram utilizados.

C.4 **Características do modelo escolhido**

C.4.1 **Introdução**

O modelo proposto por Fay (2003) prediz a dinâmica de vazamentos de GNL, foi desenvolvido por pesquisadores do MIT e de seu braço avançado na área de GNL, o *Gas Technology Institute* (ex-*Gas Research Institute*) com base nos princípios da Mecânica dos Fluidos e propriedades empíricas obtidas experimentalmente de derrames desse fluido na água (Fay, 1969). Permite especificar o histórico da descarga do criogênico, possibilitando a definição das características da poça. A área da poça, duração e a taxa de transferência de calor são definidas em função das variáveis da carga transportada.

O exemplo de aplicação em um vazamento de GNL mostra que para escoamentos através de áreas de furos no costado de um navio prováveis de ocorrer na prática, o modelo permite considerar tais escoamentos como quase-instantâneos, simplificando a avaliação das consequências de derrames indesejáveis, o que será mostrado adiante. No limite assintótico de um tempo muito curto, o vazamento pode ser considerado 'instantâneo' e o incêndio em poça resultante se espalha até um dado tamanho e queima com uma taxa determinada pelo volume do vazamento e as propriedades do combustível GNL (Fay, 1969; Raj, 1979c). No outro extremo, num longo período assintótico de descarga, as características do incêndio em poça são definidas pela vazão volumétrica. Em qualquer um dos casos, volume de vazamento e tempo de descarga são variáveis exógenas, determinantes das características do incêndio em poça.

O volume do derrame, vazão de descarga e duração são determinantes significativos do comportamento do vazamento. Para um vazamento em um navio transoceânico, eles são dependentes do tamanho dos tanques do navio e de suas configurações geométricas, do tamanho e da localização da abertura provocada no navio e das propriedades do fluido da carga (Fay, 2003). O modelo contempla ambos os processos de descarga e o comportamento do espalhamento da poça, expressando os resultados significativos (área da poça, duração do incêndio em poça, taxa de liberação de calor) em termos das geometrias e capacidades dos tanques e variáveis da ruptura, cobrindo um intervalo compatível com a prática industrial.

C.4.2 Mecânica dos Fluidos do processo de vazamento, segundo Fay (2003)

Para se determinar o tamanho (diâmetro) de um incêndio em poça, é preciso se determinar a quantidade de GNL derramada pela perfuração no costado do navio com o tempo, bem como seu escoamento e espalhamento na água. O vazamento e o espalhamento de GNL no mar podem ser classificados como um problema multifásico, multicomponente, complexo, altamente não linear, para o qual ainda não há consenso científico, e com medições ainda esparsas (Sandia, 2008).

No momento da perfuração do casco, não somente haverá GNL sendo derramado, como também água poderá entrar no tanque de carga, cuja penetração dependerá do tamanho do rasgo e de sua localização. É concebível se esperar, portanto, que a água que penetre no costado do navio seja transformada em gelo junto com a vaporização do GNL. A quantidade de GNL derramada entre o costado duplo do navio dependerá também do tamanho da perfuração, de sua localização, bem como da configuração estrutural. A configuração estrutural do tanque de carga capaz de manter a pressão atmosférica acima da altura manométrica do GNL é também uma condição importante neste processo. Sandia (2008) coloca que quando a razão entre a área da seção reta horizontal do tanque e a área do orifício é da ordem de duas ordens de magnitude, $O(10^2)$, pode-se aplicar com razoável aproximação a equação de Bernoulli. Na prática, este número gira em torno de $2.000/2 = 1.000$, maior que 10^2 , portanto. Assim, consideram-se como pequenos os efeitos viscosos, fornecendo uma aproximação da escala da vazão de escoamento, de acordo com o intuito da presente modelagem. Uma vez vazado, o espalhamento e a forma da poça do GNL podem ser afetados por vários fatores (Sandia, 2008; Moorhouse e Carpenter, 1986):

- Tipo, geometria e condições da localização do vazamento/substrato (terra, solo, concreto, com ou sem diques de contenção, águas abertas, águas quiescentes, temperatura do substrato, geometria do confinamento);
- Interações fluido-estrutura com corpos rígidos presentes;
- Composição e temperatura do GNL;
- Transições rápidas entre fases (RPT);
- Vazão com que o GNL é derramado;
- Duração do vazamento do GNL;
- Se ocorre ignição, se é imediata ou retardada, e em que local ocorre;
- Condições prevalentes da atmosfera (ventos, ondas, marés, correntes marinhas, umidade relativa, categorias de estabilidade atmosférica de Pasquill e comprimento de escala atmosférica de Monin-Obukhov);
- Medidas de controle do derramamento.

Não obstante todas essas complexidades, objetivando obter-se uma ferramenta plausível para modelar o tamanho da escala do escoamento e do espalhamento da poça, é pressuposto que os princípios da conservação da massa, da quantidade de movimento linear e a hipótese do contínuo que governam este processo sejam cumpridos. Assim, este trabalho apresenta como contribuição incremental, não encontrada na literatura especializada do presente tópico, a explicitação das equações de conservação, desenvolvidas especificamente para esta aplicação, e as condições necessárias e suficientes para formalizar e satisfazer os requisitos, com o rigor matemático requerido.

Se a continuidade, a massa M de um corpo, e a quantidade de movimento linear são conservadas, como condições necessárias e suficientes, pode-se escrever (Slattery, 1972):

- Conservação da massa

$$\dot{M} \equiv \frac{D}{Dt} \iiint_{V_{(m)}(t)} \rho dV_{(m)}(t) = 0 \quad (C.1)$$

onde \dot{M} é a taxa de variação de massa que é derramada pelo rasgo no costado do navio, $V_{(m)}(t)$ representa a integração a ser feita sobre o volume da região material do espaço ocupado pelo corpo em sua configuração corrente, ou seja, o volume material seguindo o movimento em coordenadas Lagrangeanas que contém as partículas do escoamento que passa pelo rasgo, em geral, uma função do tempo;

- Conservação da quantidade de movimento linear

O princípio da conservação da quantidade de movimento linear estabelece que a soma das forças de corpo e de contato são contrabalançadas pela taxa de variação da quantidade de movimento linear experimentada pelo volume material $V_{(m)}(t)$ delimitado pela superfície material que o envolve, $A_m(t)$, governada pela equação de Cauchy do movimento do fluido. \mathbf{f} é o campo vetorial das forças de corpo e $\bar{\mathbf{T}}_{\hat{\mathbf{n}}}$ é o campo tensorial das tensões geradas pelas forças de contato, tal que (Aris, 1990)

$$\begin{aligned} & \underbrace{\frac{D}{Dt} \iiint_{V_{(m)}(t)} \rho \mathbf{v} dV_{(m)}(t)}_{\text{taxa de variação de quantidade de movimento linear}} \\ &= \underbrace{\iiint_{V_{(m)}(t)} \rho \mathbf{f} dV_{(m)}(t)}_{\text{forças de corpo}} + \underbrace{\iint_{A_{(m)}(t)} \bar{\mathbf{T}}_{\hat{\mathbf{n}}} dA_m(t)}_{\text{forças de superfície}} \end{aligned} \quad (C.2)$$

A conservação da quantidade de movimento linear, juntamente com a equação constitutiva do fluido, supostamente Newtoniano, fornece a equação de Navier-Stokes (Azevedo, 2006)

$$\frac{D[\rho \mathbf{u}]}{Dt} = \rho \mathbf{f} - [\nabla P] + \left(\beta + \frac{1}{3} \mu \right) [\nabla(\nabla \bullet \mathbf{u})] + \mu [\nabla^2 \mathbf{u}] \quad (C.3)$$

Desprezando-se o efeito da viscosidade global, β , e dinâmica, μ , com escoamento sem atuação de forças de corpo, de fluido incompressível, de propriedades constantes, com o divergente e o laplaciano do campo de velocidades, \mathbf{u} , nulos, respectivamente,

$(\nabla \bullet \mathbf{u}) = 0$ e $[\nabla^2 \mathbf{u}] = 0$, a eq. (C. 3) se transforma em coordenadas materiais seguindo o movimento em

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{[\nabla P]}{\rho} \quad (\text{C. 4})$$

Definindo-se a dilatação de um meio deformável, J , como a razão entre o elemento de volume material na sua configuração corrente $dV_{(m)}(t)$ no tempo t e na configuração de referência em $t = 0$, $dV_{0(m)}(t = 0)$, esta razão $dV_{(m)}(t)/dV_{0(m)}(t = 0) \equiv J$, ou $dV_{(m)}(t) = J dV_{0(m)}(t = 0)$, é determinada pelo Jacobiano da função mapeamento da configuração (transformação) $\mathbf{r} = \mathbf{r}(\mathbf{r}_0, t)$.

O Jacobiano é dado por (Azevedo, 2006; Slattery, 1972)

$$J \equiv \sqrt{\left[\det \frac{\partial x_i}{\partial x_{0j}} \right]^2} = \begin{vmatrix} \frac{\partial x_1}{\partial x_{01}} & \frac{\partial x_1}{\partial x_{02}} & \frac{\partial x_1}{\partial x_{03}} \\ \frac{\partial x_2}{\partial x_{01}} & \frac{\partial x_2}{\partial x_{02}} & \frac{\partial x_2}{\partial x_{03}} \\ \frac{\partial x_3}{\partial x_{01}} & \frac{\partial x_3}{\partial x_{02}} & \frac{\partial x_3}{\partial x_{03}} \end{vmatrix} = \frac{\partial(x_1, x_2, x_3)}{\partial(x_{01}, x_{02}, x_{03})} \equiv e_{ijk} \frac{\partial x_1}{\partial x_{0i}} \frac{\partial x_2}{\partial x_{0j}} \frac{\partial x_3}{\partial x_{0k}} \\ \equiv e_{ijk} \frac{\partial x_i}{\partial x_{01}} \frac{\partial x_j}{\partial x_{02}} \frac{\partial x_k}{\partial x_{03}} \quad (\text{C. 5})$$

Em notação indicial, onde e_{ijk} é tensor permutação unitário de terceira ordem.

Para que haja a conservação da massa, é necessário e suficiente que

$$\rho(\mathbf{r}, t) dV_{(m)}(t) = \rho_0(\mathbf{r}_0, 0) dV_{0(m)}(t = 0) \quad (\text{C. 6})$$

$$\rho(\mathbf{r}, t) J dV_{0(m)}(t = 0) = \rho_0(\mathbf{r}_0, 0) dV_{0(m)}(t = 0) \quad (\text{C. 7})$$

$$J \rho(\mathbf{r}, t) = \rho_0(\mathbf{r}_0, 0) \quad (\text{C. 8})$$

A eq. (C. 8) é a forma material da equação da continuidade (ou da conservação da massa) seguindo o movimento. Tomando a derivada material temporal da dilatação em coordenadas Lagrangeanas (materiais) seguindo o movimento, e aplicando o conceito do divergente ao campo vetorial espacial \mathbf{u} que transporta a massa M através do volume material $V_{(m)}(t)$, pode-se escrever em notação vetorial

$$\frac{DJ}{Dt} = J(\nabla \bullet \mathbf{u}) \quad (\text{C. 9})$$

$$(\nabla \bullet \mathbf{u}) = \frac{1}{J} \frac{DJ}{Dt} \quad (\text{C. 10})$$

Manipulam-se então as eqs. (C. 8), (C. 9) e (C. 10) e aplicam-se os teoremas do transporte de Reynolds e da divergência de Gauss, além de trocar o limite da integral de um espaço (\mathbf{r}, t) , que depende do tempo, pelo espaço \mathbf{r}_0 que não é função do tempo. Para que seja satisfeito o princípio da conservação da massa, para um observador localizado em coordenadas Lagrangeanas seguindo o movimento no volume material $dV_{(m)}(t)$, o escoamento experimenta uma taxa de variação da massa $D/Dt \left(\iiint_{V_{(m)}(t)} \rho dV_{(m)}(t) \right)$ de um grupo de partículas seguindo também o movimento, e que necessita ser nula, ou seja, não haja variação da massa, tal que

$$\int_{V_{(m)}(t)} \left(\frac{D\rho}{Dt} + \rho (\nabla \bullet \mathbf{u}) \right) dV_{(m)}(t) \Rightarrow \int_{V_{(m)}(t=0)} \left(\frac{D\rho}{Dt} + \rho (\nabla \bullet \mathbf{u}) \right) dV_{(m)}(t) = 0 \quad (\text{C.11})$$

Como $dV_{(m)}(t) \neq 0$, então se pode escrever o integrando da eq. (C.11) como sendo igual a zero, que é a equação da conservação da massa em cada ponto do meio contínuo em coordenadas, respectivamente, materiais e de campo com notação simbólica

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho (\nabla \bullet \mathbf{u}) = 0 \quad (\text{C.12})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\nabla \bullet (\rho \mathbf{u})) = 0 \quad (\text{C.13})$$

Com isso, um balanço de massa em regime quase-permanente para descrever a formação e espalhamento da poça pode ser utilizado, de modo que o fluxo de massa do GNL que escoo para a poça é contrabalançado pelo fluxo de massa que é vaporizado pela mesma. Trata-se, entretanto, de um resultado aproximado, pois a poça pode crescer durante o escoamento e, eventualmente, encolher ou se desfazer em poças menores, por exemplo, pela ação das marés, após alcançar seu diâmetro máximo. Os resultados serão médios, pois a modelagem considera uma vazão mássica média de descarga do inventário vazado (Sandia, 2008), portanto sujeito às naturais limitações e incertezas do processo.

Segundo Fay (2003), o processo de vazamento tem início considerando que a carga do navio é menos densa do que a água. Os requisitos para resistência do casco e empuxo do lastro do navio definem o projeto dos tanques de carga, cuja superfície do topo do líquido transportado é elevada acima do nível da água do mar, em extensão tal que cria uma pressão hidrostática dentro dos tanques que ultrapassa a da atmosfera circundante e da água do mar na mesma elevação. De sorte que qualquer punção nas paredes laterais do casco permite que a carga escoo para as vizinhanças numa velocidade determinada pelo diferencial de pressão entre a carga e a atmosfera externa ou a água do mar no nível da abertura puncionada, escoamento este governado pela eq. (C.4).

A carga de hidrocarboneto criogênico que vaza, sendo imiscível e menos densa que a água do mar, flutua parcialmente na sua superfície. Forma uma poça supostamente semicircular centrada no ponto de ruptura, que se espalha horizontalmente, induzida por uma gradiente horizontal de pressão resultante da força gravitacional atuante na camada do líquido, dado pela eq. (C.4). Prosseguindo, Fay (2003) considera que para vazões de vazamento muito grandes, a velocidade de espalhamento é governada pelo balanço entre a inércia do fluido de um lado, e as forças do campo gravitacional do outro, denominado 'espalhamento gravitacional-inercial' (Fay, 1965).

À medida que o GNL se espalha no substrato, ele cobre mais área superficial. Quanto maior for a área da superfície coberta, maior será o calor transferido pelo substrato, e, por conseguinte, maior será a produção de vapor (Cleaver et al., 2007). Embora o espalhamento da poça seja incrementado pelo escoamento do líquido que escoo do tanque de carga, ele perdurará enquanto existir um volume finito de líquido na poça. O líquido na poça pode ser vaporizado por dois processos. Com se trata de um

criogênico, com ponto de ebulição abaixo da temperatura da água, ele vaporiza vigorosamente pelo contato com o mar.

Como a ignição do vapor e da poça é supostamente imediata, de acordo com a premissa e hipótese simplificadora nº 9 do item 6.4.2 (Premissas e hipóteses simplificadoras), a poça gera um incêndio acima do líquido que está se espalhando, e a radiação, gerada na poça e na zona de combustão, aquece o combustível líquido na poça, vaporizando-o. Esses processos atuam em paralelo, aumentando a vazão mássica de vaporização.

Os tanques de carga do navio são especialmente projetados conforme normas da Guarda Costeira americana, USCG (2001), ou equivalente, conforme o *International Gas Carrier Code*, atendendo aos requisitos do *Type IIG Standard*, dotados de duplo casco. Em geral os tanques são do tipo sistema Moss® ou sistema GTT® do tipo dupla membrana de tanque prismático, conforme mostrado na Figura C.2.

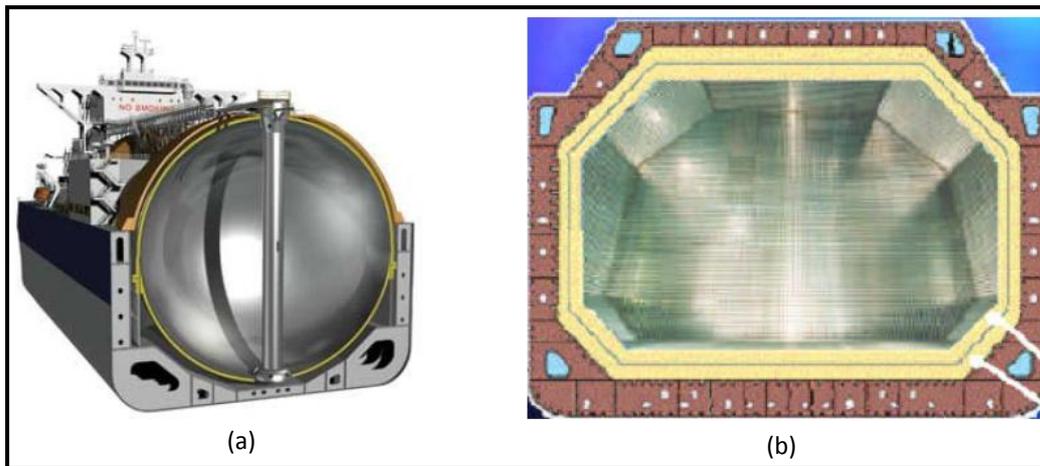


Figura C.2 – Sistemas de contenção típicos para navios de GNL a granel. (a) Sistema Moss® com tanques esféricos. (b) Sistema GTT® com dupla membrana de tanque prismático. Adaptação de: Sandia (2008) (Cortesia)

A diferença entre os dois projetos é que o sistema Moss® usa esferas de alumínio com integridade estrutural independente do navio, e o de tanques prismáticos utilizam finas membranas duplas de aço inoxidável, suportadas pela estrutura do navio, como visto no capítulo 4 (Panorama amplo sobre GNL). Sandia (2008), Luketa-Hanlin (2006) e Sandia (2004) consideram que quando um metaneiro é eventualmente abalroado no costado por outro navio, pode haver perfuração de um ou mais de seus de quatro a seis tanques, conforme desenho esquemático apresentado na Figura C.3.

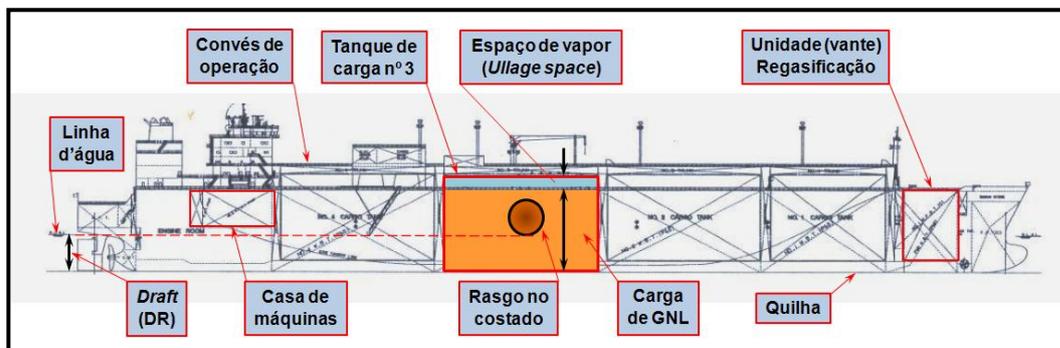


Figura C.3 - Metaneiro com quatro tanques e unidade de regasificação (FRSU) a bordo. Adaptação de: Sandia (2008). (Cortesia)

Neste trabalho, a modelagem da poça contempla a perfuração de apenas um dos tanques do navio, supostamente de membranas duplas e com seção reta horizontal quadrada e constante.

Qiao et al. (2006) avaliaram as diferenças entre as geometrias esférica (seção reta circular variável) dos tanques de carga, com a geometria cúbica (seção reta quadrada constante), de um *carrier* de 135.000 m³ (semelhante ao caso estudado neste trabalho) com tanques de 25.000 m³ e rasgos no costado de 30% da altura inicial do líquido acima da linha d'água. Comparam as vazões iniciais (tanques cheios) e tempos de esvaziamento (tanques vazios). Concluíram, em ambos os casos, que: (i) a razão entre as vazões iniciais foi de 1,12, e, (ii) a razão entre os tempos de esvaziamento foi de 1,10, demonstrando haver uma certa equivalência entre as duas geometrias, podendo-se esperar poças com dimensões similares.

A seção reta do navio metaneiro e a configuração da carga de fluido em um tanque do navio escoando através de uma ruptura no nível da linha d'água é apresentada, de forma esquemática, na Figura C.4.

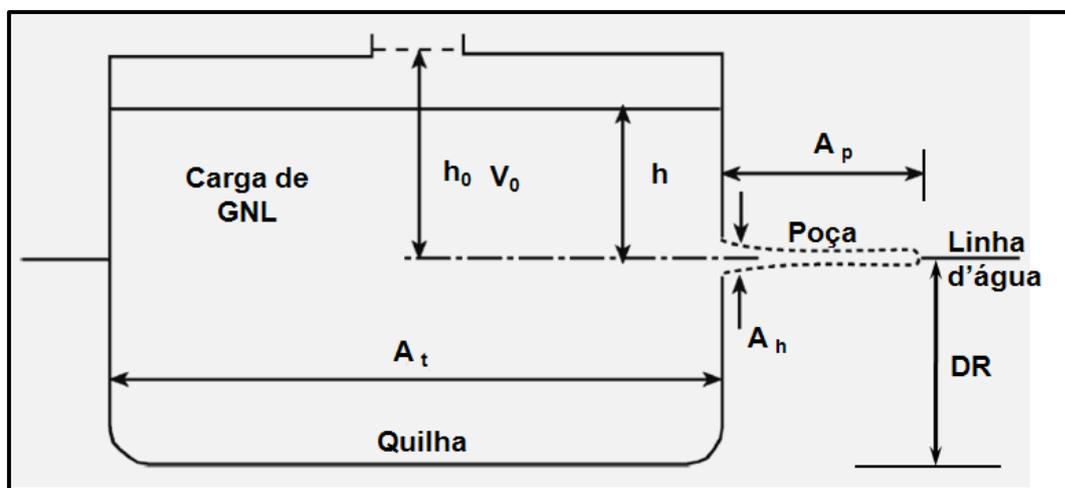


Figura C.4 – Configuração da carga de GNL. Adaptado de: Fay (2003)

A área de escoamento da ruptura é denominada A_h , enquanto que a área da seção reta do tanque do *carrier* é designada por A_t . A altura hidrostática variável com o tempo, h , que governa a velocidade do fluido através do furo, e é a distância vertical da linha de centro do rasgo (coincidente com a linha d'água) até a superfície livre do fluido. A altura hidrostática inicial, h_0 , é contada também a partir dessa mesma linha de centro, com volume inicial V_0 .

Na Figura C.5 é mostrada a visualização de um rasgo perfurado no costado do petroleiro francês *Limburg* vítima de ataque terrorista no porto de *Al-Mukalla*, no Yemen, em 06.10.2002, mostrado também na Figura 6.2. Observa-se, nitidamente, nas fotos de detalhe a diferença das escalas reais das diversas partes de interesse das fotos: costado do navio, diâmetro equivalente do rasgo acima da linha d'água, embarcação de inspeção e o bote do grupode técnicos para inspeção do rasgo. As fotos evidenciam a gravidade do problema.

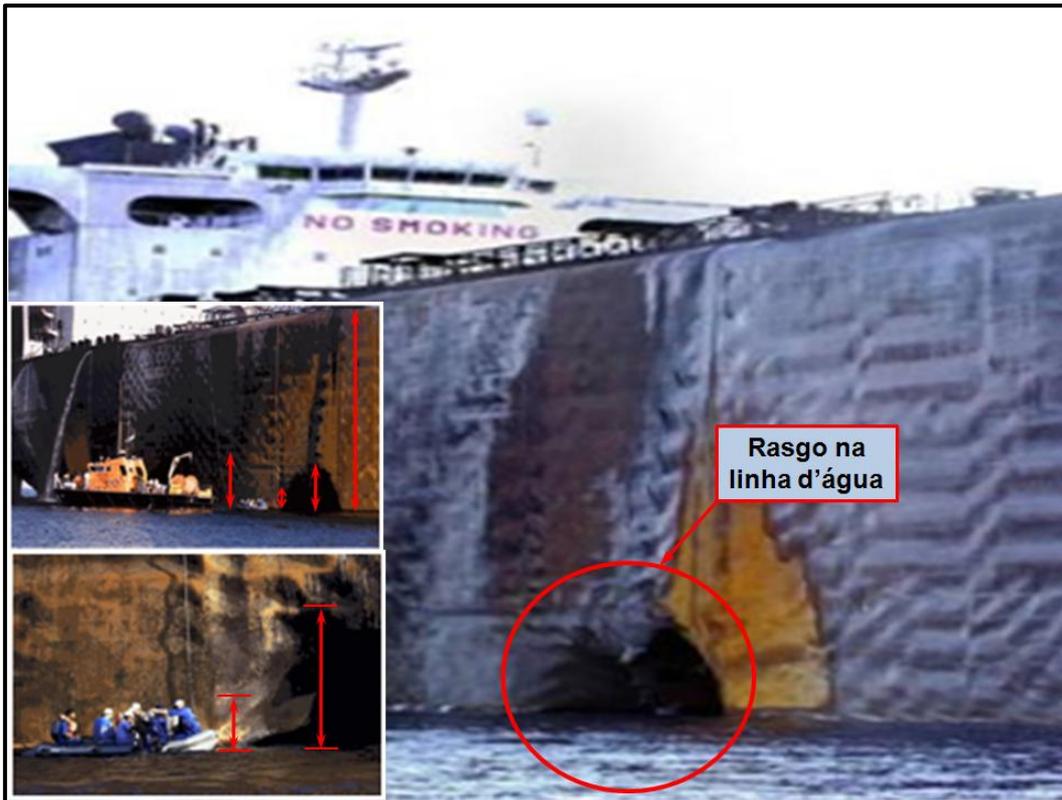


Figura C.5 - Rasgo no costado do petroleiro *Limburg*: ataque de embarcação terrorista
 Foto maior do navio: Disponível em: <http://timrileylaw.com/LNG_SAFETY.htm>. Acesso em 10 ago. 2007. (Cortesia)
 Fotos de detalhes: Disponíveis em: <<http://www.defesanet.com.br/noticia/limburg/>>. Acesso em: 1 jul. 2010. (Cortesia)

Continuando, a área lateral da poça semicircular de líquido fora do navio, A_p , é uma função do tempo, dependendo do espalhamento da carga que vaza pelo tanque. Um ponto crucial é que, como a massa se conserva no processo e o regime do escoamento é 'gravitacional-inercial', esta área da poça semicircular, A_{psc} , será máxima (pela própria conceituação da física do problema e retratada na concepção do modelo) para cada área específica de cada geometria (área) do rasgo, A_h . O aumento na área, A_h , de cada rasgo específico, gera um aumento correspondente na área de poça, A_{psc} , (que é considerada sempre máxima) de forma que ela continuará a crescer até um ponto em que alcançará um valor de pico. Antecipa-se aqui que, após este pico, ela começará a decrescer monotonicamente, mesmo com o aumento do tamanho rasgo. Este valor seria, por outras palavras, um 'máximo dos máximos'. Mais, adiante.

Existe uma escala de tempo, t_d , que caracteriza a duração da descarga do tanque perfurado. Com a conservação da massa, é possível aplicar a equação de Bernoulli conforme a eq. (C.14), para se obter a magnitude da velocidade de saída através do rasgo, $\sqrt{gh_0}$, de tal modo que a vazão volumétrica da descarga $\sqrt{gh_0}A_h$ vezes o tempo de descarga, t_d , precisa ser igual ao volume $V_0 = A_t h_0$ descarregado, onde h_0 é a altura do volume inicial de h , fornecendo

$$t_d \approx \frac{A_t h_0}{\sqrt{gh_0} A_h} = \frac{A_t}{A_h} \sqrt{\frac{h_0}{g}} \quad (C.14)$$

Se a poça de líquido formada a partir dessa descarga é vaporizada por ebulição ou por ação de um incêndio, ela não pode ser consumida num tempo menor que o tempo de descarga t_d , ou seja, $t_v \geq t_d$. A taxa de perda de líquido na poça por vaporização global pode ser caracterizada por uma velocidade média de vaporização (ou de regressão) da poça, $\langle \dot{y} \rangle$, onde a vazão mássica do líquido vaporizado por unidade de área da poça é \dot{m}_v'' . Esta velocidade é função dos processos que evaporam o fluido, ebulição e/ou aquecimento do incêndio na poça, e das propriedades do fluido. E é esta velocidade que limita o tamanho máximo da área da poça, que deveria continuar a crescer indefinidamente pelo efeito Leidenfrost (Fay, 2003), se for desprezado o atrito viscoso. Mas, fisicamente, isto não ocorre como abaixo demonstrado.

Neste aspecto, Johnson e Cornwell (2007) comparam o histórico de vazamentos no mar com GNL, GLP e gasolina. Demonstram que o raio máximo da poça de GNL ocorre no pico da curva mostrada na Figura C.6, é menor do que os das poças de GLP e gasolina, embora o volume de 12.500 m³ de GNL derramado por um furo de 1 m de diâmetro na linha d'água tenha sido, respectivamente, 5 e 1,7 vezes maior, em relação ao GLP e à gasolina. Atribuem essa singularidade, parcialmente, à concepção do modelo de espalhamento utilizado.

Na Figura C.6 Johnson e Cornwell (2007) demonstram isto claramente, onde a poça de gasolina, por exemplo, continua a se espalhar e queimar até que o combustível seja exaurido (*exhausted*), quando do final do inventário vazado.

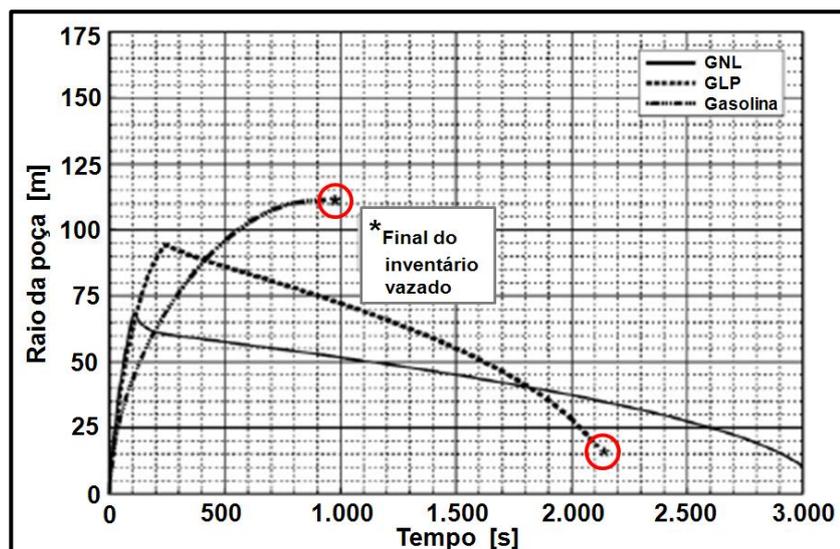


Figura C.6 - Raio da poça versus tempo, para rasgos no casco, $D_h = 1$ m. Adaptado de: Johnson e Cornwell (2007)

Poças de GNL e GLP se espalham, vaporizam, queimam e encolhem de maneira similar, porém, como visto, a depender das propriedades do fluido derramado e do algoritmo de cálculo da espessura do filme como, por exemplo, o do modelo da FERC (2004), é possível que a poça venha até a encolher (*shrink*) com o tempo, ao invés de se romper (*break up*). Uma discussão detalhada pode ser encontrada em ABS (2004) e Otterman (1975).

A variação da área máxima da poça com o diâmetro do rasgo no costado é apresentada na Figura C.7, contendo os efeitos combinados para cenários de vazamentos de curta e longa duração, segundo Qiao et al. (2006).

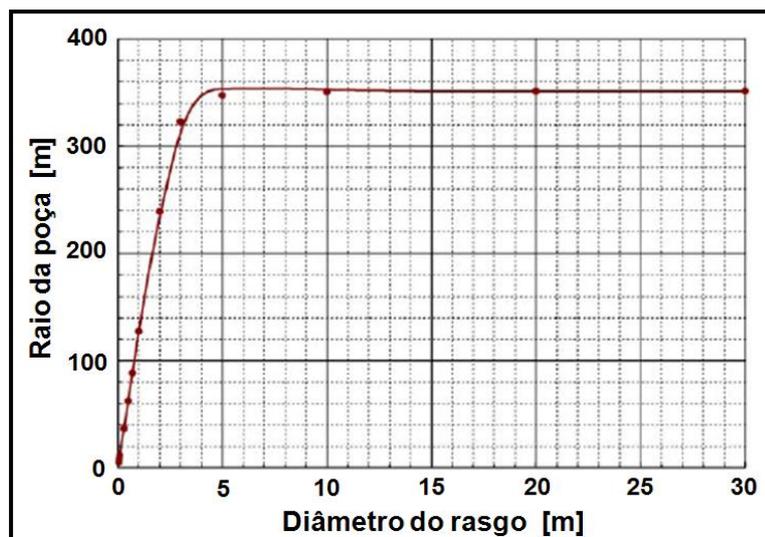


Figura C.7 - Raio da poça vs. rasgo no casco, $D_h = 1$ m
Adaptado de: Qiao et al. (2006)

O tempo de esvaziamento do tanque do navio decresce com o aumento do diâmetro equivalente médio do rasgo. Como mostrado na Figura C.7, inicialmente o raio da poça aumenta com o aumento do diâmetro do rasgo. Quando o diâmetro da perfuração no costado do navio ultrapassa aproximadamente 5 m, observa-se que o raio da poça passa a ter comportamento assintótico. A poça continuará a se espalhar até uma espessura mínima, quando seu diâmetro máximo for alcançado com o equilíbrio entre as quantidades de GNL vaporizado sob forma de nuvem e presente na poça de líquido criogênico (TNO, 1997).

Fay (2003) define que existe um tamanho 'crítico' na geometria (área) do rasgo tal que, a partir dele, o incêndio na poça tende a consumir o GNL tão rapidamente quanto caia no mar, havendo então equilíbrio entre a vazão de descarga no mar e a vazão de vaporização na poça. Este tamanho crítico é determinado pelo parâmetro adimensional do escoamento, Y , como será visto adiante. Continuando a aumentar o tamanho do rasgo, há aumento da taxa de vazamento através do mesmo, resultando numa poça (máxima para cada tamanho de rasgo pela concepção do modelo de espalhamento) cada vez maior até alcançar um pico de área. A partir deste ponto de (pico) 'máximo', o espalhamento da poça no mar pode ser tratado, simplificada, como 'quase independente' do tamanho do rasgo. Observa-se também que a partir desse máximo, a poça começa a decrescer de forma monotônica (Kreyszig, 1999), pois aumenta a quantidade de GNL sob forma de vapor na atmosfera em relação ao que existe como líquido na poça. Esse tamanho da área da poça é considerado por Fay (2003) como 'máximo' (ou de pico de tamanhos máximos).

Como a massa se conserva, o balanço global de material entre o GNL despejado no mar pelo rasgo se equilibra com a soma do GNL presente na poça (líquido) e presente na nuvem (vapor). Ao valor do tamanho 'crítico' do rasgo está associada uma área (máxima) 'crítica', e um tempo de vaporização, igualmente 'crítico'. Da mesma forma, ao valor de pico 'máximo' da área da poça, está associado um tempo de vaporização igualmente 'máximo'.

Estudo desenvolvido por Hissong (2007) modelando o vazamento de 40.000 m³ de GNL através de um furo de 0,75 m em um navio, com ignição instantânea não pré-misturada, indica que o incêndio em poça alcança o diâmetro máximo de 108 m com 1,5 min de vazamento, como apresentado na Figura C.8.

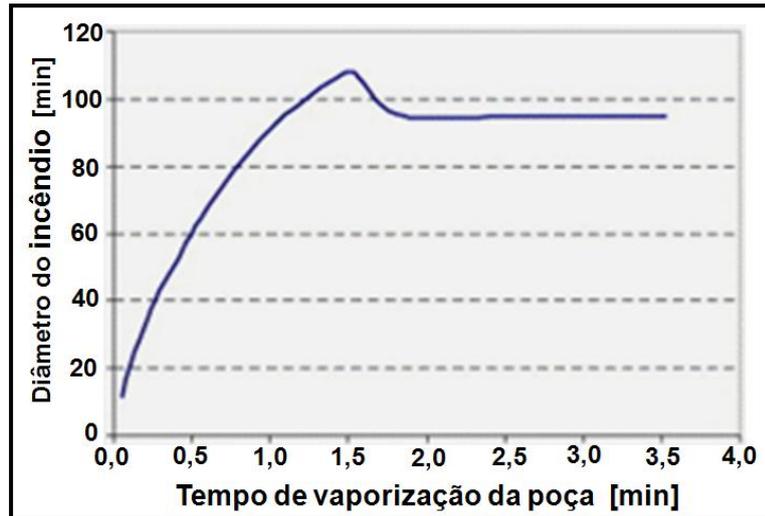


Figura C.8 – Diâmetro do incêndio vs. tempo de vaporização da poça. Adaptado de: Hissong (2007)

Naquele ponto, a área da poça é tal que a vazão mássica total de vaporização de GNL se iguala à taxa de vazamento do tanque. Como esta última vazão decresce com o decréscimo da altura manométrica (ABS, 2004) do criogênico no interior do tanque do navio, de forma linear, pelo fato de o escoamento através do rasgo no costado ser transiente (e de acordo com a física do problema), o diâmetro da poça também decresce lentamente a partir do ponto máximo de 108 m conforme evidenciado na Figura C.8.

Na Figura C.9 são mostradas as vazões mássicas de derrame e de vaporização em função do tempo de vaporização. A de vaporização ultrapassa a de derrame logo após 0,8 min, decrescendo depois que o diâmetro máximo de 108 m (ou 1,5 min) é alcançado, na figura C.8. A partir de aproximadamente 2 min, as duas vazões se equilibram.

A Figura C.10 mostra a massa de líquido na poça, que chega ao máximo quando vaporização e derrame se igualam, aproximadamente, em 0,8 min. A poça pode perdurar enquanto o GNL estiver sendo despejado do tanque pelo furo, porém a taxa de variação do diâmetro da base do incêndio decresce com o decréscimo da vazão de derrame. Em algum momento, o incêndio se rompe (*break up*) e se extingue, dependendo das ondas e do vento. Vapor de GNL poderá continuar queimando no ponto de vazamento, na medida em que GNL no tanque do navio vai se vaporizando.

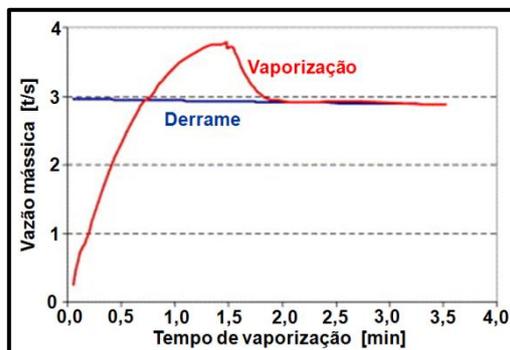


Figura C.9 - Vazões mássicas vs. tempo de vaporização
Adaptado de: Hissong (2007)

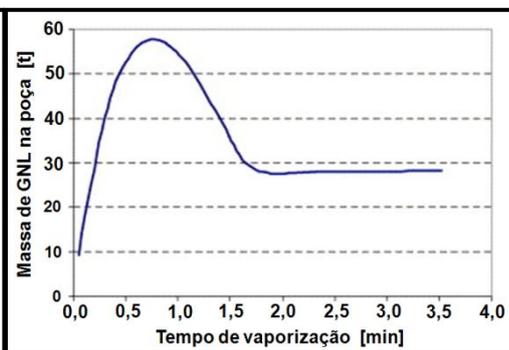


Figura C.10 – Massa de GNL na poça vs. Tempo de vaporização
Adaptado de: Hissong (2007)

Podem-se distinguir então dois tamanhos limites para o tamanho da poça. Se a área do rasgo A_h é muito pequena, tem lugar um processo de descarga em regime

‘quase permanente’ pelo furo, o escoamento é denominado de vazamento ‘quase contínuo’ e é tido como ‘lento’ (Fay, 2003).

A vazão mássica de vaporização na poça, \dot{m}_v'' , será igual à vazão mássica com que o criogênico é descarregado pelo navio através do furo. Neste caso, a duração da formação da poça e de sua extinção será aproximadamente igual ao tempo de duração da descarga, t_d , ou seja, $t_v \approx t_d$. Por outro lado, se a área da ruptura é muito grande, assemelhando-se a um escoamento em canal, a poça espalhará como se fosse uma descarga quase-instantânea, também denominada de vazamento ‘quase instantâneo’, ou ‘rápido’, persistindo na vaporização por um tempo t_v muito mais longo do que t_d , para vaporizar todo o volume descarregado, isto é, $t_v \gg t_d$.

Otterman (1975), citando Hoult (1972a, 1972b), Fay (1973) e Hoult (1974), sugeriram que as equações para o espalhamento da poça, sejam formuladas considerando a poça como sendo hidrostaticamente movimentada pela ‘intrusão’ de GNL na água por empuxo, considerando iguais as forças de espalhamento e de resistência ao movimento do transporte da massa de GNL. Se a velocidade de espalhamento é retardada somente por forças de inércia, ambas as abordagens fornecem resultados aproximadamente iguais. Em outras palavras, significa que a poça se espalha, atinge um valor máximo, e a partir de um determinado tempo de vaporização razoavelmente constante, é plausível se esperar que a poça, dependendo de sua espessura e robustez mecânica da camada de GNL, se mantenha durante algum tempo (curto) com área relativamente constante, conforme Figuras C.7, C.8 e C.9. Ela pode até mesmo encolher e não se ‘quebrar’ em poças menores (FERC, 2004), como visto na Figura C.6 com a curva da gasolina. Discussão detalhada sobre as premissas e simplificações necessárias à computação e definição dos algoritmos para modelar, o mais fielmente possível, os mecanismos de espalhamento da poça, pode ser encontrada também em FERC (2004), ABS (2004) e Fay (2003). Aqueles autores finalizam, colocando que na maioria dos casos práticos a vaporização da maior parte do GNL é levada a cabo dentro do regime ‘gravitacional-inercial’, não sendo necessário considerar outros regimes, como já discutido.

De acordo com a eq. (C.14), a área máxima da poça para o caso de pequena A_h pode ser encontrada igualando a vazão volumétrica da descarga $\sqrt{gh_0}A_h$ com o produto entre a velocidade linear média de regressão do combustível criogênico na poça devido à vaporização e a área da poça $\langle \dot{y} \rangle A_{psc}$, fornecendo

$$A_{psc}^{max} \approx \frac{\sqrt{gh_0}A_h}{\langle \dot{y} \rangle} \quad (C.15)$$

Como, para fins práticos, $\langle \dot{y} \rangle$ é muito pequena comparada com $\sqrt{gh_0}$, a área da poça é grande comparada com a área do rasgo. Estimar o tempo de vaporização correspondente e a área da poça para o caso de uma área muito grande do rasgo é uma tarefa mais intrincada, complicada pela própria mecânica dos fluidos e da dinâmica do espalhamento da poça.

A área da poça, A_{psc} , para um derramamento instantâneo de volume $A_t h_0$, depois de um tempo de evaporação t_v é calculada aproximadamente por

$$A_{psc} \approx \left[\sqrt{g\Delta(A_t h_0)} \right] t_v \quad (C.16)$$

onde a Δ é relação adimensional entre as densidades da água e do GNL dada por

$$\Delta = (\rho_w - \rho_l) / \rho_w \quad (C.17)$$

em que ρ_w é a densidade da água e ρ_l a densidade do combustível líquido. Igualando a perda por evaporação da poça durante o tempo t_v com o volume da carga

$$A_{psc} \langle \dot{y} \rangle t_v = A_t h_0 \quad (C.18)$$

Pode-se resolver as eqs. (C.16) e (C.18) de forma explícita para o tempo de vaporização, t_v , e a área da poça naquele tempo:

$$t_v \approx \frac{(A_t h_0)^{1/4}}{\langle \dot{y} \rangle^{1/2} (g \Delta)^{1/4}} \quad (C.19)$$

$$A_{psc} \approx \frac{(A_t h_0)^{3/4} (g \Delta)^{1/4}}{\langle \dot{y} \rangle^{1/2}} \quad (C.20)$$

Pode-se comparar agora o comportamento da formação da poça e seu desaparecimento com a variável de interesse, área do rasgo A_h , sendo pequena e grande. Fay (2003) considera que ambos os casos fornecem valores aproximados para aproximações para A_{psc} e t_v quando A_h é dado por

$$A_h \approx A_t^{3/4} \langle \dot{y} \rangle^{1/2} \Delta^{1/4} \left(\frac{h_0}{g} \right)^{1/4} \quad (C.21)$$

É este valor que determina se A_h é pequena ou grande. A razão entre os dois lados da eq. (C.21) é um parâmetro na descrição exata do comportamento a poça, como se verá abaixo na modelagem analítica.

C.4.2.1 O modelo analítico

O modelo analítico formulado por Fay (2003) com variáveis adimensionalizadas, integra as equações diferenciais parciais temporais que definem a história do vazamento do navio. Começa considerando a descarga através da ruptura de área A_h no costado do navio. Como é suposto haver conservação da massa pela eq. (C.13), pode-se igualar a taxa de perda de inventário do tanque de carga à vazão volumétrica da descarga. Assim, pela conservação da energia, a velocidade de espalhamento da frente da poça é aquela do primeiro elemento de fluido que deixa o tanque do navio, escoando pelo rasgo no costado no início do vazamento, mantendo, supostamente, sua velocidade ao longo da trajetória.

A trajetória da partícula de fluido em qualquer instante de tempo na poça é dada por seu vetor posição, \mathbf{r} , num ponto considerado, tal que $\mathbf{r} = \mathbf{u}t$, onde \mathbf{u} é, em coordenadas cilíndricas, o vetor velocidade radial de espalhamento de uma partícula fluida da poça (Fay, 2007). Como o espalhamento da poça é suposto ocorrer no regime 'gravitacional-inercial', a frente da poça experimenta aceleração não nula, expressa pelo vetor do campo da aceleração \mathbf{a} . Como também é suposto haver conservação da quantidade de movimento linear, pode-se aplicar a equação de Euler do movimento ao longo de uma linha de corrente (Lehr e Simecek-Beatty, 2004). Essa linha de corrente é tangente ao vetor do campo de velocidades, \mathbf{u} , em cada ponto, para um instante fixo de

tempo (Azevedo, 2006). Em notação simbólica de Gibbs (1960)⁷³ do Apêndice A, pode-se escrever que

$$\mathbf{a} \equiv \underbrace{\frac{D\mathbf{u}}{Dt}}_{\text{aceleração total}} = \underbrace{\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial t}}_{\text{aceleração local}} + \underbrace{[\mathbf{u} \bullet \nabla \mathbf{u}]}_{\text{aceleração convectiva}} \quad (\text{C. 22})$$

Nesta equação, para satisfazer a condição física da conservação da quantidade de movimento linear, aparece o termo de aceleração convectiva, que deve ser somado à aceleração local com que o elemento de fluido cruza o campo de velocidades, experimentando a máxima taxa de variação de velocidade dada pelo tensor gradiente de velocidade $\{\nabla \mathbf{u}\} \equiv \overline{\nabla \mathbf{u}}$, seguindo a direção do movimento, num referencial Lagrangiano. Em notação indicial pode-se escrever

$$\begin{aligned} a_i &= \frac{D|u|}{Dt} = \frac{\partial u_i}{\partial t} + \hat{\mathbf{e}}_j u_j \bullet \left(\hat{\mathbf{e}}_i \frac{\partial}{\partial x_i} \bullet \hat{\mathbf{e}}_j u_j \right) = \frac{\partial u_i}{\partial t} + \hat{\mathbf{e}}_j u_j \bullet \left(\hat{\mathbf{e}}_i \bullet \hat{\mathbf{e}}_j \frac{\partial}{\partial x_i} u_j \right) \\ &= \frac{\partial u_i}{\partial t} + \hat{\mathbf{e}}_j u_j \bullet \left(\delta_{ij} \left(\frac{\partial}{\partial x_i} u_j \right) \right) = \frac{\partial u_i}{\partial t} + \hat{\mathbf{e}}_j u_j \bullet \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \equiv \frac{Du_i}{Dt} \\ &= \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (\text{C. 23})$$

e, em coordenadas cilíndricas se transforma em

$$a_i = \frac{Du_i}{Dt} \equiv \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \Rightarrow \frac{Du}{Dt} \equiv \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \quad (\text{na linha de corrente}) \quad (\text{C. 24})$$

Hoult (1972a, 1972b) desenvolveu uma solução de auto-similaridade⁷⁴ com a teoria da lubrificação para o espalhamento gravitacional-inercial em termos de uma variável adimensional de similaridade como função de variáveis independentes, tempo t , e distância radial, r , a partir da origem do vazamento. Aplicando a eq. de Euler (C.23) em coordenadas cilíndricas com referencial Euleriano ao longo de uma linha de corrente radial da poça com solução de auto-similaridade (Fay, 2007) vem

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + g\Delta \frac{\partial \bar{\delta}}{\partial r} = 0 \quad (\text{C. 25})$$

Embora a poça de GNL continue a queimar com qualquer espessura (Lehr e Simecek-Beatty, 2004) até que todo o combustível seja exaurido (Johnson e Cornwell, 2007), a espessura não se mantém constante. Mas, sua variação tem dimensão muito pequena quando comparada com a escala do escoamento horizontal da poça. Fay (2003) considerou essa espessura, $\bar{\delta}$, como média temporal ao longo da radial da poça, tendo em vista que

$$u \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial(u^2/2)}{\partial r} \gg g\Delta \frac{\partial \bar{\delta}}{\partial r} \quad (\text{C. 26})$$

⁷³ Vide Apêndice A.

⁷⁴ Em Matemática, um objeto auto-similar é exata ou aproximadamente igual a uma parte de si mesmo (isto é, o todo tem a mesma forma de uma ou mais de suas partes). Muitos objetos no mundo real, oceanos, mares, costas, são estatisticamente auto-similares: suas partes apresentam as mesmas propriedades estatísticas em diversas escalas de interesse. A auto-similaridade é uma propriedade típica dos fractais.

Ao longe do ponto de onde o GNL é despejado no mar, a partir do rasgo, Fay (2003) considera que $u \gg g\Delta\bar{\delta}$ e $\partial\bar{\delta}/\partial r \approx 0$, e a equação de Euler na linha de corrente radial pode ser então re-escrita em coordenadas cilíndricas com referencial Lagrangiano tal que

$$\frac{Du}{Dt} \equiv \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = 0 \quad (C.27)$$

Mesmo que $\partial\bar{\delta}/\partial r$ seja quae não-nulo ($\partial\bar{\delta}/\partial r \neq 0$), esta equação satisfaz, aproximadamente, a condição da conservação da quantidade de movimento linear ao longo da linha de corrente radial, e pode ser usada para descrever o campo de velocidades do escoamento. A partir dela e levando-se em conta que a taxa de diminuição de inventário no tanque de GNL pode ser igualada à vazão volumétrica da descarga, pode-se chegar às equações diferenciais parciais que descrevem a história temporal da descarga e a formação da poça no mar (Fay, 2003). Assim, igualando a taxa temporal de diminuição (derivada negativa) do inventário com a vazão volumétrica, vem⁷⁵

$$-\left[\frac{\partial}{\partial t}(hA_t)\right]_{A_h, \langle \dot{y} \rangle} = \sqrt{2gh}A_h \quad (C.28)$$

que por integração fornece

$$h = \begin{cases} \left(\sqrt{h_0} - \sqrt{\frac{g}{2}} \frac{A_h}{A_t}\right)^2, & \text{se } 0 \leq t \leq \sqrt{\frac{2h_0}{g}} \left(\frac{A_t}{A_h}\right) \\ 0, & \text{se } t \geq \sqrt{\frac{2h_0}{g}} \left(\frac{A_t}{A_0}\right) \end{cases} \quad (C.29)$$

A taxa de variação do volume do fluido na poça, V_p , como consequência da ‘entrada’ de inventário do vazamento, menos a vaporização a partir da área da poça, $A_{p_{sc}}$, é dada por:

$$\left(\frac{\partial V_p}{\partial t}\right)_{A_h, \langle \dot{y} \rangle} = \sqrt{2gh}A_h - \langle \dot{y} \rangle A_{p_{sc}} \quad (C.30)$$

onde $\langle \dot{y} \rangle$ é a velocidade média de vaporização do GNL (por ebulição da poça por vaporização devido à radiação do incêndio), ou seja, a velocidade com que a poça ‘encolhe’ (*shrink*) para um dado A_h num dado instante t , razão do termo negativo.

Existem, no entanto, dois mecanismos que ‘competem’ simultaneamente entre si, até o momento que a poça alcança sua espessura estrutural mínima: despejo do GNL no mar e espalhamento subsequente. Expressando globalmente a taxa de espalhamento da poça, de raio R e área $A_{p_{sc}} = (\pi R^2)/2$, assumindo-se o formato semicircular para a poça como proposto por Fay (1973), e conforme a Figura C.1 vem

⁷⁵ Está implícito que Fay (2003) considera unitário o coeficiente de descarga, C_d , ou seja, mecanicamente falando, o atrito rasgo-escoamento do fluido é nulo.

$$\left(\frac{\partial R}{\partial t}\right)_{A_h, \langle \dot{y} \rangle} = \beta \left(g \Delta \frac{V_p}{\pi R^2 / 2}\right)^{1/2} \quad (C.31)$$

onde β é uma constante adimensional empírica obtida experimentalmente e utilizada por Fay (2003), definida pelas contribuições da forma axi-simétrica de espalhamento da poça e $V_p/(\pi R^2/2)$ é espessura média temporal da poça, $\bar{\delta}$. Esta constante empírica considera, na média, o efeito do decréscimo da taxa de derramamento no espalhamento da poça, ou seja, em realidade a poça continuaria a se espalhar por um dado tempo, retornando ao ponto onde as taxas de vaporização da poça e do derrame do navio se igualam.

FERC (2004), como autoridade do Governo americano, revendo com empresas da indústria de GNL e com a comunidade científica o referencial técnico proposto por ABS (2004), reconhece essa dificuldade computacional para se modelar a natureza dinâmica do espalhamento da poça combinada com a taxa de decréscimo do derrame, e recomenda simplificações. Especificamente, a metodologia foi modificada por FERC (2004, p. 17) para permitir que a poça continuasse a se espalhar além do ponto onde as taxas de vaporização e derrame se igualassem. Além desse ponto, a taxa de vaporização suplantaria a de derrame, de maneira que a poça começaria a afinar rapidamente. Essa simplificação aproxima a situação em que a poça afina na borda (após o ponto onde a taxa de derrame se torna menor do que a velocidade de vaporização) e o raio da poça decresce rapidamente a um valor sustentável pela taxa de derrame naquele ponto. Anteriormente, porém, Fay (2003) já havia contornado essa dificuldade, e com a formulação intergral conservativa, modelou o espalhamento de forma aproximada, considerando uma espessura média temporal da poça, $\bar{\delta}$, e a constante empírica, β , que embute a problemática do decréscimo da taxa de derramamento no espalhamento da poça. Então, reescrevendo a eq. (C.31) em função da área da poça, chega-se à taxa de crescimento da sua área,

$$\left[\frac{\partial(\pi R^2/2)}{\partial t}\right]_{A_h, \langle \dot{y} \rangle} = \left(\frac{\partial R}{\partial t}\right)_{A_h, \langle \dot{y} \rangle} = \left(\frac{\beta}{\pi}\right) \sqrt{2\pi g V_p \Delta} \quad (C.32)$$

As eqs. (C.2), (C.30), (C.31) e (C.32) definem, portanto, a história temporal da descarga a partir do navio e a subsequente formação e vaporização da poça semicircular. A natureza deste histórico depende do tamanho de A_h , através de seu relacionamento com outros parâmetros do escoamento como, por exemplo, a altura temporal h do fluido dentro do tanque do navio, volume V_p , raio da poça semicircular, área A_p , diferença relativa Δ entre as densidades da água e do combustível e a velocidade $\langle \dot{y} \rangle$ de vaporização.

Convertem-se, neste ponto, segundo Fay (2003), as variáveis de interesse das eqs. (C.29) a (C.32) em variáveis adimensionalizadas, chegando-se às seguintes equações em função das variáveis adimensionalizadas tempo, t^* ; volume, v^* ; área da poça, a^* e altura do nível do criogênico no tanque do navio, h^* , admitindo-se que há conservação da massa e da quantidade de movimento linear:

$$t^* \equiv \left(\frac{A_h}{A_t}\right) \sqrt{\frac{g}{h_0}} t, \quad v^* \equiv \frac{V_p}{h_0 A_t}, \quad a^* \equiv \frac{\langle \dot{y} \rangle A_{p_{sc}}}{A_h \sqrt{g h_0}}, \quad h^* \equiv \frac{h}{h_0} \quad (C.33)$$

Substituindo as escalas de tempo, $(\sqrt{h_0 g} A_t) A_h$; volume, $h_0 A_t$; área, $(A_h \sqrt{g h_0}) / \langle \dot{y} \rangle$ e comprimento, h_0 , pelas variáveis adimensionalizadas das eqs. (C.33)

nas equações correspondentes de (C.29) a (C.32), obtm-se as seguintes equações adimensionalizadas⁷⁶

$$h^* = \begin{cases} \left(1 - \frac{t^*}{\sqrt{2}}\right)^2, & 0 \leq t^* \leq \sqrt{2} \\ 0, & t^* \geq \sqrt{2} \end{cases} \quad (C.34)$$

$$\left(\frac{\partial v^*}{\partial t}\right)_{A_h, \langle \dot{y} \rangle} = \sqrt{2h^*} - a^* \quad (C.35)$$

$$\left(\frac{\partial a^*}{\partial t}\right)_{A_h, \langle \dot{y} \rangle} = Y \sqrt{2v^*} \quad (C.36)$$

Considerando a eq. (C.34) já está integrada, e integrando-se as equações diferenciais parciais (C.35) e (C.36), Fay (2003) chegou ao parâmetro adimensional do escoamento, Y . Ele é descrito pelas características geométricas do navio, A_t , A_h e h_0 , velocidade média de vaporização da poça, $\langle \dot{y} \rangle$, englobando os processos de transferência de calor por convecção e radiação, razão entre as densidades da água e do GNL, Δ , e um parâmetro, β , englobando o espalhamento axi-simétrico da poça, tal que

$$Y = \beta \sqrt{2\pi\Delta} \langle \dot{y} \rangle \sqrt{\frac{h_0 A_t^{3/2}}{g A_h^2}} \quad (C.37)$$

Este parâmetro, como descrito, varia tal que $0 < Y < +\infty$, balizando o escoamento pelo rasgo e o espalhamento da poça nos regimes transiente e quase-permanente. Uma correlação, no entanto, pode ser desenvolvida para consubstanciar Y , considerando uma área adimensional promediada temporalmente, \bar{a}^* . Integrando-se as eqs. (C.34) e (C.35) no intervalo $t^* \geq 2$ para vaporizar a poça, Fay (2003) encontrou que $\bar{a}^* = 1/t_v$. Ou seja, esta correlação expressa a conservação da massa: todo o inventário drenado do navio, é vaporizado na poça até o final de t_v^* , o que corrobora a validação desse parâmetro. Alguns valores notáveis de Y podem ser citados:

- Se $Y \gg 1$, ou seja, para orifícios pequenos ($A_h \ll 1 \text{ m}^2$) durante um intervalo muito curto, o escoamento pelo rasgo começa transiente depois estabiliza em quase-permanente perdurando assim a partir do momento em que a entrada de GNL na poça é contrabalançada pela vaporização na poça formada. Durante esse tempo, a poça encolhe quase linearmente com o tempo, como confirmado por Johnson e Cornwell (2007), chegando a zero no fim da descarga, como pode ser observado na Figura C.6;
- Se $Y \rightarrow \infty$, o tamanho do orifício se aproxima de zero ($A_h \rightarrow 0$), a fase transiente do escoamento é negligenciável, e o escoamento quase-permanente ocupa a maior parte do tempo, exceto logo no início da descarga;
- À medida que Y decresce, o parâmetro se aproxima de um valor crítico, $Y_{cr} = 1,784$, onde o tempo adimensional se iguala a $\sqrt{2}$ (1,414), e a fase transiente ocupa toda a duração da descarga.

⁷⁶ Observe-se que a eq. (C.34) já se encontra integrada, para simplificação do texto. Maiores detalhes sobre a equação diferencial parcial podem ser obtidos em Fay (2003).

Se o tempo adimensional for muito menor que $\sqrt{2}$, as equações que governam a poça necessitam serem integradas numericamente;

- Se $Y \ll Y_{cr} = 1,784$, deve-se também realizar a integração numérica das equações governantes da poça;
- Se $Y \ll 1$, isto é, para rasgos muito grandes ($A_h \gg 1 \text{ m}^2$) no costado do navio, a descarga ocorre rapidamente, e logo a poça se espalha e evapora (Fay, 2003), alcança um valor máximo e diminui monotônica e lentamente a partir daí (Vide Figuras C.6 a C.10).

Fay (2003) tabulou alguns valores de Y , a saber, $Y \gg 1$, $Y = 30$, $Y = 10$, $Y = 3$, $Y = 1,784$, $Y = 1$, $Y = 1/3$ e $Y \ll 1$, e os correlacionou com algumas das variáveis adimensionalizadas do escoamento: área máxima adimensionalizada da poça, $a^{*,max}$, tempo de vaporização adimensionalizado, t_v^* , e o produto entre os dois, $a^{*,max} t_v^*$, permitindo o uso do modelo em todo o espectro de Y , conforme apresentado na Tabela C.1. Ela apresenta as três equações contínuas para valores de $Y \ll 1$, para $a^{*,max}$, t_v^* , e o produto entre os dois. São elas:

$$a^{*,max} = 1,155\sqrt{Y}(1 + 0,463Y) \tag{C.38}$$

$$t_v^* = (1,493/\sqrt{Y}) + 0,304 \tag{C.39}$$

$$a^{*,max} \cdot t_v^* = 1,724 + 0,351\sqrt{Y} \tag{C.40}$$

Tabela C.1 – Área da poça e tempo de vaporização
Adaptado de: Fay (2003)

Parâmetro	Parâmetro do escoamento - Y							
	$\ll 1$	1/3	1	1,784	3	10	30	$\gg 1$
$a^{*,max}$	$1,155\sqrt{Y}(1 + 0,463Y)$	0,661	1,113	1,431	1,716	2,233	2,521	2,828
t_v^*	$(1,493/\sqrt{Y}) + 0,304$	2,875	1,775	1,414	1,414	1,414	1,414	1,424
$a^{*,max} t_v^*$	$1,724 + 0,351\sqrt{Y}$	1,899	1,976	2,024	2,427	3,157	3,565	4,000

Para valores $Y \gg 1$ Fay (2003) recomenda o uso dos valores assintóticos de 2,828, 1,414 e 4,000, respectivamente, para esses parâmetros. Já para valores de Y no intervalo $1/3 \leq Y \leq 30$ que sejam diferentes dos valores discretos acima tabulados, este trabalho está propondo o uso de funções contínuas de Y para os parâmetros adimensionalizados, uma vez que a literatura não divulgou o processo de obtenção de seus valores. Para esse intervalo, as funções que melhor se ajustaram aos dados discretos de $a^{*,max}$, t_v^* e Y da Tabela C.1, foram o logaritmo neperiano e o polinômio de 2ª ordem, respectivamente, para a área máxima adimensionalizada da poça e o tempo de vaporização adimensionalizado. O ajuste foi obtido por meio da utilização do software *Engineering Equation Solver-EES Commercial*®, Versão V7.258 de 2004, da *F-Chart Software Inc.* (www.fChart.com), usando curvas de funções contínuas que apresentaram melhor concordância (*best fit*) com os dados discretos de Y , $a^{*,max}$ e t_v^* . As equações de ajuste ora propostas e incluídas no código para modelar dimensões e demais parâmetros do espalhamento da poça derramada, são

$$a^{*,max} = 0,43 \ln Y + 1,184 \tag{C.41}$$

$$t_v^* = 0,8199Y^2 - 2,7431Y + 3,6982 \tag{C.42}$$

e podem ser visualizadas, respectivamente, nas Figuras C.11 e C.12.

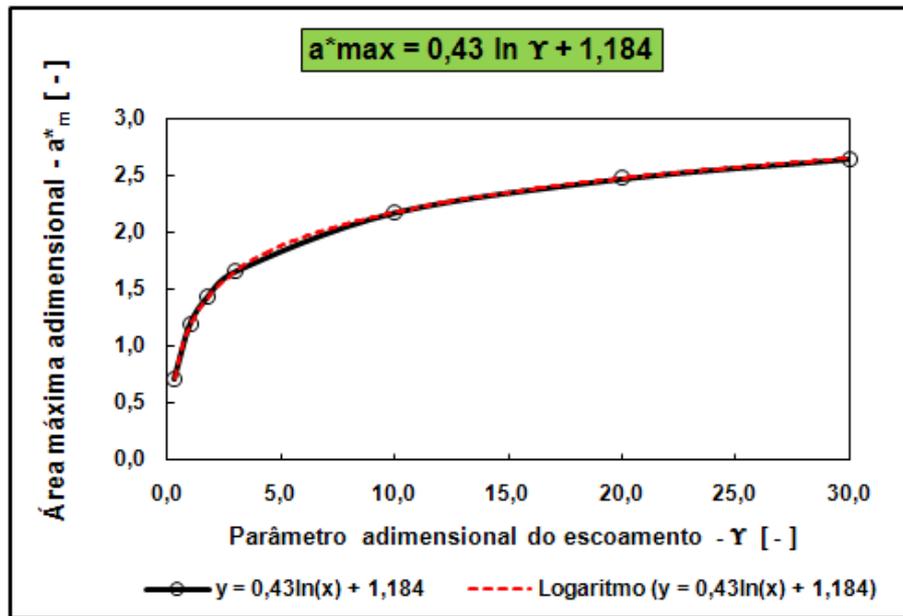


Figura C.11 – Equação (C.40)

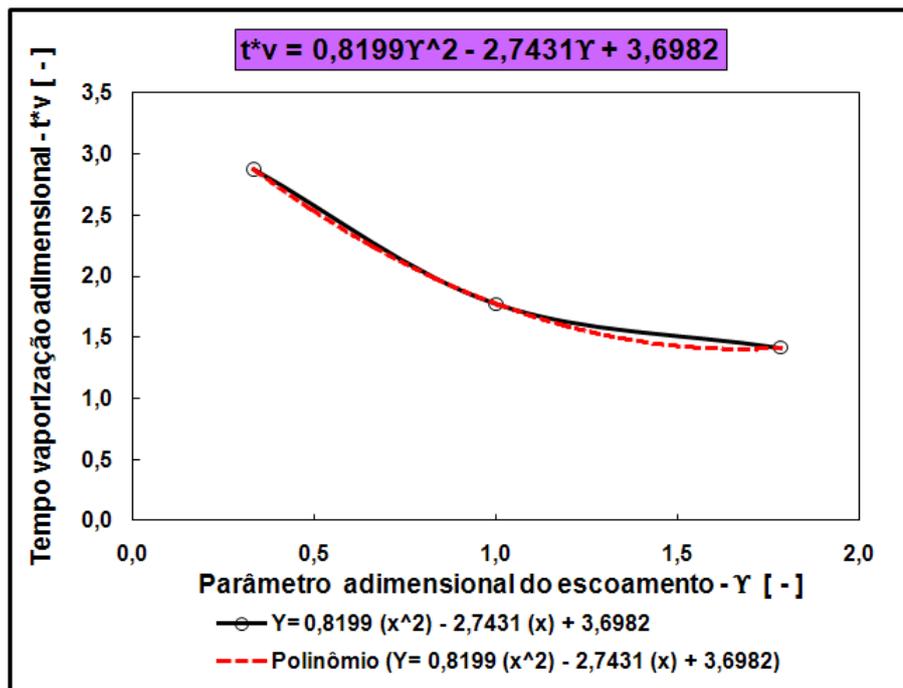


Figura C.12 – Equação (C.41)

Elas são usadas como complemento às eqs. (C.38), (C.39) e (C.40) obtidas por Fay (2003). Observe-se que a eq. (C.40) e os valores discretos correspondentes ao produto $a^{*,max} \cdot t^*_v$ pode ser usado como ‘verificadora’ dos desvios em relação ao que seria obtido se a integração numérica tivesse sido utilizada.

O presente trabalho propõe, adicionalmente, o uso da Tabela C.2, para balizar os intervalos de aplicação das equações (C.38) a (C.42), de acordo com os valores de Y indicados na Tabela C.1. São apresentados também na Tabela C.1 os desvios percentuais obtidos com as eq. (C.41) e (C.42) em relação aos valores indicados, calculados para o intervalo $1/3 \leq Y \leq 30$. Observa-se que os desvios diminuíram de +7,7 % a 0%, passando

por dois negativos, -3,3% e -3,8%, voltando a crescer a +5% para $a^{*,max}$ e nulo para t_v^* . Nessa tabela, os valores 0,001; 0,01 e 0,1, atribuídos para Υ , são meramente exemplificativos para ilustrar a aplicação das eqs. (C.38) e (C.39) no cálculo, respectivamente, de $a^{*,max}$ e t_v^* , para $\Upsilon < 0,333$.

Tabela C.2 – Parâmetros das eqs. (C.38) e (C.42)
Adaptado de: Fay (2003)

Υ [-]	$a^{*,max}$ [-]			t_v^* [-]		
	Tabela C.1	Equação (C.41)	Desvio [%]	Tabela C.1	Equação (C.42)	Desvio [%]
0,001	0,037 ⁽¹⁾	-	-	47,517 ⁽²⁾		-
0,010	0,116 ⁽¹⁾	-	-	15,234 ⁽²⁾		-
0,100	0,382 ⁽¹⁾	-	-	5,025 ⁽²⁾		-
0,333	0,661	0,712	+ 7,7	2,875	2,875	-0-
1,000	1,113	1,184	+ 6,4	1,775	1,775	-0-
1,784	1,431	1,433	+ 0,1	1,414	1,414	-0-
3,000	1,716	1,656	- 3,3	1,414		-
10,000	2,233	2,174	- 3,8	1,414		-
20,000	2,472	2,472	-0-	1,414		-
30,000	2,521	2,647	+ 5,0	1,414		-
>> 30,000	2,828	-	-	1,414		-

Obs.: ⁽¹⁾ Calculado com a eq. (C.38). ⁽²⁾ Calculado com a eq. (C.39).

Tomando as variáveis de interesse como sendo a área máxima da poça, A_{psc}^{max} , e o tempo de vaporização, t_v , e expressando-as em termos das variáveis adimensionais $a^{*,max}$, t_v^* e do parâmetro adimensional Υ , através da eq. (C.37) vem

$$A_{psc}^{max} = \left(\frac{A_h \sqrt{gh_0}}{\langle \dot{y} \rangle} \right) a^{*,max} = \left[\frac{\beta^2 (2\pi\Delta) g (h_0 A_t)^3}{\langle \dot{y} \rangle^2} \right]^{1/4} \frac{a^{*,max}}{\Upsilon} \quad (C.43)$$

$$t_v = \left(\frac{A_t}{A_h} \right) \sqrt{\frac{h_0}{g}} t_v^* = \left[\frac{h_0 A_t}{\beta^2 (2\pi\Delta) g \langle \dot{y} \rangle^2} \right]^{1/4} t_v^* \sqrt{\Upsilon} \quad (C.44)$$

A dependência explícita com o parâmetro A_h é expressa através do valor de Υ nas eqs. (C.43) e (C.44), e a dependência implícita de $a^{*,max}$ e t_v^* com Υ é expressa em termos das Tabelas C.1 e C.2 e das eqs. (C.38) a (C.42) através das eqs. (C.33). Como exposto no item C.4.2. [Mecânica dos fluidos do processo de vazamento, segundo Fay (2003)], existe um valor crítico para A_h . Ele distingue a maior parte da descarga e formação da poça com escoamento lento em regime quase-permanente, que ocorrem com um furo pequeno no costado do navio, de uma descarga rápida com escoamento rápido, em regime transiente que ocorre com um grande rasgo no casco.

Para áreas do rasgo abaixo deste valor crítico, a área máxima da poça cresce com a área do furo, A_h , enquanto que o tempo de vaporização diminui com ele. Até este valor, o incêndio tende a consumir o GNL tão rapidamente quanto é despejado no mar. Áreas A_h acima deste valor têm pouca influência na área máxima da poça e no tempo de vaporização, como retratado nas Figuras de C.6 a C.10, vistas anteriormente nos trabalhos de Otterman (1975), Johnson e Cornwell (2007), Qiao et al. (2007) e Hissong (2007). Os valores críticos A_h podem ser calculados com a eq. (C.37), usando $\Upsilon_{cr} = 1,784$, obtido com integração numérica feita pelo autor, chegando-se a

$$A_{h_{cr}} = 0,749 \left[\frac{\beta^2 (2\pi\Delta) \langle \dot{y} \rangle^2 h_0 A_t^3}{g} \right]^{1/4} \quad (C.45)$$

Os valores críticos correspondentes da área máxima da poça, $A_{p_{sc,cr}}^{max}$, e do tempo de vaporização, t_v , podem ser encontrados com as eqs. (C.43) e (C.44) e os valores da Tabela C.2 do código, ou seja,

$$A_{p_{sc,cr}}^{max} = 1,071 \left[\frac{\beta^2 (2\pi\Delta) g (h_0 A_t)^3}{\langle \dot{y} \rangle^2} \right]^{1/4} \quad (C.46)$$

$$t_{v_{cr}} = 1,889 \left[\frac{h_0 A_t}{\beta^2 (2\pi\Delta) g \langle \dot{y} \rangle^2} \right]^{1/4} \quad (C.47)$$

Conforme FERC (2004) e Fay (2003), a área da poça semicircular, $A_{p_{sc}}^{max}$, é a metade da área de um círculo com o mesmo raio da poça, $A_{p_{ci}}^{max}$, ou seja, $A_{p_{sc}}^{max} = \frac{1}{2} A_{p_{ci}}^{max}$, e a poça circular é o dobro da semicircular. Logo, seus diâmetros valerão:

$$D_{p_{sc}} = \sqrt{\frac{4A_{p_{sc}}^{max}}{\pi}} = 2 \left(\frac{A_{p_{sc}}^{max}}{2\pi} \right)^{1/2} \quad (C.48a)$$

$$D_{p_{ci}} = \sqrt{\frac{4A_{p_{ci}}^{max}}{\pi}} = 2 \left(\frac{A_{p_{ci}}^{max}}{\pi} \right)^{1/2} \quad (C.48b)$$

$$D_{p_{ci}} = \sqrt{2} D_{p_{sc}} \approx 1,414 D_{p_{sc}} \quad (C.48c)$$

Um limite superior (*upper bound*) para a área máxima da poça e um limite inferior (*lower bound*) para o correspondente tempo de duração podem ser calculados e aplicados ao caso de vazamento instantâneo ($Y \rightarrow 0$). Esses limites são, com $\beta = 4/\sqrt{3} = 2,31$, conforme Fay (2003, 1971), respectivamente,

$$A_{p_{sc,ub}}^{max} \leq 2,58 \left[\frac{g\Delta (h_0 A_t)^3}{\langle \dot{y} \rangle^2} \right]^{1/4} \quad (C.49)$$

$$t_{v_{lb}} \geq 0,785 \left[\frac{h_0 A_t}{g\Delta \langle \dot{y} \rangle^2} \right]^{1/4} \quad (C.50)$$

Os diâmetros máximos correspondentes aos limites *upper bound* para as poças semicirculares e circulares calculados a partir da eq. (C.49), podem então ser obtidos como

$$D_{p_{sc,ub}} \leq 2 \left(\frac{A_{p_{sc,ub}}^{max}}{2\pi} \right)^{1/2} \quad (C.51a)$$

$$D_{p_{ci,ub}} \leq 2 \left(\frac{A_{p_{ci,ub}}^{max}}{\pi} \right)^{1/2} \quad (C.51b)$$

C.5 Código computacional do derrame/espalhamento da poça

O principal parâmetro para calcular o tamanho da poça é A_h do rasgo, que Fay (2003) assume variar entre 1 m^2 e 100 m^2 . Entretanto, para *carriers* com 265.000 m^3 , estudos mais recentes encontrados na literatura (Sandia, 2008) apontam intervalos entre 2 e 10 m^2 para operações costeiras (*near-shore maneuvers*), com média de 5 m^2 (diâmetro de $2,5 \text{ m}$) em ataques intencionais. É recomendado também entre 5 e 16 m^2 para operações em mar aberto (*offshore maneuvers*), com média de 12 m^2 (diâmetro de $3,9 \text{ m}$) para ataques terroristas em águas internacionais. Estudos anteriores (Pitblado, 2004) indicam diâmetros de rasgo variando entre $0,75 \text{ m}$ ($0,4 \text{ m}^2$) para operações acidentais e $1,5 \text{ m}$ ($1,8 \text{ m}^2$) para ataques terroristas, para *carriers* de 125.000 m^3 na média.

Segundo Sandia (2008), seu código computacional CTH[®] é capaz de modelar problemas de ondas de choque mecânico de grandes escalas em multi-dimensões com computação paralela maciça de *clusters* com 920 processadores, com tempos computacionais de 2 a 3 semanas para cada simulação. Na prática, ABS (2004) sugere o menor valor para a menor consequência e o maior para a pior consequência, com patrulhamento e controle, envolvendo colisão severa e explosão.

Observe-se que uma área de 100 m^2 de rasgo ($11,3 \text{ m}$ de diâmetro) poderia sugerir, praticamente, a modelagem do afundamento do navio, por envolver cerca de 90% ($11,3 \text{ m}/13 \text{ m} \approx 0,9$) da altura manométrica do GNL dentro do tanque para um metaneiro de 125.000 m^3 , e cerca de 60% ($11,3 \text{ m}/20 \text{ m} \approx 0,6$) para um navio de 265.000 m^3 . Ou seja, poderia ser comparado a um escoamento em canal aberto.

Com 40 m^2 de rasgo (diâmetro de $7,1 \text{ m}$), por exemplo, o comprometimento do navio e da carga seria igualmente crítico, pois, para o navio menor, chegar-se-ia a 60% ($7,1 \text{ m}/13 \text{ m} \approx 0,6$) da altura manométrica e, para o maior, 40% ($7,1 \text{ m}/20 \text{ m} \approx 0,4$). Os volumes derramados (perda de inventário) nesses casos chegariam, respectivamente, para 100 m^2 (diâmetro de $11,3 \text{ m}$) de rasgo: (i) 12.500 m^3 (50% da carga de cada tanque) para o *carrier* de 125.000 m^3 , e (ii) 26.000 m^3 (igualmente o mesmo percentual do tanque) para o navio de 265.000 m^3 . Para 40 m^2 de rasgo (diâmetro de $7,1 \text{ m}$): (iii) 8.000 m^3 (30% da carga de cada tanque) para o *carrier* de 125.000 m^3 , e (iv) 16.000 m^3 (mesmo percentual), para o navio de 265.000 m^3 , tomando por base os dados construtivos dos navios conforme Tabelas C.3 e C.6.

Registre-se que embora rasgos acima de 40 m^2 sejam possíveis matematicamente de serem modelados, afiguram-se como pouco plausíveis de ocorrer para fins práticos, corroborando, inclusive as recomendações de Sandia (2008). São áreas muito acima da maior área (pelo menos $2,5$ vezes) com o pior caso de ataque terrorista em águas internacionais oceânicas, que é 16 m^2 . Assim mesmo, esses casos foram aqui modelados neste trabalho. As equações, ajustes, aproximações, correlações, métodos de cálculo e gráficos que compõem o código computacional do presente trabalho foram implementado no *software Engineering Equation Solver-EES Commercial*[®], Versão V7.258 de 2004, da *F-Chart Software Inc.* (www.fChart.com), complementados, onde necessário, por planilhas do *software Excel 2007*[®], da *Microsoft*.

C.6 Dois exemplos de aplicação do modelo de derrame e espalhamento da poça

Os resultados obtidos com o código do espalhamento da poça de GNL aplicado às

geometrias de Fay (2003) e Sandia (2008) apresentados adiante nos itens C.6.1 e C.6.2 abaixo, são os pilares para o acoplamento com o código da combustão da mesma por incêndio de difusão turbulenta apresentado no item C.7 (Código computacional do incêndio de difusão turbulenta).

C.6.1 Reprodução de resultados - geometria do navio segundo Fay (2003)

A presente configuração geométrica contempla navios com volumes de 125.000 m³, dotados com tanques de membrana. Alguns exemplos típicos de dimensões do rasgo no costado podem ser citados na atualidade: entre 1 m² a 100 m² (Fay, 2003), 5 m² a 16 m² (Sandia, 2008), e do volume derramado: 25.000 m³ (Fay, 2003; Lehr e Simecek-Beatty, 2004), 40.000 m³ (Hissong, 2007) e 53.000 m³ do Laboratório Sandia (Sandia, 2008). Trabalhos mais recentes desenvolvidos para o USDOE por aquele laboratório sugerem que para manobras de um navio em águas costeiras atracando num terminal terrestre, é plausível considerar um cenário de ataque intencional ao metaneiro, mesmo com patrulhamento, monitoramento e controle.

Considerando as recomendações do item C.5 (Código computacional do derrame/espalhamento da poça), no exemplo desenvolvido neste trabalho para reprodução dos resultados encontrados por Fay (2003) e compará-los com a literatura, será adotada a recomendação daquele Laboratório para a faixa das áreas do rasgo no costado, de 2 m² a 12 m², com rasgo de 5 m². Essa recomendação fundamenta-se em análises da física do choque mecânico tridimensional, contemplando as espessuras dos cascos interno e externo do navio, elementos estruturais, suas dimensões e materiais. Fay (2003) adotou a geometria indicada na Tabela C.3 com os dados de entrada do GNL apresentados na Tabela C.4.

Tabela C.3 – Características do navio metaneiro com geometria Fay (2003)
Adaptado de: Fay (2003)

Descrição	Tipo	Símbolo	Valor nominal	Unidade
Classe do navio	NM	-	-	-
Projeto	NM	-	-	-
Tipo dos tanques de carga	Prismático Seção reta quadrada	-	-	-
Capacidade total do navio (Cargo Vessel Capacity-CVC)	NM	<i>CVC</i>	125.0000	[m ³]
Quantidade de tanques de carga	-	-	5	-
Capacidade de cada tanque de carga (Cargo Tank Volume-CTV)	-	<i>CTV</i>	25.000	[m ³]
Área da seção reta do tanque de carga	-	$A_t \approx 0,52(CTV/DR)$	1.100	[m ²]
Comprimento do navio	-	-	270	[m]
Largura do navio	-	-	NM	[m]
Altura inicial de GNL acima da linha d'água	-	h_0	13	[m]
<i>Draft</i> ⁷⁷	-	<i>DR</i>	11,8	[m]
Altura total (<i>Draft</i> + Altura acima da linha d'água)	-	-	24,8	[m]

⁷⁷ Distância vertical entre a linha d'água e a quilha do navio.

Tabela C.4 – Dados de entrada do GNL derramado
Adaptado de: Fay (2003)

Descrição	Símbolo	Valor	Unidade
Inventário inicial para vazamento	$V_0 = A_t h_0$	14.300	[m ³]
Altura inicial do inventário de GNL	h_0	13	[m]
Intervalo da área do rasgo no costado	A_h	1 a 100	[m ²]
Diâmetro do rasgo no costado	D_h	1,1 a 11,3	[m]
Exemplo de área do rasgo no costado	A_h	5	[m ²]
Diâmetro do rasgo para o exemplo	D_h	2,5	[m]
Velocidade mássica de vaporização	$\langle \dot{y} \rangle$	0,0008	[m/s]
Diferença relativa de densidades	Δ	0,58	[-]
Parâmetro de espalhamento	β	$4/\sqrt{3} = 2,31$	[-]

Carriers de GNL transportam carga líquida com densidade de aproximadamente 42% da densidade da água. O volume da carga excede o volume do deslocamento do navio a plena carga em cerca de 30 a 50% (Fay, 2003), resultando que mais da metade do volume da carga é elevado acima do nível da água. Se o *draft*, DR , é a distância vertical entre a linha d'água até a quilha, com o navio a plena carga, então a altura inicial da superfície superior do líquido, h_0 , acima da linha da água é aproximadamente $1,1 DR$. A área da seção horizontal da carga, com navios de tanques prismáticos quadrados dotados de membrana dupla com seção reta constante com área A_t , está relacionada com o volume do tanque individual, CTV , através da relação $A_t \approx 0,52(CTV/DR)$ (Fay, 2003). No caso em pauta, é usado o valor total da carga transportada, CVC , de 125.000 m³ modelado por Fay (2003), divididos em 5 tanques de 25.000 m³. Para este caso, Fay (2003) adotou o nível de GNL acima da linha d'água $h_0 = 13$ m com um *draft* de 11,8 m, logo, $A_t \approx (0,52)(25.000/11,8) = 1.100$ m² e o volume inicial vazado $V_0 = A_t h_0 = 1.100 \times 13 \approx 14.300$ m³.

A relação entre as densidades da água e do GNL vale $\Delta = (\rho_w - \rho_l)/\rho_w = 0,58$, e a constante de espalhamento axi-simétrico da poça, $\beta = 4/\sqrt{3} = 2,31$, determinada experimentalmente, conforme Fay (2003, 1971).

Discussão sobre o valor adotado para a velocidade e vazão mássica de vaporização, respectivamente, $\langle \dot{y} \rangle$ e \dot{m}_v'' , já foi levada a efeito no item 6.6.2.4 [Avaliação da vazão mássica de vaporização (\dot{m}_v'')]. Portanto, apresenta-se aqui, somente uma breve exposição quanto a seu uso. Para poças não confinadas na água, (Fay, 2003) e NMAB (1980) sugerem seja usado o valor de $\langle \dot{y}_b \rangle = 5$ a 7×10^{-4} m/s para a velocidade de vaporização por ebulição da poça.

Esta velocidade deve ser somada à velocidade devido à radiação, $\langle \dot{y}_r \rangle$, para compor a velocidade global. Fay (2003), ABS (2004) e FERC (2004) sugerem usar o valor global da velocidade de vaporização da poça suposta constante enquanto perdurar o incêndio como sendo 0,0008 m/s para computar as duas taxas e Sandia (2008) sugere uma faixa entre 2 e 8×10^{-4} m/s. Como a densidade do GNL na temperatura de ebulição é $\rho_l = 422,5$ kg/m³, a vazão mássica global de vaporização da poça é $\dot{m}_v'' = \langle \dot{y} \rangle \rho_l = (0,0008 \text{ m/s})(422,5 \text{ kg/m}^3)$.

Com o objetivo de verificar se o modelo produz resultados que estejam de acordo com a física real do fenômeno e se as equações matemáticas são implementadas corretamente no código computacional conforme o item C.5 (Código computacional do espalhamento da poça), com os valores acima mencionados. Outro aspecto é identificar, quantificar e verificar se as equações (C.40) e (C.41) introduzem erros no modelo matemático para o código.

São usados também os valores tabulados para o parâmetro Υ no modelo de Fay (2003) nas Tabelas C.1 e C.2, as características do navio metaneiro com geometria Fay

(2003) da Tabela C.3, e os dados de entrada do GNL derramado da Tabela C.4. Obtem-se os seguintes resultados:

- Área do rasgo: $A_h = 5 \text{ m}^2$;
- Tempo de descarga: $t_d = 253,4 \text{ s} \approx 4,2 \text{ min}$;
- Parâmetro do escoamento: $Y = 5,929438313$;
- Área máxima adimensional: $a^{*,max} = 1,949369680$;
- Tempo de vaporização adimensional: $t_v^* = 1,414$;
- Área máxima da poça semicircular para $A_h = 5 \text{ m}^2$: $A_{p_{sc}}^{max} = 137.518 \text{ m}^2$;
- Diâmetro da poça semicircular para $A_h = 5 \text{ m}^2$: $D_{p_{sc}} = 296 \text{ m}$;
- Diâmetro da poça circular para $A_h = 5 \text{ m}^2$: $D_{p_{ci}} = 418 \text{ m}$;
- Tempo de vaporização da poça: $t_v = 358,3 \text{ s} \approx 6 \text{ min}$;
- Limite superior (*upper bound*) da área máxima da poça semicircular com escoamento considerado instantâneo: $A_{p_{sc,ub}}^{max} \leq 184.179 \text{ m}^2$;
- Diâmetro máximo do limite superior (*upper bound*) da área máxima da poça semicircular com escoamento considerado instantâneo: $D_{p_{sc,ub}} \leq 342 \text{ m}$;
- Diâmetro máximo do limite superior (*upper bound*) da área máxima da poça circular com escoamento considerado instantâneo: $D_{p_{ci,ub}} \leq 484 \text{ m}$;
- Limite inferior (*lower bound*) do tempo de vaporização com o escoamento considerado instantâneo: $t_{v_{lb}} \geq 196,6 \text{ s} \approx 3,3 \text{ min}$;
- Área crítica do rasgo: $A_{h_{cr}} = 9 \text{ m}^2 \Rightarrow 3,4 \text{ m}$;
- Parâmetro do escoamento crítico: $Y_{cr} = 1,782528017$;
- Área máxima adimensional crítica: $a_{cr}^{*,max} = 1,413702684$;
- Área máxima da poça semicircular crítica para $A_{h_{cr}} = 9,1 \text{ m}^2$: $A_{p_{sc,cr}}^{max} = 184.317 \text{ m}^2$;
- Tempo de vaporização adimensional crítico: $t_{v_{cr}}^* = 1,413702684$;
- Tempo de vaporização crítico: $t_{v_{cr}} = 196,6 \text{ s} = 3,3 \text{ min}$;
- Diâmetro da poça semicircular crítica para $A_{h_{cr}} = 9,1 \text{ m}^2$: $D_{p_{sc,cr}} = 343 \text{ m}$;
- Diâmetro da poça circular crítica para $A_{h_{cr}} = 9,1 \text{ m}^2$: $D_{p_{ci,cr}} = 484 \text{ m}$;

C.6.1.1 Comparação com a literatura

Os resultados para a área crítica do rasgo são destacados na Tabela C.5.

Tabela C.5 – Reprodução dos resultados de Fay (2003) - Área crítica do rasgo 9,1 m².

Descrição	Símbolo	Valor		Unidade
		Fay (2003)	Este trabalho	
Área crítica do rasgo no costado	$A_{h_{cr}}$	9,1 (9,09)	9,1	[m ²]
Diâmetro crítico do rasgo	$D_{h_{cr}}$	3,4	3,4	[m]
Parâmetro do escoamento crítico	Y_{cr}	1,784	1,782528017	[-]
Área máxima adimensional crítica	$a_{cr}^{*,max}$	1,431	1,432554014	[-]
Tempo de vaporização adimensional crítico	$t_{v_{cr}}^*$	1,414	1,413702684	[-]
Área máxima da poça semicircular crítica	$A_{p_{sc,cr}}^{max}$	181.000	184.317	[m ²]
Tempo de vaporização crítico da poça	$t_{v_{cr}}$	3,3	3,3	[min]
Diâmetro da poça semicircular crítica	$D_{p_{sc,cr}}$	339	343	[m]
Diâmetro da poça circular crítica	$D_{p_{ci,cr}}$	479	484	[m]

A Figura C.13 apresenta, respectivamente, os resultados completos reproduzidos pelo presente trabalho a partir de (Fay, 2003) e a compilação com os mesmos dados feita a partir do trabalho publicado pelo autor. A área de perfuração no costado variou de 1 a 100 m², com a mesma configuração geométrica do navio.

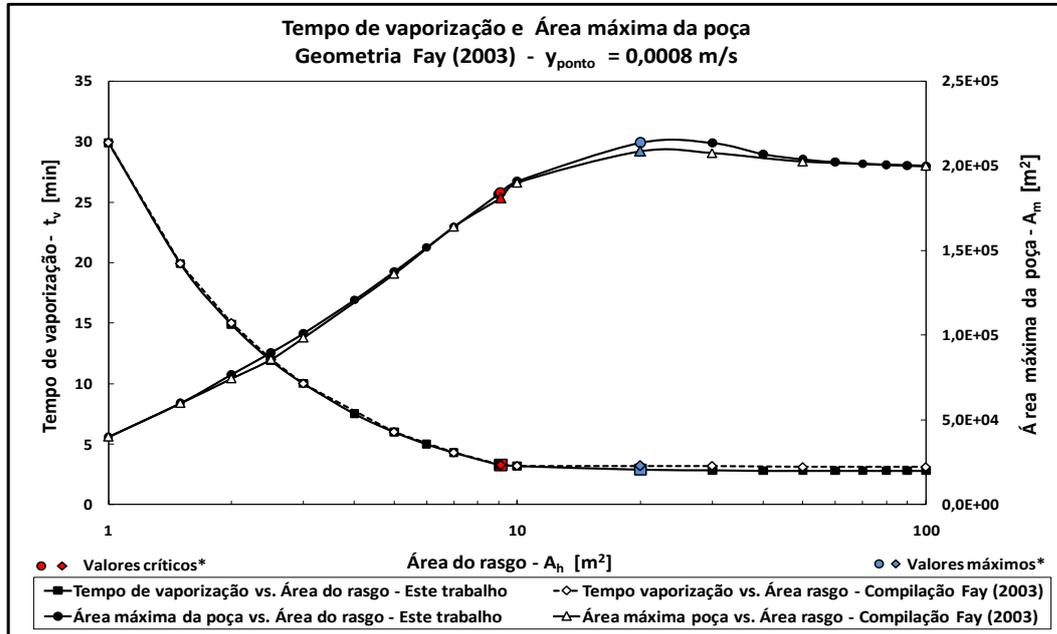


Figura C.13 – Tempo de vaporização e área da poça vs área do rasgo
 Adaptado e compilado de: Fay (2003)

Para entendimento dos valores críticos e máximos, deve ser considerada a leitura do item 7.2.1 [Geometria do metaneiro segundo Fay (2003)].

C.6.1.2 Discussão dos resultados - Geometria Fay (2003)

Verifica-se que, para o tempo de vaporização, a concordância visual entre as duas curvas, da reprodução e da compilação a partir do original, é bastante pronunciada. Para a área máxima com o valor inicial com o furo de 1 m², a Figura C.13 fornece uma área de cerca de 40.000 m² contra 39.900 m² encontrados na reprodução.

Em ambas as curvas, a área máxima cresce até a um valor 'crítico' de 9,1 m² (diâmetro equivalente de 3,4 m) de área do rasgo, A_h , alcançando o valor de 184.317 m² contra cerca de 181.000 m². Daí em diante, a área máxima cresce lentamente com a área do rasgo, alcança o valor mais elevado de 213.654 m², com declínio monotônico para 199.767 m² na simulação do presente trabalho, contra cerca de 200.000 m² obtido na compilação. Em ambos os casos, até ao valor crítico, a área da poça, $A_{p_{sc}}^{max}$, é dependente do tempo. A partir deste valor, a área da poça aumenta de 181.000 para 200.000 m² no artigo original para o rasgo de 100 m², contra o intervalo de 184.317 a 199.767 m² obtidos com a reprodução. Os desvios nesses limites foram, respectivamente, +1,64 % e - 0,12 %.

Enquanto perdura o incêndio na poça, t_v decresce até 3,1 min na curva de compilação de Fay (2003), contra 2,8 min encontrados na presente reprodução, se estabilizando aproximadamente naqueles valores. O desvio foi de -10 %. Porém, como a evaporação da poça é praticamente invariante com a geometria do rasgo a partir do valor crítico, embora o desvio seja alto, para fins práticos, ele pode ser considerado

irrelevante neste contexto. Fay (2003) encontrou o valor de 339 m para o diâmetro da poça semicircular com 181.000 m² de área, com diâmetro crítico do rasgo no costado de 9,1 m², enquanto que a reprodução deste trabalho encontrou 343 m com área A_{psc}^{max} de 184.317 m². Com o rasgo de 5 m², o trabalho presente encontrou uma poça semicircular com 137.518 m² para um diâmetro de 296 m. Este valor é muito próximo, com o desvio de -1,3%, do diâmetro de 300 m proposto pela TSM (2006) na Tabela 5.8, como potencial diâmetro de poça a ser testado em experimento futuro, para validação de modelos de incêndio em poça.

Em ambas as figuras acima, para valores maiores que o valor crítico, há pouca variação nos valores de A_{psc}^{max} e de t_v^* , para uma variação de duas ordens de grandeza ($10^2 = 100$) no valor de A_h , quando varia de 10 para 100 m². Este valor 'crítico' da área do rasgo é alcançado quando o parâmetro crítico adimensional do escoamento, Y , assume o valor 1,782528017 obtido com a reprodução, contra 1,784 encontrado por Fay (2003), com desvio de -0,09 % do valor da literatura. Ou seja, o uso das eqs. (C.41) e (C.42) para estimar os parâmetros $a^{*,max}$ e t_v^* não influenciaram significativamente a precisão dos resultados.

Note-se também que, embora o desenho do trabalho original apresentado na Figura C.14 possa sugerir que a poça continua a crescer monotonicamente a partir do valor crítico até o diâmetro máximo de 100 m², mas isso não seria plausível.

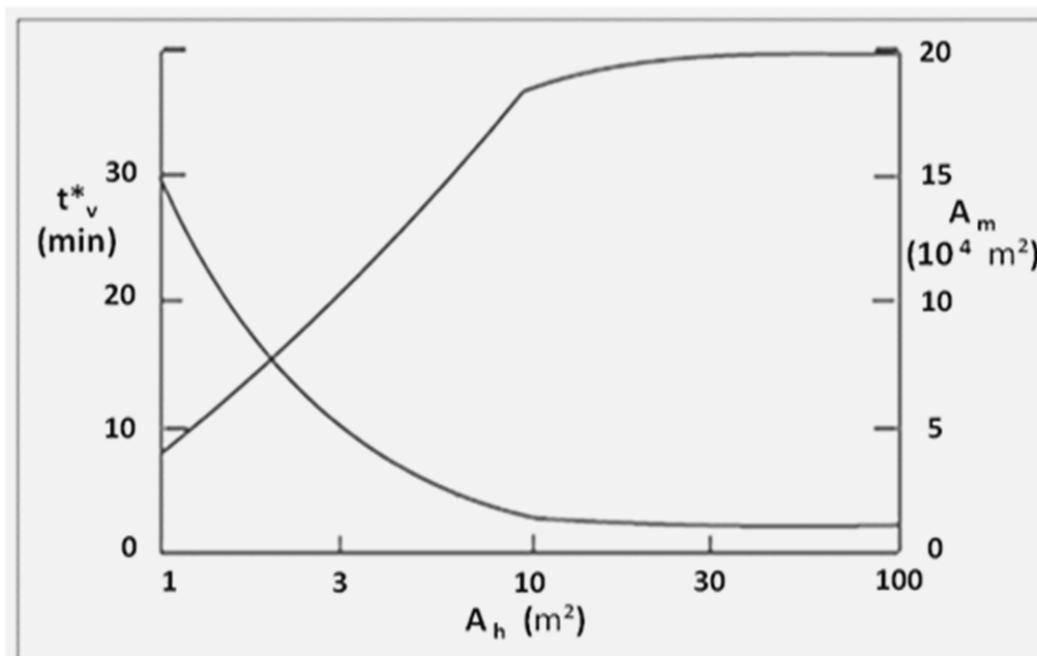


Figura C.14 – Tempo de vaporização e área da poça vs. área do rasgo, conforme Fay (2003). Fonte: Fay (2003)

A partir daquele valor crítico, a poça se espalha na maior parte do tempo com taxas praticamente iguais, a de derrame através do rasgo e a de vaporização durante o espalhamento, devido a que $Y \gg 1$. E, nesse regime, a poça ao se espalhar perde inércia devido à diminuição do gradiente horizontal e radial de pressão e, principalmente, devido à vaporização pelos mecanismos de ebulição e transferência de calor por radiação da pluma térmica para a poça sobre o substrato, onde o incêndio tende a consumir o GNL tão rápido quanto é despejado na superfície do mar.

Este assunto foi discutido e demonstrado no item C.4.2 [Mecânica dos Fluidos do processo de vazamento, segundo Fay (2003)], nas Figuras de C.6 a C.10, fundamentadas nas eqs. (C.28), (C.30), (C.31) e (C.32), governantes do modelo analítico. Uma possibilidade presumível de ser assumida é que uma eventual distorção possa ter ocorrido no desenho original, fruto de escalas gráficas de representação usadas na publicação do artigo.

Registre-se, por fim, que os picos da área máxima mostrados nos trabalhos Johnson e Cornwell (2007) (Figura C.6), Qiao et al. (2007) (Figura C.7) e Hissong (2007) (Figuras C.8 e C.9), diferem do modelo de Fay (2003) (mais suave), devido à natureza dos algoritmos utilizados em cada um deles, porém, o mais importante, é que todos eles retratam física e matematicamente o mesmo fenômeno. Esse mesmo pico também está retratado nos modelos do Laboratório Sandia (2008), da FERC (2004) e do ABS (2004) nos resultados publicados.

Pode-se concluir então que, pelos resultados apresentados e discutidos acima neste item, os dados da reprodução apresentados na Figura C.13, para fins de aplicação na indústria, descrevem com razoável exatidão os mesmos resultados obtidos por Fay (2003). Ou seja, o modelo produz resultados que estão de acordo com a física real do problema, e que as equações matemáticas foram implementadas corretamente no código computacional. Conclui-se bem esta verificação que as equações (C.40) e (C.41) não introduzem erros significativos no modelo matemático.

C.6.2

Aplicação do modelo – Escalonamento da geometria do navio segundo Sandia (2008)

Muitos dos navios que estão sendo projetados e construídos hoje em dia estão adotando volumes de 265.000 m³ (Sandia, 2008), com tanques de membrana. Suas dimensões típicas para 5 tanques são: comprimento, 345 m; largura, 55 m; *draft*, 12 m. Trabalhos mais recentes desenvolvidos para o USDOE por aquele Laboratório sugerem que para manobras de um navio em águas costeiras atracando num terminal terrestre, é plausível considerar um cenário de ataque intencional ao metaneiro, mesmo com patrulhamento, monitoramento e controle.

Como discutido acima na geometria Fay (2003), Sandia (2008) sugeriu um intervalo entre 2 e 12 m² para a área do rasgo, A_h , e um valor representativo de 5 m², ou seja, um diâmetro equivalente a 2,5 m. No exemplo desenvolvido neste trabalho, será adotada a mesma recomendação do Laboratório Sandia (2008).

No caso do presente trabalho, é usado o valor de 265.000 m³ recomendado pelo Laboratório Sandia (2008) divididos em 5 tanques de 53.000 m³. Para este caso, Sandia (2008) sugere $h_0 = 20$ m com um *draft* de 12 m, logo, $A_t = (0,32)(53.000/12) = 2.300$ m² e um volume vazado $V_0 = 41.000$ m³.

Se o cálculo é feito conforme Fay (2003), o volume do fluido derramado inicialmente, V_0 , seria $h_0 A_t = (20)(2.300) = 46.000$ m³, que será o volume a ser adotado, ao invés do volume sugerido pelo Laboratório Sandia (2008), 41.000 m³, para ficar coerente e de conformidade com a metodologia do modelo a ser usado para estimar o tamanho da poça.

Na Tabela C.6 são apresentadas as principais características do navio metaneiro, com os dados de entrada do GNL apresentados na Tabela C.7.

Tabela C.6 – Características do navio metaneiro com geometria Sandia (2008)
Adaptado de: Sandia (2008)

Descrição	Tipo	Símbolo	Valor nominal	Unidade
Classe do navio	Membrana	-	-	-
Projeto	Q-max	-	-	[m ²]
Tipo dos tanques de carga	Prismático	-	-	[-]
Capacidade total do navio (Cargo Vessel Capacity)	Casco duplo	<i>CVC</i>	265.0000	[m ³]
Quantidade de tanques de carga	-	-	5	-
Capacidade de cada tanque de carga (Cargo Tank Volume)	-	<i>CTV</i>	53.000	[m ³]
Área da seção reta do tanque de carga	-	<i>A_t</i>	2.300	[m ²]
Comprimento	-	-	345	[m]
Largura	-	-	55	[m]
Altura inicial de GNL acima da linha d'água	-	<i>h₀</i>	20	[m]
<i>Draft</i>	-	<i>DR</i>	12	[m]
Altura total (<i>Draft</i> + Altura acima da linha d'água)	-	-	32	[m]

A relação entre as densidades é também $\Delta = (\rho_w - \rho_l) / \rho_w = 0,58$, assim como o parâmetro do coeficiente de espalhamento axi-simétrico da poça, $\beta = 2,31$, conforme Fay (2003, 1965). Da mesma forma, será usado o valor global da velocidade de vaporização da poça suposta constante enquanto perdurar o incêndio como sendo 0,0008 m/s para computar as duas taxas (ebulição e transferência de calor para a poça), embora Sandia (2008) sugira uma faixa entre 2 e 8 x 10⁻⁴ m/s. A vazão mássica global de vaporização da poça é igualmente $\dot{m}_v'' = \langle \dot{y} \rangle \rho_l = (0,0008 \text{ m/s})(422,5 \text{ kg/m}^3) = 0,34 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$. No presente exemplo de avaliação do diâmetro da poça, como a geometria de Sandia (2008) é, aproximadamente, duas vezes maior do que a de Fay (2003) (265.000/125.000 \approx 2,1), será utilizado também o valor de 0,0008 m/s, conforme explanado por Fay (2003), ao invés de 0,0003 m/s adotado por pelos Laboratório Sandia(2008).

Tabela C.7 – Dados de entrada do GNL derramado
Adaptado de: Sandia (2008)

Descrição	Símbolo	Valor	Unidade
Inventário inicial para vazamento	$V_0 = A_t h_0$	46.000	[m ³]
Altura inicial do inventário de GNL (altura inicial superior do inventário)	<i>h₀</i>	20	[m]
Intervalo da área do rasgo no costado	<i>A_h</i>	1 a 100	[m ²]
Diâmetro do rasgo no costado	<i>D_h</i>	1,1 a 11,3	[m]
Exemplo de área do rasgo no costado	<i>A_h</i>	5	[m ²]
Diâmetro do rasgo para o exemplo	<i>D_h</i>	2,5	[m]
Vazão mássica de vaporização	$\langle \dot{y} \rangle$	0,0008	[m/s]
Diferença relativa de densidades	$\Delta = (\rho_w - \rho_l) / \rho_w$	0,58	[-]
Constante de espalhamento	β	$4/\sqrt{3} = 2,31$	[-]

Aplicando, *mutatis mutandis*, o código computacional do espalhamento da poça, e os valores das Tabelas C.6 e C.7, encontram-se os resultados seguintes para o escalonamento da geometria do navio segundo Sandia (2008):

- Área do rasgo: $A_h = 5 \text{ m}^2$;
- Tempo de descarga: $t_d = 657 \text{ s} \approx 11 \text{ min}$;

- Parâmetro do escoamento: $Y = 22,235848297$;
- Área máxima adimensional: $a^{*,max} = 2,517733483$;
- Tempo de vaporização adimensional: $t_v^* = 1,414$;
- Área máxima da poça semicircular para $A_h = 5 \text{ m}^2$: $A_{psc}^{max} = 220.302 \text{ m}^2$;
- Diâmetro da poça semicircular para $A_h = 5 \text{ m}^2$: $D_{psc} = 374 \text{ m}$;
- Diâmetro da poça circular para $A_h = 5 \text{ m}^2$: $D_{pci} = 530 \text{ m}$;
- Tempo de vaporização da poça: $t_v = 929,2 \text{ s} \approx 15,5 \text{ min}$;
- Limite superior (*upper bound*) da área máxima da poça semicircular com escoamento considerado instantâneo: $A_{psc,ub}^{max} \leq 442.388 \text{ m}^2$;
- Diâmetro máximo do limite superior (*upper bound*) da área máxima da poça semicircular com escoamento considerado instantâneo: $D_{psc,ub} \leq 531 \text{ m}$;
- Diâmetro máximo do limite superior (*upper bound*) da área máxima da poça circular com escoamento considerado instantâneo: $D_{pci,ub} \leq 751 \text{ m}$;
- Limite inferior (*lower bound*) do tempo de vaporização com o escoamento considerado instantâneo: $t_{v,lb} \geq 263,2 \text{ s} \approx 4,4 \text{ min}$;
- Área crítica do rasgo: $A_{h_{cr}} = 17,66 \approx 17,7 \text{ m}^2 \Rightarrow 4,7 \text{ m}$;
- Parâmetro do escoamento crítico: $Y_{cr} = 1,782528017$;
- Área máxima adimensional crítica: $a_{cr}^{*,max} = 1,432554014$;
- Área máxima da poça semicircular crítica para $A_{h_{cr}} = 17,7 \text{ m}^2$: $A_{psc,cr}^{max} = 441.900 \text{ m}^2$;
- Tempo de vaporização adimensional crítico: $t_{v_{cr}}^* = 1,414$;
- Tempo de vaporização crítico: $t_{v_{cr}} = 263,1 \text{ s} \approx 4,4 \text{ min}$;
- Diâmetro da poça semicircular crítica para $A_{h_{cr}} = 17,7 \text{ m}^2$: $D_{psc,cr} = 530 \text{ m}^2$;
- Diâmetro da poça circular crítica para $A_{h_{cr}} = 17,7 \text{ m}^2$: $D_{pci,cr} = 750 \text{ m}$;

Na Tabela C.8 são destacados os valores obtidos com área crítica do rasgo.

Tabela C.8 – Características para o vazamento crítico. Área do rasgo $17,66 \text{ m}^2$

Descrição	Símbolo	Valor calculado	Unidade
Área crítica do rasgo no costado	$A_{h_{cr}}$	17,66	[m ²]
Diâmetro crítico do rasgo	$D_{h_{cr}}$	4,7	[m]
Parâmetro do escoamento crítico	Y_{cr}	1,782528017	[-]
Área máxima adimensional crítica	$a_{cr}^{*,max}$	1,432554014	[-]
Tempo de vaporização adimensional crítico	$t_{v_{cr}}^*$	1,414	[-]
Área máxima da poça semicircular crítica	$A_{psc,cr}^{max}$	441.900	[m ²]
Tempo de vaporização crítico da poça	$t_{v_{cr}}$	4,4	[min]
Diâmetro da poça semicircular crítica	$D_{psc,cr}$	530	[m]
Diâmetro da poça circular crítica	$D_{pci,cr}$	750	[m]

Na Figura C.15 são mostrados os resultados completos simulados com a aplicação do modelo proposto, para a mesma faixa de áreas de rasgo entre $1 \text{ e } 100 \text{ m}^2$

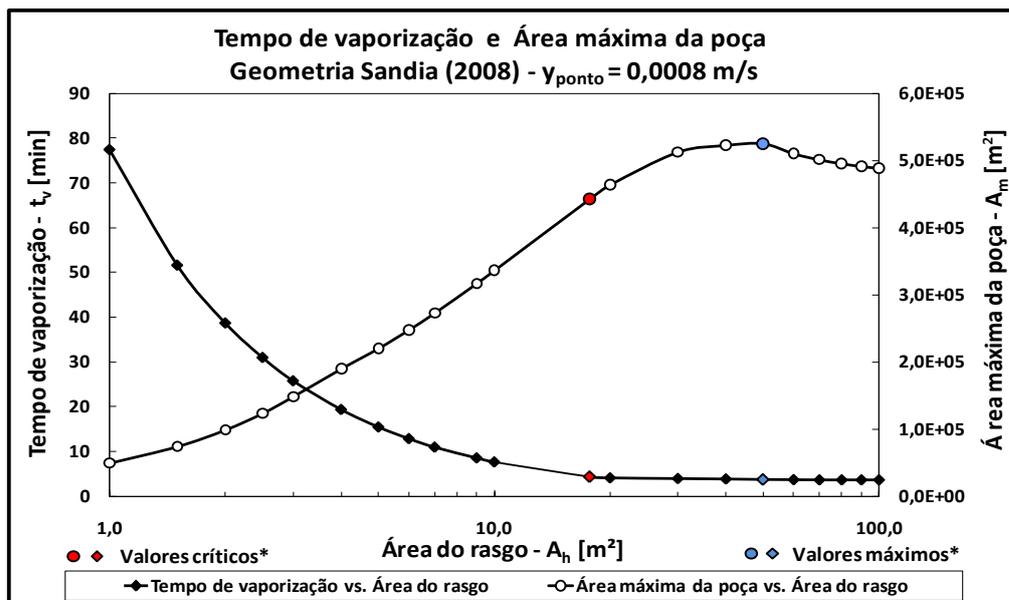


Figura C.15 – Tempo de vaporização e área máxima da poça. Dados de Sandia (2008) para área do rasgo de 5 m²

Porém, nela foram alterados os parâmetros da geometria do navio, conforme a configuração sugerida pelo Laboratório Sandia (2008). Embora tenha havido mudança para uma geometria cerca de 2 (265.000 m²/125.000 m³ ≈ 2,1) vezes maior, a descrição do espalhamento da poça se manteve coerente com as Figuras C.13 e C.14, evidenciando a robustez do modelo. Os valores calculados para o rasgo de 5 m² foram apresentados na Tabela C.8. Para esta configuração, o valor crítico de $\gamma_{cr} = 1,782528017$ é alcançado quando a área do rasgo, A_h , assume o valor 17,66 m² (diâmetro equivalente de 4,7 m), maior portanto que a área de 9,09 m² da configuração geométrica proposta por Fay (2003). Os valores calculados para o rasgo de 5 m² foram apresentados na Tabela C.8. Para esta configuração, o valor crítico de $\gamma_{cr} = 1,782528017$ é alcançado quando a área do rasgo, A_h , assume o valor 17,66 m² (diâmetro equivalente de 4,7 m), maior portanto que a área de 9,09 m² da configuração geométrica proposta por Fay (2003).

Uma descoberta importante feita com presente trabalho, da mesma forma que na geometria de Fay (2003), o parâmetro crítico adimensional do escoamento deste caso assume exatamente o mesmo valor o valor 1,782528017 até a nona casa decimal, e muito próximo ao recomendado no artigo do Fay (2003) que foi 1,784, com desvio de penas -0,08%, o que pode ser atribuído a erros embutidos nas equações (C.41) e (C.42) propostas de forma inovadora com este trabalho.

Isso sugere a confirmação de que este é um valor universal para o parâmetro crítico do escoamento, independente das dimensões geométricas do navio, se mantidas as mesmas proporções da geometria de Fay (2003).

C.6.2.1 Comparação com a literatura

Foram pesquisados exemplos de aplicação com modelos de orifício (*orifice model*) equivalentes ao de Fay (2003), formulados com regime de vazamento e espalhamento da poça do tipo gravitacional-inercial com a equação de Bernoulli, aplicados a navios dotados de tanques de capacidades e tipos análogos entre si. Constatou-se que: (i) ainda não há consenso científico sobre o modelo mais adequado para descrever estes

fenômenos, (ii) não se dispõe ainda de medições de grandes escalas, (iii) os resultados disponíveis são ainda esparsos e (iv) foram obtidas com escala reduzida do volume de GNL derramado na água (Sandia, 2008; FERC, 2004; Fay, 2003).

Qiao et al. (2006), da *Texas University*, citam, por exemplo, casos reais de testes, discutidos também no item 5.3.2 (Formação e espalhamento da poça) para a validação de modelos, a saber: (i) 0,47 m³, pelo U.S. *Bureau of Mines Safety Research Center*, em *Pittsburg*, EUA, 1968 e 1969; (ii) 250 gal (0,9 m³) e 2.500 gal (9 m³), pela *Esso Research and Engineering Company*; (iii) 20 m³, pelo *National Maritime Institute* e *Shell*, em *Maplin Sands*, Inglaterra, 1980; (iv) 24 m³ a 39 m³, testes 'Burro', pelo *Lawrence Livermore National Laboratory* e *Naval Weapons Center*, 1980; (v) 66,4 m³, testes 'Falcon' pelo *Lawrence Livermore National Laboratory* e *Naval Weapons Center*, em *Nevada*, EUA, 1987. No problema que ora se coloca, está se tratando com um volume derramado de 46.000 m³, ou seja, cerca de 700 vezes maior do que o maior teste ('Falcon'), que foi de 66,4 m³.

Foram apresentados no item C.2 (Busca e análise dos modelos de derrame/espalhamento existentes), 23 modelos publicados desde 1969 por 18 pesquisadores e experimentalistas das mais renomadas instituições de todo o globo. O que se verifica é que, com efeito, há espalhamento nos valores estimados para a área de poça, sobretudo para grandes rasgos no costado, usando-se os diversos modelos. Isso demonstra que, de fato, ainda não há consenso na comunidade científica de qual seja o modelo que melhor descreva este problema. Isto será evidenciado na Tabela C.10. Para sustentar essa assertiva, promoveu-se uma análise de sensibilidade apresentada nas Tabelas C.9, C.10 e C.11. Nessas tabelas, aparece a notação (*) em algumas colunas, indicando que os valores apresentados foram obtidos como o código computacional do presente trabalho que implementa o modelo de Fay (2003)

Tabela C.9 - Comparação entre simulações com outros modelos da literatura. Diâmetro do rasgo: 1 m.
Adaptado de: Fontes mencionadas na Tabela.

Comparação entre modelos								
Inventário vazado: $V_0 = 12.500 \text{ m}^3$ Diâmetro do rasgo: 1m Área do rasgo: $A_h = 0,78 \text{ m}^2$								
Descrição	Johnson e Cornwell (2007)	Hissong (2007) ⁽¹⁾	Qiao et al. (2006) com dados FERC (2004) ⁽²⁾	Otterman (1975) ⁽³⁾	FERC (2004)	ABS (2004)	Modelo Fay (2003) com dados FERC (2004) (*)	Modelo Fay (2003) com dados ABS (2004) (*)
Velocidade média de vaporização $\langle \dot{y} \rangle$ [m/s]	0,0007	0,0004 a 0,0011	0,0004	NM	0,0007	0,0007	0,0007	0,0007
Vazão média de descarga \dot{m}_d [kg/s] ⁽⁴⁾	1.700	≈ 3.000	1.700	1.200	1.700	≈ 2.600	-	-
Tempo de descarga t_d [min]	51	100 ⁽²⁾	NM	30	51	33	27	27
Diâmetro da poça semicircular D_{psc} [m]	140	110	190	140	200	148	154	154
Diâmetro médio da poça semicircular $\langle D_{psc} \rangle$ [m]	155							
Desvio em relação ao diâmetro médio [%]	- 10	- 29	+ 23	- 10	+ 29	- 4	- 0,6	- 0,6
Tempo de vaporização t_v [min]	51	NM	NM	NM	51	33	38	38
Tempo de vaporização médio $\langle t_v \rangle$ [min]	42							
Desvio em relação ao tempo de vaporização médio [%]	+ 21	-	-	-	+ 21	- 21	- 9	- 9

Obs: ⁽¹⁾ Área do rasgo: $0,45 \text{ m}^2$; inventário vazado: 27.000 m^3 . ⁽²⁾ Até o topo do rasgo na linha d'água. ⁽³⁾ Inventário vazado: 10.000 m^3 . ⁽⁴⁾ Média entre os valores inicial e final

Tabela C.10 - Comparação entre simulações com outros modelos da literatura. Diâmetro do rasgo: 5 m.
Adaptado de: Fontes mencionadas na Tabela.

Comparação entre modelos								
Inventário vazado: $V_0 = 12.500 \text{ m}^3$ Diâmetro do rasgo: 5 m Área do rasgo: $A_h = 19,6 \text{ m}^2$								
Descrição	Johnson e Cornwell (2007)	Hissong (2007) ⁽¹⁾	Qiao et al. (2006) com dados de FERC (2004) ⁽²⁾	Modelo Fay (2003) com dados de Qiao et al. (2006)	FERC (2004)	ABS (2004)	Modelo Fay (2003) com dados de FERC (2004) ⁽⁺⁾	Modelo Fay (2003) com dados do ABS (2004) ⁽⁺⁾
Velocidade de vaporização $\langle \dot{y} \rangle$ [m/s]	-	-	0,0004	0,0004	0,0007	0,0007	0,0007	0,0007
Vazão média de descarga ⁽³⁾ \dot{m}_d [kg/s]	-	-	NM	-	43.000	-	65.000	-
Tempo de descarga t_d [min]	-	-	NM	1	2	1	1,3	1
Diâmetro da poça semicircular D_{psc} [m]	-	-	700	416	620	375	260	375
Diâmetro médio da poça semicircular $\langle D_{psc} \rangle$ [m]	457							
Desvio em relação ao diâmetro médio [%]	-	-	+ 53	- 10	+ 36	- 18	- 43	- 18
Tempo de vaporização t_v [min]	-	-	NM	3,8	4,2	3	6,9	3
Tempo de vaporização médio $\langle t_v \rangle$ [min]	4,2							
Desvio em relação ao tempo de vaporização médio [%]	-	-	-	- 9	0	- 30	+ 64	- 30

Obs: ⁽¹⁾ Área do rasgo: 0,45 m²; inventário vazado: 27.000m³. ⁽²⁾ Até o topo do rasgo na linha d'água. ⁽³⁾ Média entre os valores inicial e final

Tabela C.11 - Comparação entre simulações com outros modelos da literatura
 Área do rasgo: 5 m²
 Adaptado de: Fontes mencionadas na Tabela

Comparação entre modelos				
Diâmetro do rasgo: 2,5 m Área do rasgo: A _h = 5 m ²				
Descrição	Inventário vazado V ₀ = 12.500 m ³		Inventário vazado V ₀ = 41.000 m ³	
	Modelo FAY (2003) (†)	Modelo SANDIA (2004)	Modelo FAY (2003) (†)	Modelo SANDIA (2008)
Velocidade de vaporização ⟨ȳ⟩ [m/s]	0,0003	0,0003	0,0008	0,0008
Tempo de descarga t _d [min]	4,5	NM	7,1	NM
Diâmetro da poça semicircular D _{p_{sc}} [m]	446	405	321	277 ⁽¹⁾
Tempo de vaporização t _v [m]	6,3	5,4	10,1	23

Obs.: ⁽¹⁾ Corrigido para C_d = 0,9.

C.6.2.2 Discussão dos resultados – Geometria Sandia (2008)

O Laboratório Sandia (2008) realizou atualização de seu relatório anterior, de 2004, propondo o cenário da nova tendência nos tamanhos atuais e potenciais futuros navios metaneiros, ora em projeto construção. Apontam na direção de capacidades de 265.000 m³, com tamanhos de rasgos nos costado em águas costeiras entre 2 m² e 12 m², com uma média recomendada de 5 m², e um intervalo entre 5 m² e 16 m², com uma média de 12 m² para atos de terrorismo em mar aberto em águas internacionais.

Em estudo pretérito, Pitblado et al., (2004) sugeriram algo em torno de 0,05 m² (diâmetro equivalente de 0,25 m) para perfurações pequenas, 0,45 m² (diâmetro equivalente de 0,75 m) para furos operacionais acidentais e 1,8 m² (diâmetro equivalente de 1,5 m) para eventos de sabotagem, considerando o mercado da época, que demandava navios com capacidade girando entre 125.000 m³ e 150.000 m³. No presente trabalho, optou-se por seguir a orientação mais atual do Laboratório Sandia (2008), com o valor de 5 m² (diâmetro equivalente de 2,5 m) para águas costeiras e calmas, típicas de mar de um terminal terrestre na costa, por ser mais condizente com a prática industrial e o mercado atual de GNL.

Os desvios nas predições, tanto reproduzindo as de Fay (2003), como as usadas para modelar a poça com área do rasgo de 5 m², não puderam ser aprofundadas por falta de dados fornecidos por aquele pesquisador em sua publicação. Assim, é de se esperar que, como não se teve acesso a todo espectro da integração numérica para a tabulação do parâmetro Y, o modelo com as adaptações propostas neste trabalho possa gerar discrepâncias. Fay (2003) tabulou apenas oito valores notáveis do parâmetro Y, mas não apresentou nem o método numérico empregado na integração, nem contemplou todo o espectro de variação deste parâmetro, de 0 a + ∞.

Constatou-se, no entanto, que as imprecisões maiores estão na faixa inferior de Y, entre Y ≤ 1/3e Y << 1, e na faixa superior, Y ≥ 30 e Y >> 1, dificultando as estimativas. Essas dificuldades impediram avaliação exata das variáveis adimensionalizadas da área

máxima da poça, a_m^* , e do tempo de vaporização, t_v^* , fundamentais para a estimativa do parâmetro adimensional do escoamento, pois não se conhecia o método exato de fazê-lo. Os valores avaliados para estas variáveis neste trabalho foram obtidos de forma aproximada com ajustes dos dados publicados mediante uma função de logaritmo neperiano da eq. (C.41) e uma função polinomial de 2º grau da eq. (C.42), critérios propostos pelo autor deste trabalho, com as naturais imprecisões que o processo enfeixa.

Um aspecto que se destaca, apesar disso, é que houve exatidão, até a nona casa decimal, dos resultados encontrados com essas aproximações dos valores calculados para o parâmetro Υ , quando se simula a geometria do navio proposta por Fay (2003) e por Sandia (2008). O valor crítico foi de, exatamente, $\Upsilon_{cr} = 1,782528017$, nos dois casos, sugerindo a possibilidade (não aprofundada pelas razões explanadas) de ser este um parâmetro universal, independente da geometria do navio, mantendo-se, em princípio, as geometrias citadas para os navios. Note-se também que o desvio em relação ao valor crítico da literatura, 1,784 proposto por Fay (2003), foi de apenas -0,08 %.

Os resultados mostram que mesmo com um volume vazado de 46.000 m³ aqui adotado, sendo 3,2 vezes maior do que o volume de 14.300 m³ considerado por Fay em 2003, o modelo apresentou coerência nas previsões da área da poça semicircular e no tempo de duração do incêndio em poça. Na faixa de áreas de rasgo propostas pelo Laboratório Sandia (2008), entre 2 m² e 12 m², o modelo atendeu as necessidades de estimar esses parâmetros para a área do rasgo de 5 m², sendo aplicável ao objetivo que se propõe no presente trabalho.

A Tabela C.9 apresenta um valor médio de 155 m para o diâmetro da poça calculado com seis modelos diferentes, tomando por base o escoamento da poça com regime gravitacional-inercial, para um rasgo no costado de 1 m de diâmetro. O volume dos inventários vazados girou em torno de 12.500 m³, comum na época (2004).

Como os estudos da FERC (2004) e do ABS (2004) usaram a mesma análise de sensibilidade, com os mesmos valores dos parâmetros da geometria do rasgo, vazão mássica de vaporização e inventário vazado, usou-se o modelo de Fay (2003) com aqueles dados para se calcular o diâmetro da poça. O resultado de 154 m encontrado com o presente código computacional de derrame/espalhamento diferiu da média dos diâmetros de 155m com desvio de -0,6 %, enquanto que o modelo da FERC (2004) previu 200 m e do ABS (2004) previu 148 m. O resultado da FERC diferiu do ABS, provavelmente, devido aos algoritmos utilizados para predizerem o espalhamento da poça, uma vez que modelam a poça com formulação diferencial e passos de tempo nas equações diferenciais parciais, diferentemente do método de Fay (2003), que adotou formulação conservativa integral.

Na Tabela C.10 são apresentados os resultados para o mesmo inventário vazado de 12.500 m³, porém sendo derramado através de um furo de 5 m de diâmetro equivalente. Como houve aumento de aproximadamente 25 vezes na vazão mássica derramada, \dot{m}_d , este aumento provocou, provavelmente, espalhamento dos resultados, função dos métodos numéricos utilizados nos códigos computacionais, podendo conter difusão numérica. O modelo de Fay (2003) quando aplicado com os mesmos dados de entrada de Qiao et al. (2006), apresentou um valor de 416 m para o diâmetro da poça, com convergência maior em relação à média dos diâmetros, 457 m, melhor do que os resultados de 700 m de (Qiao et al., 2006), 620 m da FERC (2004) e de 260 m do ABS (2004), o que confirma o espalhamento dos resultados com grandes diâmetros de rasgo.

A Tabela C.11 mostra sobrepredição nos valores do diâmetro da poça avaliados pelo modelo de Fay (2003) com dados do Laboratório Sandia (2004, 2008) em relação aos resultados daquele Laboratório, tanto no inventário vazado de 12.500 m³ como no de 41.000 m³. Para o primeiro, o desvio na predição foi de + 10 %, e no segundo, foi de +

16 %. Essa diferença pode ter explicação na Mecânica dos Fluidos. O modelo de Sandia (2004, 2008) contempla o histórico temporal da diminuição do volume de líquido na poça, $-(\partial V_p/\partial t)^{med}$, sendo atenuado pelo coeficiente de descarga C_d , $(-1/2 C_d)$, com $0,6 \leq C_d \leq 0,9$ (média de 0,75). O modelo de Fay (2003) não computa esta atenuação de $-\partial/\partial t(hA_t)_{A_h, \langle \dot{y} \rangle}$ na eq. (C.28), pois, supostamente, $C_d = 1$ (sem atrito pelo rasgo). Além do mais, embute no histórico da poça, $(\partial R/\partial t)_{A_h, \langle \dot{y} \rangle}$, o coeficiente de espalhamento axissimétrico da poça, $\beta = 4/\sqrt{3} = 2,31 > 1$, conforme eq. (C.32).

Da eq. (C.43) tem-se que $A_{psc}^{max} \propto a_m^*$ e, da eq. (C.37), $Y \propto 1/\sqrt{A_h^2}$. Se A_h aumenta, $a^* \rightarrow 0$ pela eq. (C.33), e $Y \rightarrow 0$ pela eq. (C.37). Como $A_{psc}^{max} \propto \beta^{1/2}$, pela eq. (C.43), a poça cresce até um valor crítico da área do rasgo, continua a crescer menos acentuadamente, e decresce monotonicamente a partir do pico de máxima à medida que A_h cresce, porém num patamar acima do modelo de Sandia (2004, 2008). Dessa forma, afigura-se como plausível admitir que as razões acima apresentadas possam justificar as diferenças encontradas nos diâmetros da poça semicircular de 446 m (Fay, 2003) vs. 405 m (Sandia, 2004) com $\langle \dot{y} \rangle = 0,0003$ m/s, e 321 m (Fay, 2003) vs. 277 m (Sandia, 2008) com $\langle \dot{y} \rangle = 0,0008$ m/s.

Da Tabela C.11 verifica-se também que o aumento da velocidade de vaporização (e vazão mássica de vaporização), para um mesmo inventário vazado, diminui o tamanho da poça, uma vez que o GNL evapora mais rapidamente. No entanto, quando se aumenta a velocidade e o inventário conjuntamente, a Tabela C.11 sugere que possa haver competição entre mecanismos: vaporização vs. espalhamento. O modelo de Fay (2003), em que não há atenuação por atrito no rasgo ($C_d = 1$) e há espalhamento axisimétrico radial ($\beta = 2,31$), sugere que a vaporização predomine sobre o aumento do inventário despejado, diminuindo a poça de 446 m para 321 m, quando se aumenta a velocidade de vaporização de 0,0003 para 0,0008 m/s. or outro lado, supostamente, o mesmo ocorre com o modelo do Laboratório Sandia (2008), que considera o atrito fluido-rasgo com $0,6 \leq C_d \leq 0,9$, diminuindo a poça de 405 m para 277 m.

Essas percepções demonstram que, apesar de os modelos descreverem com diferentes algoritmos o histórico da poça, eles interpretam o espalhamento da mesma forma, coerente com a realidade, não obstante diferenças nos valores estimados. Comparou-se também o valor estimado de 374 m do diâmetro da poça semicircular previsto no modelo do presente trabalho para um furo de 5 m^2 (2,5m de diâmetro).

O desenho apresentado na Figura C-1 ilustra, esquematicamente, o formato e o tamanho da poça semicircular. Para um metaneiro de 265.000 m^3 , com um comprimento de 345 m (Tabela C.6), verifica-se que uma poça de 374 m é da mesma ordem de grandeza d comprimento do navio, para fins práticos, o que sugere plausibilidade do resultado encontrado.

Assim, diante das hipóteses simplificadoras adotadas nas formulações dos modelos, prováveis incertezas do processo (apesar de altas), limitações e aproximações apresentadas e discutidas no item 4.2 [Mecânica dos Fluidos do processo de vazamento - segundo Fay (2003)] para se avaliar o diâmetro da poça é plausível se considerar que o modelo de Fay (2003) atende à estimativa de sua ordem de magnitude. Para fins da indústria de GNL, os desvios encontrados na análise de sensibilidade podem perfeitamente serem aceitos.

Uma descrição mais abrangente, focando nos comparativos entre geometrias e velocidades de vaporização é apresentada no capítulo 7.

C.7 Código computacional do incêndio de difusão turbulenta

Os aspectos físicos da modelagem que ora se apresentam, foram detalhadamente tratados nos itens 6.4 (A física do modelo) e 6.5 (Incêndio com combustão não pré-misturada de difusão turbulenta). Os aspectos numéricos e analíticos foram discutidos nos itens 6.6.1 (Problemática da interação entre turbulência e combustão não pré-misturada e seu acoplamento com o transporte radiativo) e 6.6.2 (Correlação entre altura da pluma visível, diâmetro e vazão mássica de vaporização). Os aspectos experimentais e empíricos da modelagem da pluma térmica foram mostrados no capítulo 5 (Revisão bibliográfica do estado da arte) e nos itens 5.6.4.4.1 [Modelo de zonas múltiplas da TMS (2006)] e 5.6.4.4.3 [Cotejo entre os modelos da TMS (Raj, 2006) e do MIT (Fay, 2006)], aglutinando a maior parte das equações e informações principais necessárias à modelagem.

O código computacional foi implementado no *software Engineering Equation Solver-EES Commercial*[®], já mencionado. Contempla, fundamentalmente, a determinação da geometria da pluma térmica e a variação do poder emissivo médio ao longo do eixo da pluma, desenvolvido para poças circulares.

C.8 Exemplos de aplicação do modelo de incêndio de difusão turbulenta

C.8.1 Reprodução de resultados - modelo da TMS (2006) acoplado os códigos de derrame/espalhamento e incêndio da poça

Para reproduzir os resultados encontrados pela TMS (2006) foram simulados incêndios com 15 m e 300 m na água, e 20 m, 35 m e 100 m na terra. As poças foram consideradas circulares para efeito de comparação, coerente com os resultados da TMS (2006). Foi necessário, então, converter os diâmetros das poças semicirculares obtidas com o código do espalhamento da poça, para poças circulares, multiplicando-se os diâmetros das primeiras por $\sqrt{2}$. Foram pesquisadas as velocidades medidas experimentalmente dos ventos reinantes, nos testes de 'Maplin Sands' (água), 'Montoir' (terra) e 'China Lake' (água). As médias foram, respectivamente, 5,95; 6,4 e 3,6 m/s. Optou-se por considerar U_{wind} como 6,1 m/s, por ser próxima à primeira média, mas também por estar coerente com a recomendação da TNO (1997), que sugere a classe D (neutra) de estabilidade atmosférica de Pasquill. É coerente também com o comprimento de mistura turbulenta atmosférica de Monin-Obukhov, que recomenda a categoria D (moderada) durante o dia, com radiação solar moderada e velocidade média de vento acima de 6 m/s⁷⁸.

Foram consideradas duas situações: (i) com vento e (ii) sem vento. Optou-se pela condição de calmaria, pois foi a que forneceu o maior comprimento de chama visível. Com o menor diâmetro, 15 m, a chama visível foi 1,2 vezes maior, e com o maior diâmetro, 300 m, a chama sem vento foi 0,97 vezes menor. Na condição 'sem vento', o fator de configuração geométrica fornece a maior transferência radiativa na atmosfera,

⁷⁸ Disponível em: <<http://www.ncdc.noaa.gov/oa/climate/rcsg/specialized.html>>. Acesso em: 14 abr. 2010. Fonte: *Stability Array Data (STAR)*, do *The National Climatic Data Center (NCDC)* americano.

mais pessimista para o objeto receptor. Essa transferência radiativa para o meio participante, no entanto, não foi modelada, pois não fez parte deste escopo.

Não contemplar a ação do vento, implica plumas verticais com inclinação (*tilt*) e arrasto (*drag*) considerados negligenciáveis. Assim sendo, eles também não foram modelados na aplicação do código. A Tabela C.12 apresenta os dados de entrada utilizados.

Tabela C.12 – Propriedades, parâmetros e dados de entrada.

Adaptado de: Raj (2007c), Fay (2006), Luketa-Hanlin (2006), ABS (2004), FERC (2004).

Parâmetro (Símbolo)	Descrição	Valor
$\langle \dot{y} \rangle$	Velocidade de vaporização segundo Raj (2007c)	0,000324 m/s
\dot{m}_v''	Vazão mássica de vaporização @ $\rho_l = 422,5 \text{ kg/m}^3$	0,1371976 g/m ² .s
$\langle \dot{y} \rangle$	Velocidade de vaporização segundo Sandia (2008)	0,0008 m/s
\dot{m}_v''	Vazão mássica de vaporização @ $\rho_l = 422,5 \text{ kg/m}^3$	0,338 kg/m ² .s
T_a	Temperatura do ar ambiente	293 K
P_a	Pressão atmosférica	101,3 kPa
ρ_a	Densidade do ar ambiente	1,178 kg/m ³
c_{p_a}	Calor específico do ar a pressão constante	1.000 J/kg.K
U_{wind}	Velocidade média do vento (categoria D, Monin-Obukhov)	6,1 m/s
g	Aceleração da gravidade	9,8 m/s ²
T_{eb_l}	Temperatura de ebulição do combustível líquido	111,66 K
ΔH_{c_l}	Calor de combustão do combustível líquido	50.020 kJ/kg
ρ_l	Densidade do combustível líquido	422,5 a 450 kg/m ³
μ_l	Viscosidade do combustível líquido	$1,1168 \times 10^{-4}$ Pa.s
ρ_v	Densidade do vapor do combustível	1,751 kg/m ³
μ_v	Viscosidade do vapor do combustível	$4,362 \times 10^{-6}$ Pa.s
Δ	Diferença relativa densidades (ar-vapor combustível)/ar	0,4864
ρ_w	Densidade da água do mar	1.025 kg/m ³
μ_l	Viscosidade do combustível líquido	$1,021 \times 10^{-3}$ Pa.s
E^{max}	Poder emissor máximo da chama	325 kW/m ²
Da	Número de Damköhler @ 293 K	170,72
r	Massa ar/combustível (combustão estequiométrica)	17,1674
α	Coefficiente de entrada de ar de mistura na lateral da pluma térmica a	0,10
ϕ	Fração da massa de ar para combustão estequiométrica	0,06 ⁽¹⁾
κ_λ	Espessura óptica espectral	13,81 m
\mathcal{L}_λ	Coefficiente de extinção espectral para radiação térmica	0,0725 m ⁻¹
$A_{\mathcal{L}}$	Área de extinção específica da fuligem	130 m ² /kg
n	Expoente de ajuste da distância adimensionalizada ao longo do eixo da pluma térmica	3 ⁽¹⁾

Obs.: ⁽¹⁾ Conforme TMS (2006).

Com o código de espalhamento da poça, foi simulado também um derrame potencial de um navio com a configuração geométrica de Fay (2003) com o volume de 12.500 m³, com a mesma velocidade de vaporização $\langle \dot{y} \rangle = 0,000324 \text{ m/s}$. Para a poça circular com diâmetro de 300 m sugerido pela TMS (2006) na Tabela 5.8, os principais resultados foram:

- Área do rasgo: $A_h = 0,716 \text{ m}^2$;
- Diâmetro do rasgo: $D_h = 0,95 \text{ m}$;
- Tempo de descarga: $t_d = 29,5 \approx 30 \text{ min}$;
- Área máxima da poça semicircular para $A_h = 0,716 \text{ m}^2$: $A_{p_{sc}}^{max} = 70.539 \text{ m}^2$;
- Diâmetro da poça semicircular para $A_h = 0,716 \text{ m}^2$: $D_{p_{sc}} = 212 \text{ m}$;

- Diâmetro da poça circular para $A_h = 0,75 \text{ m}^2$: $D_{pci} = 300 \text{ m}$;
 - Tempo de vaporização da poça: $t_v = 41,7 \text{ m}^2 \approx 43 \text{ min}$;
- Acoplando-se os resultados do código do espalhamento da poça circular com 300 m de diâmetro com o de incêndio de difusão turbulenta, obtêm-se os seguintes resultados dos parâmetros principais da pluma térmica, sem ação do vento:

- Velocidade média de vaporização: $\langle \dot{y} \rangle = 0,000324716 \text{ m}^2$;
- ação mássica média de vaporização: $\langle \dot{m}_v'' \rangle = 0,137199722 \text{ m}^2$;
- Número de Froude da combustão: $Fr_C = 0,0021480000$;
- Comprimento da pluma visível: $L_V = 274,6888279322 \approx 275 \text{ m}$;
- Razão pluma visível/diâmetro da poça circular: $L_V/D_{pci} = 0,915627598$;
- Comprimento da pluma intermitente: $L_{\parallel} = 265,612212239 \approx 266 \text{ m}$;
- Comprimento da zona de combustão 'limpa': $L_C = 9,067067092 \approx 9 \text{ m}$;
- Razão da zona de combustão 'limpa'/diâmetro da poça circular: $L_C/D_{pci} = 0,030223557$;
- Fração do comprimento da zona de combustão 'limpa': $\Psi = L_C/L_V = 0,033008569$;
- Fração mássica % de produção de fuligem: $Y = 16,243900421 \%$;
- Fração molar da produção de fuligem: $Y = 0,16243900421$;
- Concentração da fuligem: $C_{soot} = 0,000417948 \text{ kg/m}^3$;
- Comprimento do feixe ótico: $L_{beam} = 189 \text{ m}$;
- Transmitância da fumaça: $\tau_{smk} = 0,000034693$;
- Poder emissivo máximo da pluma: $E^{max} = 325 \text{ kW/m}^2$;
- Poder emissivo na base da pluma: $E_0 = 324,999999884 \approx 325 \text{ kW/m}^2$;
- Poder emissivo da fumaça: $E_{smk} = 0,011275230 \text{ kW/m}^2$;
- Poder emissivo médio axial ao longo da pluma: $\bar{E} = 89,304016011 \approx 89,3 \text{ kWm}^2$;
- Emitância hemisférica total média da pluma térmica: $\bar{\epsilon} = 1,000000000$.

C.8.1.1

Comparação com a literatura

Na Tabela C.13 são apresentados, além dos resultados obtidos com a poça circular de 300 m fazendo-se o acoplamento com o código de derrame/espalhamento, os resultados obtidos com o presente trabalho para os diâmetros de 15, 20, 35 e 100 m confrontados com os resultados da TMS (2006). Foi adotada a Tabela 5.8 como referência.

Tabela C.13 – Resultados obtidos com este trabalho vs. resultados da TMS (2006) (Base: Tabela 5.8).

Diâmetro (poça circular) [m]	Nº Froude combustão (Fr_C) ⁽¹⁾ [-]		Produção de fuligem (Y) [%]		Concentração da fuligem (C_{soot}) [10^{-4} kg/m ³]		Fração do comprimento da queima 'limpa' (Ψ) [-]		Transmitância da fumaça (τ_{smk}) [-]		Poder emissivo axial ao longo da altura visível da chama (\bar{E}) [kW/m ²]		Dados experimentais
	TMS (2006)	Presente trabalho	TMS (2006)	Presente trabalho	TMS (2006)	Presente trabalho	TMS (2006)	Presente trabalho	TMS (2006)	Presente trabalho	TMS (2006)	Presente trabalho	
15	0,009606	0,009606	12,7	12,6	3,328	3,256	0,196	0,192	0,664	0,670	172	171	185 a 224 (2) Médio: 205
20	0,008319	0,008319	13,0	13,0	3,419	3,344	0,180	0,180	0,5712	0,578	183	184	140 a 170 (3) Médio: 155
35	0,006288	0,006288	13,7	13,6	3,595	3,516	0,150	0,148	0,357	0,364	177	178	175 ± 30 (4) Médio: 175
100	0,00372	0,00372	14,9	14,9	3,926	3,840	0,093	0,092	0,040	0,043	113	113	_ (5)
300	0,002148	0,002147	16,2	16,2	4,272	4,179	0,033	0,033	0,0000277	0,0000347	90	89	_ (6)

Obs.: ⁽¹⁾ Calculado $\langle \dot{y} \rangle = 3,24 \times 10^{-4}$ m/s, correspondendo a $\langle \dot{m}_v \rangle = 0,1372 \approx 0,14$ kg/m².s, para a vazão mássica de vaporização correspondente a cada número de Froude indicado ⁽²⁾ 'China Lake' (Raj et al., 1979); ⁽³⁾ 'Thornton Center' (Mizner e Eyre, 1983a,b; 1982a,b); ⁽⁴⁾ 'Montoir' (Nédelka et al., 1989); ⁽⁵⁾ Tamanho potencial para experimentos futuros (TMS, 2006); ⁽⁶⁾ Tamanho estimado da poça circular com um volume de 12.500 m³ derramado de um dos tanques de um metaneiro (TMS, 2006).

C.8.1.2 Discussão dos resultados – Modelo da TMS (2006)

Os principais aspectos que fundamentam a aplicação do modelo de combustão da poça de GNL por difusão turbulenta foram abordados nos itens 5.6.4.4.1.3 (Efeito da produção de fumaça e ‘escudo térmico’), 5.6.4.4.1.4 (Modelagem dos efeitos da fuligem, fumaça e radiação térmica) e 5.6.4.4.1.5 (Variação do poder emissivo ao longo do comprimento axial da pluma).

A Tabela C.13 apresenta comparação dos resultados obtidos com o presente trabalho vs. resultados da TMS (2006). Nela, foram consignados os parâmetros mais importantes de um incêndio em poça, e os valores encontrados com o presente trabalho. Em sua grande maioria, estão visivelmente de acordo, com boa aproximação, em relação aos dados da literatura. Seguindo a ordenação da tabela original publicada, os seis parâmetros em cinco diâmetros de poça contemplaram trinta casos. Em dez deles não houve desvio algum em relação aos valores encontrados na literatura, sendo que cinco deles deveu-se ao número de Froude da combustão. O maior desvio, 25,3%, em relação ao valor 0, 0000277, deveu-se à transmitância da fumaça (dos cinco diâmetros) no diâmetro de 300 m. O menor foi de -2,2 % (sistemático) para a concentração da fuligem nos cinco diâmetros. Nos demais parâmetros que apresentaram desvio é constatado que a média a menor ficou na marca de -1,1 % com sete casos, e a média a maior, com +2,1 % com seis casos.

No caso da transmitância, ela é praticamente nula com 300 m de diâmetro, ou seja, a fumaça praticamente não transmite radiação térmica para o exterior quando o diâmetro é muito grande, caindo de 0,67 com 15 m de diâmetro, para 0,0000347 com 300 m. O desvio não tem um motivo explícito, pois a TMS (2006) quando reportou seus resultados, não divulgou o motivo da diferença entre o valor divulgado e aquele que seria obtido pelo cálculo com a eq. (5.52). Por outro lado, uma vez implementadas no código, as equações do modelo fornecem os resultados encontrados neste trabalho.

Decerto que podem ter havido considerações de ordem experimental (desconhecidas por não terem sido divulgadas), fundamentadas em incertezas nas medições e aproximações explanadas no capítulo 5 (Revisão bibliográfica do estado da arte) e nos itens 5.6.4.4.1 [Modelo de zonas múltiplas da TMS (2006)] e 5.6.4.4.3 [Cotejo entre os modelos da TMS (Raj, 2006) e do MIT (Fay, 2006)]. Com efeito, a própria TMS reconhece as limitações de se medir os parâmetros da eq. (5.52) que calcula a transmitância como, por exemplo, a área de extinção específica, concentração da fuligem nos gases queimados e comprimento do feixe de percurso óptico, e quando adota valores sucedâneos obtidos com outros hidrocarbonetos, que não o GNL, a saber, propano e petróleo bruto. Esta é uma razão pela qual não se pôde avaliar o mérito da questão.

Quanto à concentração da fuligem, a problemática é semelhante, porém, pode ser acrescentado outro fato, que é o uso de um valor eventualmente diverso da densidade do ar [$1,178 \text{ kg/m}^3$ utilizado pelo ABS (2004)], daquele usado pela TMS (que também não foi divulgado) no cálculo da eq. (5.54). Esta diferença eventual pode ter sido a causa do desvio, pequeno na verdade.

Dois pontos cruciais descritos no modelo de combustão da poça devem ser ressaltados: (i) o poder emissivo médio da chama cai drasticamente ao longo do eixo da pluma com o diâmetro da poça, e (ii), a distribuição estatística das medições apresentou baixa dispersão no fundo da pluma e alta dispersão em seu topo, conforme Figura 5.6. Este fato pode ser interpretado como sendo devido a que na base do incêndio, o combustível queima de forma não obscurecida, conforme Figuras 5.5, 5.15, 5.16 e 6.2. Fica patente que o aumento do diâmetro da poça acarreta diminuição do poder emissivo médio da pluma. Aumentando o diâmetro de 15 para 300 m, o E^{med} cai quase

pela metade (89 kW/m^2). Da mesma forma, cai a relação entre o comprimento da chama visível e o diâmetro, L_v/D . Com as simulações feitas com o código para dezoito diâmetros diferentes entre 15 e 500 m, esta relação caiu de 2,48 para o diâmetro de 15 m para 0,91 com 300 m, e para 0,77 para o diâmetro de 500 m, com $\langle \dot{y} \rangle = 0,000324 \text{ m/s}$.

Outro aspecto interessante a ser ressaltado é a correlação da produção de fuligem, Y , expressa na eq. (5.55). Ela não apresenta uma dependência explícita com a vazão mássica de vaporização, podendo-se argumentar que fornece resultados conservativos (a maior), uma vez que está consubstanciada em experimentos com petróleo bruto e diâmetros abaixo de 20 m. Porém, evidências experimentais obtidas nos testes de 'Montoir', indicam que à medida que aumenta o diâmetro da poça de GNL, aumenta Y , produzindo tanta fumaça como nos incêndios com hidrocarbonetos mais pesados. Isto está constatado na Tabela C.13 e, fisicamente, retratado nos resultados experimentais da Figura 5.6 e 5.7. Embora a dependência de Y seja explícita no diâmetro, ela é implícita na razão direta da vazão mássica de vaporização, através do número de Froude da combustão. Daí o uso do diâmetro como um 'substituto alternativo' para correlacionar ineficiências de mistura e a falta de oxigênio no núcleo da chama (*starvation*) para combustão. Mesmo que o diâmetro seja mantido constante, se \dot{m}_v'' aumenta, mais combustível é queimado e mais fumaça é formada. Mas, como há falta de oxigênio no núcleo, a combustão é ineficiente, sugerindo aumento na concentração relativa de combustível, aumentando ainda mais a produção de fumaça, que atenua o transporte radiativo para o meio participante.

Como \dot{m}_v'' tem uma parcela significativa de contribuição devido à vaporização por ebulição com contato com o substrato água, é de se esperar que, em incêndios de mesmo diâmetro, na água e na terra, os primeiros apresentem mais produção de fumaça. Isto remete, por indução, a que as distâncias perigosas de incêndios na água sejam menores das que as dos correspondentes em terra, para o mesmo diâmetro, em função da transmitância da fumaça.

Nenhuma agência reguladora, ou entidade que trata do assunto, nos Estados Unidos ou em outro país, como, por exemplo, a NFPA com o Standard 59A, contempla modelos em que haja diminuição do poder emissivo da superfície do incêndio com o aumento do diâmetro da poça (Raj, 2007c). Isso implica em distâncias perigosas sendo estimadas com um fator de 1,5 a 2, impactando fortemente o processo de tomada de decisões por parte das autoridades competentes (Taylor, 2007; TMS, 2006). Com efeito, o modelo da TMS (2006) adotado neste trabalho para descrever incêndio em poça de difusão turbulenta, em que pesem todas as limitações e incertezas, e, não obstante, por ser, ainda, um modelo semi-empírico, representa um avanço. A Tabela C.13 comprova tal assertiva.

Simulações e discussões mais completas são apresentadas no item 7.4 (Modelagem com acoplamento dos códigos computacionais de derrame/espalhamento e incêndio de difusão turbulenta para rasgos de 2 e 5 m^2), sob forma de um estudo de caso. Espera-se que, com as abordagens, inéditas sob certos aspectos, apresentadas neste trabalho, possa se avançar no conhecimento científico do assunto, diminuindo-se as incertezas do processo de tomada de decisões.