



SAPIENZA
UNIVERSITÀ DI ROMA

Dottorato di Ricerca in Energetica

– XXXI Ciclo –

TESI DI DOTTORATO

**CONVEZIONE NATURALE PERIODICA IN
NANOFLUIDI A BASE ACQUOSA**

Tutor: Prof. Massimo Corcione

Autore: Elisa Ricci

Anno accademico 2018-2019

Indice

1. Inquadramento del lavoro4
2. Modellizzazione bifase del comportamento dei nanofluidi	...13
2.1 Formulazione matematica	...13
2.2 Coefficienti di diffusione	...15
2.2.1 Diffusione Browniana	...15
2.2.2 Diffusione per termoforesi	...16
2.3 Proprietà termofisiche del nanofluido	...17
2.3.1 Conducibilità termica	...20
2.3.2 Viscosità dinamica	...27
2.3.3 Densità	...30
2.3.4 Calore specifico a pressione costante	...31
3 Studio dello scambio termico in cavità confinate per diverse condizioni al contorno	...33
3.1 Definizione della geometria e delle condizioni al contorno	...33
3.2 Procedura di calcolo numerico	...34
4. Risultati e discussione dello studio del comportamento in cavità confinate per diverse condizioni al contorno	...46
4.1 Risultati locali	...46
4.2 Risultati globali	...55
5. Risultati e discussione dello studio della cavità inclinata	...60
6. Conclusioni	...76
Nomenclatura	...79
Riferimenti bibliografici	...81

1. Inquadramento del lavoro

La convezione svolge un ruolo fondamentale in numerose applicazioni della scienza e dell'ingegneria, con diversi risvolti di rilievo nel settore dell'energetica, come testimoniato dall'elevato numero di studi, a carattere sia teorico che sperimentale, condotti su tale argomento. Ad esempio, la realizzazione di sistemi di raffreddamento ad alta efficienza è una delle problematiche più comuni dell'ingegneria industriale, rappresentando una vera e propria sfida a cui le aziende ad elevato contenuto tecnologico sono continuamente chiamate a rispondere per garantire il corretto e duraturo funzionamento dei loro prodotti, per molti dei quali sono richieste dimensioni sempre più ridotte e prestazioni sempre più elevate.

A questo proposito, a prescindere dal fatto che il raffreddamento sia basato sul fenomeno della convezione forzata o della convezione naturale – a volte preferita alla precedente da diversi progettisti, sia per ragioni di carattere energetico, sia, soprattutto, per esigenze di affidabilità –, nonché dal fatto che si adottino specifiche soluzioni costruttive, un ulteriore contributo al miglioramento dell'efficienza di scambio termico può derivare dall'utilizzo di "nanofluidi", ossia di sospensioni liquide di nanoparticelle metalliche (soprattutto di ossidi metallici) con dimensioni medie dell'ordine della decina di nanometri, in luogo dei fluidi di più comune impiego nell'ambito del controllo termico e, più in generale, della vettorizzazione energetica (quali acqua, glicole etilenico, oli minerali, etc.), grazie al fatto che la loro conducibilità termica, pur con concentrazioni piuttosto basse di fase solida in sospensione, è notoriamente più elevata di quella del corrispondente liquido di base,

soprattutto a temperature elevate. Invero, il problema della bassa conducibilità termica, che certamente costituisce il principale limite di applicazione della convezione naturale, è fortemente sentito anche in tutte le applicazioni di convezione forzata in cui, a fronte delle dimensioni ridotte dei dispositivi dei quali sia richiesto il contenimento delle temperature di funzionamento, si impieghino mini-scambiatori di calore con dimensioni trasversali dei condotti entro cui avviene il deflusso tipicamente dell'ordine del millimetro o anche meno. In effetti, sin dai tempi della loro introduzione, avvenuta ufficialmente nei primi anni '90 presso l'Energy Technology Division dell'Argonne National Laboratory (IL, USA), i nanofluidi hanno attratto l'interesse di un gran numero di ricercatori, i quali, oltre che alla fenomenologia di base, hanno dedicato grande attenzione alla quantificazione dell'incremento della potenza termica scambiata per convezione. Comunque, è doveroso porre in evidenza che la maggior parte degli studi condotti su tale argomento riguarda essenzialmente la convezione forzata entro tubazioni e condotti di dimensioni "macroscopiche", i cui risultati mostrano che, a parità del numero di Reynolds trasversale, i nanofluidi offrono prestazioni termiche migliori dei corrispondenti liquidi di base e che tali prestazioni aumentano all'aumentare della concentrazione di fase solida dispersa nella fase liquida, tanto nel caso di moto laminare quanto nel caso di moto turbolento, pur con incrementi più o meno significativi del fattore d'attrito e, quindi, della spesa energetica di pompaggio.

In realtà, per giudicare circa le opportunità d'impiego dei nanofluidi per applicazioni di convezione forzata, sarebbe forse più corretto eseguire una valutazione dal punto di vista energetico globale, e non solo dal punto di vista dell'incremento dello scambio

termico. In quest'ottica, possono essere seguiti due diversi criteri di valutazione: il primo criterio consistente nel valutare come si modifica la prestazione di scambio termico del nanofluido all'aumentare della concentrazione di fase solida in sospensione a parità di spesa energetica di "pompaggio"; il secondo criterio consistente nell'analisi della modifica della spesa di "pompaggio" del nanofluido all'aumentare della concentrazione di fase solida in sospensione a parità di potenza termica scambiata. I cui risultati mostrano che, a parità del numero di Reynolds trasversale, i nanofluidi offrono migliori prestazioni termiche rispetto ai corrispondenti liquidi di base e che tali prestazioni aumentano all'aumentare della frazione volumetrica di fase solida dispersa nella fase liquida, tanto nel caso di moto laminare – come ad esempio riportato nei lavori sperimentali pubblicati da (Wen & Ding, 2005), (Yang, Zhang, Grulke, Willia, Anderson, & Wu, 2005), (Albadr, Tayal, & Alasadi, 2013), (Rea, McKrell, Hu, & Buongiorno, 2009) e (Hojjat, Etemad, Bagheri, & Thibault, 2011)–, quanto nel caso di moto turbolento – come ad esempio riportato nei lavori sperimentali pubblicati da (Pak & Cho, 1998), (Xuan, Li, & Hu, 2003), (Williams, Buongiorno, & Hu, 2008) e (Sundar & Sharma, 2010), pur con incrementi più o meno significativi del fattore d'attrito e, quindi, della spesa energetica di pompaggio.

Al contrario, le ricerche relative a situazioni di convezione naturale, di genesi più recente, sono assai meno numerose, oltre al fatto che esse giungono a risultati che, allo stato delle attuali conoscenze sui nanofluidi, non chiariscono se l'aggiunta di

nanoparticelle al liquido puro di base comporti un effettivo miglioramento delle prestazioni di scambio termico.

Infatti, tutti i lavori sperimentali eseguiti sulla convezione naturale in spazi confinati facilmente reperibili in letteratura – quali, in particolare, quelli eseguiti da (Putra, Roetzel, & Das, 2003), (Wen & Ding, 2005), (Nnanna, 2007), (Chang, Mills, & Hernandez, 2008), (Ho, Liu, Chang, & Lin, 2010), (Y. Hu, 2014a), (S. Z. Heris) e (Y. Hu Y. H., 2014b) – giungono alla comune conclusione che le prestazioni di scambio termico dei nanofluidi sono essenzialmente peggiori di quelle del corrispondente liquido di base, individuando solo in alcuni casi qualche miglioramento per basse concentrazioni di fase solida in sospensione, e comunque di modesta entità – è questo il caso degli studi condotti da Putra et al. (2003) e Nnanna (2007).

Viceversa, i diversi lavori numerici disponibili nella letteratura specializzata giungono a conclusioni spesso diverse tra loro, per quanto la tendenza generale sia quella di considerare favorevole l'impiego dei nanofluidi, nonostante ciò sia in evidente contraddizione con i dati sperimentali.

Ciò può essere innanzi tutto ascritto all'adozione di modelli delle proprietà fisiche dei nanofluidi non completamente aderenti alla realtà, quale è ad esempio il caso delle equazioni di (Maxwell, 1954) e (Hamilton & Crosser, 1962) per la conducibilità termica e delle equazioni di (Einstein, A., 1906), (Einstein, A., 1911) e (Brinkman, 1952) per la viscosità dinamica, di frequente utilizzate. A tale proposito, infatti, è opportuno considerare che le prestazioni termiche dei nanofluidi in convezione naturale sono la diretta conseguenza dei due effetti contrapposti che derivano

dall'incremento della concentrazione della fase solida dispersa nel liquido di base. Infatti, se da un lato ha luogo un aumento della conducibilità termica, che, evidentemente, tende a migliorare le prestazioni energetiche del sistema, dall'altro lato si verifica un incremento più o meno marcato della viscosità, che, a parità di forzante termica alla base del fenomeno convettivo naturale, tende a contenere l'intensità del moto del fluido e, quindi, l'entità dello scambio termico. Peraltro, giova sottolineare che, al crescere della frazione volumetrica delle nanoparticelle in sospensione, la conducibilità termica tende ad aumentare con un gradiente decrescente – si vedano, ad esempio, i lavori di (Masuda, Ebata, Teramae, & Hishinuma, 1993), (Lee, Choi, Li, & Eastman, 1999) e (Das, Putra, & Roetzel, 2003)–, mentre la viscosità dinamica tende ad aumentare con un gradiente crescente – si vedano, ad esempio, i lavori di (Wang, Xu, & Choi, 1999), (Das, Putra, Thiesen, & Roetzel, 2003), (Prasher, Song, Wang, & Phelan, 2006) e (Chevalier, Tillement, & Ayela, 2007), solo per citarne alcuni. Ciò equivale ad affermare che, per piccole concentrazioni di fase solida dispersa, l'effetto positivo derivante dall'aumento della conducibilità termica tende a prevalere sull'effetto negativo conseguente all'aumento della viscosità dinamica; viceversa, la situazione opposta si verifica a più elevate concentrazioni di nanoparticelle in sospensione. Pertanto, è lecito attendersi un massimo delle prestazioni termiche dei nanofluidi in corrispondenza di un valore "ottimale" della concentrazione di fase solida dispersa che sarà funzione della geometria del sistema, delle condizioni operative, del tipo di liquido di base e del tipo di particelle in sospensione, in termini di natura del materiale, forma e dimensioni

medie. Invero, un risultato di questo genere, per quanto in modo non estremamente chiaro, traspare dai dati a suo tempo presentati da (Nnanna, 2007), ma, probabilmente a causa delle notevoli incertezze sperimentali e del numero esiguo di dati disponibili, l'autore non ritenne opportuno dare risalto a tale fenomeno.

Dunque, la possibilità di valutare accuratamente la conducibilità termica e la viscosità dinamica delle nanoparticelle in sospensione sembra cruciale da stabilire.

In effetti, le equazioni, originariamente sviluppate per compositi e miscele con inclusioni di micro-dimensioni e milli-dimensioni, tendono a sottostimare la conduttività termica e la viscosità dinamica del nanofluido, principalmente perché rappresentano solo l'effetto di concentrazione.

Nell'ultimo decennio sono stati introdotti un numero di nuovi modelli teorici ed empirici, eppure la maggior parte di essi fallisce più o meno marcatamente nel predire i valori efficaci delle proprietà termo-meccaniche del nanofluido.

Ciò ha motivato la convalida, nella prima fase del mio programma di ricerca, di una coppia di equazioni empiriche facili da applicare per predire l'efficacia delle proprietà termiche e meccaniche dei nanofluidi, che corrispondono abbastanza bene ad un numero sufficientemente elevato di dati sperimentali prontamente disponibili nella letteratura aperta. L'affidabilità di queste correlazioni, sviluppate dal gruppo di ricerca di cui sono entrata a far parte durante il mio percorso di dottorato, è stata testata da analisi comparative con un numero di relazioni di altri autori e dati sperimentali diversi da quelli utilizzati per generarli, mostrando un grado soddisfacente di accordo, che sarà oggetto della prima parte del lavoro.

Un'altra causa di discrepanza può essere ricercata nel fatto che la maggior parte dei lavori numerici si fonda sull'approccio omogeneo monofase, in base al quale i nanofluidi sono trattati alla stregua di fluidi puri con proprietà termofisiche "equivalenti", nell'ipotesi che le nanoparticelle in sospensione, oltre ad essere in equilibrio termico locale con il liquido di base, non siano soggette a moto relativo rispetto al liquido stesso.

Si noti che il peggioramento delle prestazioni di calore tipica dei nanofluidi all'interno di cavità lateralmente riscaldate e con pareti orizzontali adiabatiche, può essere sostanzialmente ascritto agli effetti dei moti relativi che di fatto esistono tra le nanoparticelle ed il liquido di base, i quali possono essere sostanzialmente attribuiti alla diffusione browniana e alla termoforesi, come discusso a lungo da (Corcione, Cianfrini, & Quintino, 2016). Pertanto, simulazioni numeriche più affidabili possono essere eseguite ricorrendo all'approccio eterogeneo bifase.

In tale approccio, il comportamento della fase liquida è descritto mediante il tradizionale approccio Euleriano, mentre quello della fase solida può essere descritto mediante l'approccio Euleriano o l'approccio Lagrangiano, per quanto quest'ultimo appaia di difficile applicazione, dato l'usuale elevatissimo numero di nanoparticelle in sospensione. Peraltro, nell'ambito della formulazione Euleriana-Euleriana, poichè nel caso dei nanofluidi l'interesse è rivolto alla valutazione del comportamento della miscela nel suo insieme piuttosto che a quello di ciascuna fase, può utilmente essere adottato il modello di trasporto doppio-diffusivo "a quattro equazioni" proposto da (Buongiorno, 2006), purché, evidentemente, si riesca ad eseguire una corretta quantificazione degli effetti del moto relativo esistente tra fase solida e fase liquida.

Infatti, mentre è semplice valutare il valore del coefficiente di diffusione Browniana ricorrendo all'equazione proposta da (Einstein, 1905), non lo è altrettanto la valutazione del coefficiente di diffusione per termoforesi, usualmente calcolato mediante la relazione di (Mc Nab & Meisen, 1973), che, ricavata sperimentalmente per particelle non metalliche "isolate", può comportare notevoli sottostime degli effetti termoforetici – come ad esempio fatto osservare da (Giddings, Shinudu, & Semenov, 1995) – ; effetti ai quali, tra l'altro, può proprio essere imputata la responsabilità del minore scambio termico per convezione naturale registrato sperimentalmente all'interno di cavità con due pareti verticali contrapposte mantenute a temperature differenti e le restanti pareti adiabatiche.

Esempi di studi basati su queste relazioni sono quelli eseguiti da (Choi, Kim, Lee, & Hahn, 2014), (Esfandiary, Mehmandoust, Karimipour, & Pakravan, 2016), e (Khalili, Saboonchi, & Saghafian, 2017). Altre incongruenze sono tipiche di un certo numero di studi in cui le equazioni descrittive del fenomeno sono espresse in forma adimensionale. Infatti, spesso, o viene imposta la concentrazione di fase solida in sospensione sulle pareti termicamente attive, il che sembra assolutamente irrealistico poiché tale concentrazione non può essere nota a priori, e/o la diffusione termoforetica delle nanoparticelle in sospensione viene completamente trascurata e/o le simulazioni numeriche sono eseguite utilizzando valori del numero di Lewis estremamente bassi rispetto all'ordine di grandezza tipico dei nanofluidi. Ciò è, ad esempio, il caso dei lavori di (Esfahani & Bordbar, 2011), e (Abbasian Arani, Kakoli, & Hajjaligol, 2015). Infine, vale la pena sottolineare che, a causa del moto relativo

delle particelle in sospensione rispetto al liquido di base, in molte situazioni il raggiungimento del regime stazionario non può essere definito a priori rispetto alla verticale. In particolare, se le condizioni al contorno e/o l'orientamento della cavità determinano la formazione di una regione di nanofluido a bassa concentrazione posizionata al di sotto di una regione di nonafluido ad alta concentrazione, si ingenera una spinta di galleggiamento conseguente al gradiente di concentrazione la cui competizione con la spinta di galleggiamento conseguente al gradiente di temperatura può essere abbastanza forte da dare origine ad instabilità del moto. Ciò è quanto in effetti accade nella convezione doppio-diffusiva tradizionale all'interno di cavità soggette a gradienti di temperatura e di concentrazione paralleli od ortogonali tra loro per determinati valori del rapporto tra le due spinte di galleggiamento, come riscontrato da (Bennacer, Mohamad, & Akrou, 2001), e più recentemente da (Qin, Xia, & Tian, 2014), (Ghernaout, Bouabdallah, & Benchatti, 2014), e (Wang, Yang, He, & Zhang, 2016). Nonostante ciò, molti studi indirizzano la loro attenzione sul regime stazionario, formulando le equazioni con riferimento a tale regime, che è ad es. il caso dei lavori recentemente pubblicati da (Khalili, Saboonchi, & Saghafian, 2017), e di (Motlagh & Soltanipour, 2017).

In questo contesto generale, viene eseguita una serie di studi numerici dimostrativi sulla convezione naturale dei nanofluidi in cavità quadrate con diverse condizioni al contorno imposte alle pareti e diversi orientamenti rispetto alla gravità, utilizzando un modello doppio-diffusivo bifase e l'ipotesi che la diffusione Browniana e termoforetica siano gli unici meccanismi mediante i quali la fase solida può sviluppare una velocità relativa significativa rispetto alla fase liquida. Il modello

sviluppato include tre correlazioni empiriche per il calcolo della conduttività termica equivalente, della viscosità dinamica equivalente e del coefficiente di diffusione termoforetica, tutte basate su un numero elevato di dati sperimentali disponibili in letteratura da fonti diverse e convalidati utilizzando le relazioni di altri autori e dati sperimentali diversi da quelli impiegati per generarli (Corcione, M., 2011), (Corcione, M.; Cianfrini, M.; Quintino, A., 2015).

2. Modellizzazione bifase del comportamento dei nanofluidi

2.1. Formulazione matematica

In riferimento a quanto già detto, lo studio del comportamento termofluidodinamico dei nanofluidi è eseguito mediante il ricorso ad un modello di trasporto doppio-diffusivo "a quattro equazioni" in grado di portare in debito conto gli effetti dei moti relativi che si verificano tra le nanoparticelle in sospensione ed il liquido di base.

Considerando come ipotesi:

- Flusso incompressibile e moto laminare
- Dissipazione viscosa e lavoro delle pressioni trascurabili
- Nanoparticelle e liquido di base in condizioni di equilibrio termico locale
- Moto relativo esistente tra fase solida sospesa e fase liquida di base sostanzialmente ascrivibile alla diffusione per termoforesi ed alla diffusione Browniana

- Proprietà termofisiche della miscela dipendenti localmente dalla temperatura, oltre che dalla concentrazione di nanoparticelle in sospensione,
- Scambio termico per irraggiamento anch'esso trascurabile,

le equazioni di conservazione della massa (sia per il nanofluido che per le nanoparticelle), della quantità di moto e dell'energia, descrittive del comportamento termofluidodinamico della sospensione, possono essere scritte nella forma:

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_n \mathbf{V}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho_n \mathbf{V})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_n \mathbf{V} \mathbf{V}) = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho_n \mathbf{g} \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho_n c_n T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_n \mathbf{V} c_n T) = \nabla \cdot (k_n \nabla T) \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\rho_n m)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_n \mathbf{V} m) = -\nabla \cdot \mathbf{J}_p, \quad (4)$$

in cui t è il tempo, \mathbf{V} è il vettore velocità, $\boldsymbol{\tau}$ è il tensore degli sforzi, \mathbf{g} è il vettore accelerazione di gravità, \mathbf{J}_p è il flusso di massa delle nanoparticelle, T è la temperatura, m è la concentrazione in massa delle nanoparticelle in sospensione, ρ_n è la densità del nanofluido, c_n è il calore specifico a pressione costante del nanofluido e k_n è la conducibilità termica del nanofluido. Nell'ipotesi che il nanofluido abbia un comportamento Newtoniano – come dimostrato, ad esempio, da (Das, Putra, Thiesen, & Roetzel, 2003), (Prasher, Song, Wang, & Phelan, 2006), (He, et al., 2007), (Chen,

Ding, He, & Tan, 2007) , (Chevalier, Tillement, & Ayela, 2007) e (Cabaleiro, Pastorizia-Gallego, Pinero, & Lugo, 2013) – il tensore degli sforzi assume la forma

$$\boldsymbol{\tau} = -\left(p + \frac{2}{3} \mu_n \nabla \cdot \mathbf{V}\right) \mathbf{I} + \mu_n [\nabla \mathbf{V} + (\nabla \mathbf{V})^t], \quad (5)$$

in cui p è la pressione, μ_n è la viscosità dinamica del nanofluido e \mathbf{I} è il tensore unitario, mentre $(\nabla \mathbf{V})^t$ è la trasposta di $\nabla \mathbf{V}$. Il flusso di massa delle nanoparticelle, \mathbf{J}_p , è dato dalla somma dei termini diffusivi Browniano e termoforetico, che, nell'ipotesi di miscela con bassa concentrazione di fase solida sospesa, è pari a

$$\mathbf{J}_p = -\rho_n \left(D_B \nabla m + D_T \frac{\nabla T}{T} \right), \quad (6)$$

in cui D_B and D_T sono i coefficienti di diffusione Browniana e termoforetica.

Si noti che tra la concentrazione in massa di nanoparticelle in sospensione nel liquido di base, m , e la corrispondente frazione volumetrica, φ , di più largo impiego in letteratura, sussiste la seguente relazione:

$$\rho_s \varphi = \rho_n m, \quad (7)$$

in cui ρ_s è la densità della fase solida sospesa.

Per ciò che riguarda le condizioni al contorno sulle superfici solide di confinamento del dominio di integrazione, oltre alle usuali condizioni di Dirichlet o Neumann per la temperatura e di non slittamento per la velocità, occorre imporre che il flusso di massa delle nanoparticelle sia pari a zero ($\mathbf{J}_p = 0$).

2.2. Coefficienti di diffusione

2.2.1. Diffusione Browniana

Il coefficiente di diffusione Browniana, D_B , è dato dall'equazione di Einstein–Stoke (1905):

$$D_B = \frac{k_b T}{3\pi\mu_f d_p}, \quad (8)$$

in cui $k_b = 1.38066 \times 10^{-23}$ J/K è la costante di Boltzmann, μ_f è la viscosità dinamica del fluido di base e d_p è il diametro delle nanoparticelle in sospensione.

2.2.2. Diffusione per termoforesi

Il coefficiente di diffusione per termoforesi, D_T , è posto nella forma

$$D_T = \beta \frac{\mu_f}{\rho_f} m, \quad (9)$$

in cui ρ_f è la densità del fluido di base e β è il cosiddetto parametro di termoforesi, che, per nanofluidi a base acquosa contenenti particelle di ossidi metallici, può essere calcolato mediante la seguente correlazione proposta da (Corcione, M.; Cianfrini, M.; Quintino, A., 2015) sulla base di 15 serie di misure sperimentali condotte da 3 gruppi di ricerca indipendenti:

$$\beta = \left[(1.5 \times 10^4) (k_s/k_f)^{-3} + 0.9 \right] \cdot \left[-16(\varphi_{av})^{2.35} + 0.0195 \right]. \quad (10)$$

Nella precedente equazione, k_s e k_f sono le conducibilità termiche delle nanoparticelle e del fluido di base, rispettivamente, i cui valori devono essere calcolati alla

temperatura media del nanofluido, T_{av} , mentre ϕ_{av} è la frazione volumetrica media delle nanoparticelle in sospensione.

Nei limiti di validità dell'equazione (10), si può osservare che β diminuisce all'aumentare di ϕ_{av} e del rapporto k_s/k_f , mentre risulta indipendente da d_p .

Gli andamenti del parametro β in funzione di ϕ_{av} ricavati dall'equazione (10) sono riportati in Fig. 1 per diversi valori del rapporto k_s/k_f .

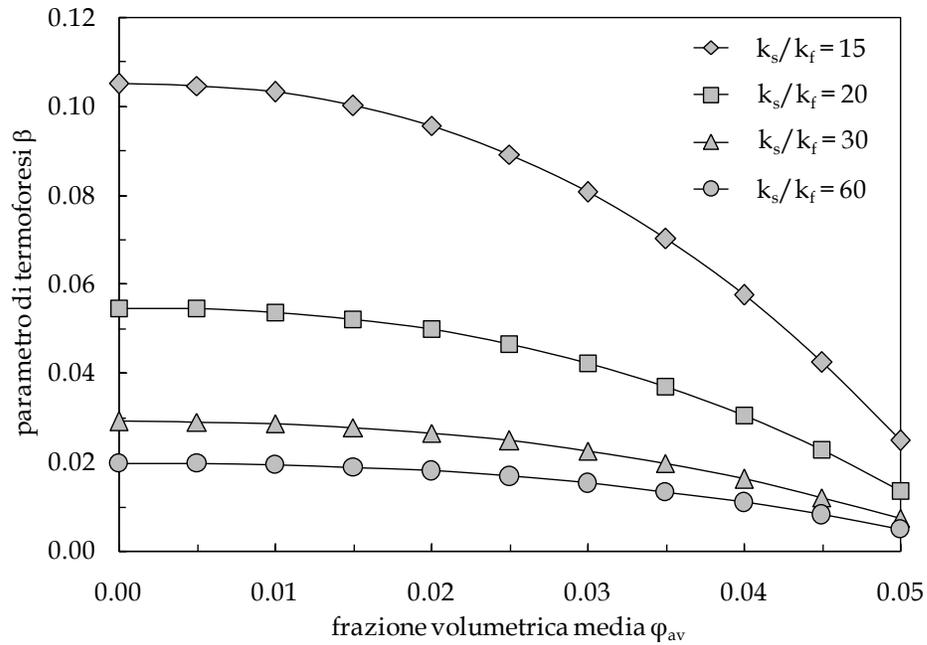


Fig. 1. Andamenti di β in funzione di ϕ_{av} per diversi valori di k_s/k_f .

2.3. Proprietà termofisiche del nanofluido

I nanofluidi sono un nuovo tipo di fluidi per il trasferimento del calore ottenuti da una sospensione di particelle di dimensioni nanometriche in un liquido di base. Il termine nanofluido è stato coniato nel 1995 da (Choi, Zhang, Yu, Lockwood, & Grulke, 2001), il quale ha mostrato come una dispersione uniforme di basse concentrazioni di nanoparticelle in un tradizionale liquido come acqua, olio e glicole etilenico, potrebbe migliorare sensibilmente la sua prestazione termica. Da allora, a causa del loro impatto potenziale su diversi settori industriali, i nanofluidi hanno attratto l'interesse di un numero crescente di scienziati, come chiaramente riflesso dal significativo sforzo di ricerca dedicato a questo argomento.

Uno dei principali risultati che emerge da un'analisi approfondita della letteratura disponibile è che nella maggior parte dei casi i modelli originariamente sviluppati per compositi e miscele con inclusioni di micro-dimensioni e milli-dimensioni,- vale a dire, i modelli sviluppati da (Maxwell, 1954), (Hamilton & Crosser, 1962), e (Davis, 1983) - falliscono drammaticamente nella previsione della conducibilità termica della nanoparticella in sospensione (almeno quando la temperatura del nanofluido è uno o qualche decina di gradi in più rispetto alla temperatura della "stanza"), probabilmente perché tali modelli tradizionali includono solo l'effetto della concentrazione delle nanoparticelle. Questo ha motivato lo sviluppo di un certo numero di nuovi modelli teorici per la valutazione della conducibilità termica efficace dei nanofluidi, i quali tengono conto degli effetti dei fenomeni che si verificano all'interfaccia solido/liquido e/o della convezione di micro-miscelazione causata dal movimento Browniano delle nanoparticelle, per esempio è il caso dei modelli

proposti di (Xue , 2003), (Kumar, et al., 2004), (Koo & Kleinstreuer, 2004), (Jang & Choi, 2004), (Xie, Fuji, & Zhang, 2005), (Patel, et al., 2005), (Ren, Xie, & Cai, 2005), (Prasher, Bhattacharya & Phelan, 2005), (Leong, Yang, & Murshed, 2006), (Prakash & Giannelis, 2007) e (Murshed, Leong, & Yang, 2009).

Tuttavia, questi modelli mostrano grandi discrepanze tra ciascuno all'interno, rappresentando chiaramente una restrizione alla loro applicabilità.

Inoltre, la maggior parte di questi modelli include costanti empiriche di proporzionalità i cui valori erano spesso determinati sulla base di a numero limitato di dati sperimentali o non erano definiti chiaramente. In effetti, il miglioramento della conducibilità termica non è l'unico effetto degno di nota proveniente dalla sospensione di nanoparticelle in un fluido di base. In effetti, si verifica una crescita contemporanea della viscosità dinamica, che potrebbe essere una grave limitazione, sia in termini di un aumento esagerato delle perdite di carico nelle applicazioni di convezione forzata, o in termini di una drastica riduzione del movimento del fluido in situazioni di convezione naturale. Di conseguenza, la possibilità di calcolare la viscosità dinamica efficace di una sospensione di nanoparticelle sembra cruciale per stabilire se il suo utilizzo è effettivamente vantaggioso rispetto al liquido puro di base. Nonostante questo, lasciando da parte le teorie sviluppato tempo fa per le dispersioni colloidali tradizionali di (Brinkman, 1952) di cui le previsioni tipicamente sottostimano la viscosità dinamica di sospensioni di nanoparticelle, solo pochi modelli sono stati recentemente proposti per descrivere il comportamento dei nanofluidi, come quelli sviluppati da (Masoumi, Sohrabi, & Behzadmehr, 2009). In realtà, poiché questi modelli contengono dei fattori di correzione empirici basati su un

numero estremamente piccolo di dati sperimentali, la loro regione di validità è in qualche modo limitata.

Ciò ha motivato la convalida, nella prima fase del mio programma di ricerca, di una coppia di equazioni empiriche facili da applicare per predire l'efficacia termica e meccanica proprietà dei nanofluidi, che corrispondono abbastanza bene ad un numero sufficientemente elevato di dati sperimentali prontamente disponibili in letteratura, le quali possono essere utilmente impiegate per compiti di progettazione dell'ingegneria termica. L'affidabilità di queste correlazioni, sviluppata dal gruppo di ricerca di cui sono entrato a far parte durante il mio percorso di dottorato, è stata testata da analisi comparativa con un numero di relazioni di altri autori e dati sperimentali diversi da quelli utilizzati per generarli, mostrando un soddisfacente grado di accordo.

2.3.1. Conducibilità termica

L'inadeguatezza delle tradizionali teorie del campo nel predire l'efficacia della conducibilità termica dei nanofluidi con un'approssimazione sufficientemente buona, ha motivato lo sviluppo di diversi nuovi modelli.

Il numero di questi modelli assegna un ruolo chiave all'effetto del nanolayer interfacciale, la cui esistenza è stata suggerita da (Choi et al., 2014) usando l'osservazione della stratificazione molecolare in un liquido all'interfaccia solido/liquido, vedi per es. (Xue , 2003), (Xie, Fujii, & Zhang, 2005) e (Leong, Yang, & Murshed, 2006). Il secondo gruppo di modelli comprende due diversi contributi: uno statico e uno dinamico. Il precedente contributo dipende dalla composizione del

nanofluido, mentre quest'ultimo contributo tiene conto dell'effetto della convezione di micro-galleggiamento provocata dal moto browniano delle nanoparticelle, che si presume essere un meccanismo decisivo di vedi per es. (Kumar, et al., 2004), (Koo & Kleinstreuer, 2004), (Jang & Choi, 2004),–trasferimento di energia, (Patel, et al., 2005), (Ren, Xie, & Cai, 2005), (Prasher et al., 2006), (Xuan, Li, & Hu, 2003), (Xue , 2003), (Prakash & Giannelis, 2007), (Murshed, Leong, & Yang, 2009). Si noti che i modelli discussi dai succitati autori considerano anche il ruolo della resistenza interfacciale, il cui effetto di discontinuità della temperatura potrebbe degradare significativamente la prestazione di trasferimento di calore del nanofluido; al contrario, gli effetti combinati della diffusione Browniana, il movimento e il nanolayer interfacciale sono presi in considerazione nei modelli proposti da (Ren, Xie, & Cai, 2005) e (Prakash & Giannelis, 2007), così come da (Murshed, Leong, & Yang, 2009) i cui contributi aggiuntivi considerano anche la chimica delle superfici delle nanoparticelle e il potenziale di interazione. Finalmente, altri modelli prendono in considerazione l'aggregazione di nanoparticelle che causa la percolazione locale, vedi per es. Wang et al., Prasher et al. e Evans et al., inoltre gli effetti della micro-convezione dovuta al movimento browniano delle nanoparticelle sono dovuti all'aggregazione che si verifica tra singole nanoparticelle e/o cluster di nanoparticelle. Vedere per esempio Xuan et al. e Prasher et al.

Authors	Nanofluid	Nanoparticle size	Volume fraction	Temperature
Pak et al.	TiO ₂ + H ₂ O	27 nm	0 – 4.3%	300 K
Masuda et al.	TiO ₂ + H ₂ O	27 nm	0 – 4.3%	305 – 340 K
Lee et al.	CuO + H ₂ O	23.6 nm	0 – 3.4%	294 K
Lee et al.	CuO + EG	23.6 nm	0 – 4.0%	294 K
Lee et al.	Al ₂ O ₃ + H ₂ O	38.4 nm	0 – 4.3%	294 K
Lee et al.	Al ₂ O ₃ + EG	38.4 nm	0 – 5.0%	294 K
Eastman et al.	Cu + EG	10 nm	0 – 0.6%	294 K
Das et al.	CuO + H ₂ O	28.6 nm	0 – 4.0%	294 – 324 K
Das et al.	Al ₂ O ₃ + H ₂ O	38.4 nm	0 – 4.0%	294 – 324 K
Chon et al.	Al ₂ O ₃ + H ₂ O	47 nm	0 – 1.0%	294 – 344 K
Chon et al.	Al ₂ O ₃ + H ₂ O	150 nm	0 – 1.0%	294 – 344 K
Murshed et al.	Al ₂ O ₃ + H ₂ O	80 nm	0 – 1.0%	294 – 334 K
Murshed et al.	Al ₂ O ₃ + EG	80 nm	0 – 5.0%	294 – 334 K
Mintsa et al.	CuO + H ₂ O	29 nm	0 – 10.0%	294 – 313 K

Fig. 2. Dati sperimentali per derivare l'eq. (11) della conducibilità termica.

La conducibilità termica del nanofluido, k_n , può essere calcolata mediante la seguente correlazione sviluppata da Corcione (2011) sulla base di 14 serie di misure sperimentali condotte da 8 gruppi di ricerca indipendenti:

$$\frac{k_n}{k_f} = 1 + 4.4 \text{Re}_p^{0.4} \text{Pr}_f^{0.66} \left(\frac{T}{T_{fr}} \right)^{10} \left(\frac{k_s}{k_f} \right)^{0.03} \phi^{0.66}, \quad (11)$$

in cui Re_p è il numero di Reynolds delle nanoparticelle, Pr_f è in numero di Prandtl del fluido di base, T_{fr} è la temperatura di solidificazione del liquido di base e φ è la frazione volumetrica delle nanoparticelle in sospensione.

Il numero di Reynolds delle nanoparticelle è definito come

$$Re_p = \frac{\rho_f u_p d_p}{\mu_f}, \quad (12)$$

in cui u_p è la velocità del moto Browniano delle nanoparticelle in sospensione, pari al rapporto tra il diametro d_p delle nanoparticelle ed il tempo t_D necessario a coprire tale distanza, il quale, in base a quanto specificato da (Keblinski et al., 2002), è pari a

$$t_D = \frac{d_p^2}{6D_B}, \quad (13)$$

Dove D_B è il coefficiente di diffusione Browniana definito nell'equazione (8).

Pertanto, il numero di Reynolds delle nanoparticelle può essere così calcolato:

$$Re_p = \frac{2\rho_f k_b T}{\pi\mu_f^2 d_p}. \quad (14)$$

Nei limiti di validità dell'equazione (11), si può osservare che il rapporto k_n / k_f aumenta all'aumentare di φ e T ed al diminuire di d_p , mentre dipende poco dal tipo di combinazione solido-liquido.

Gli andamenti del rapporto k_n / k_f in funzione di φ ricavati dall'equazione (11) sono riportati in Fig. 3 per $Al_2O_3 + H_2O$ per diversi valori di d_p e T .

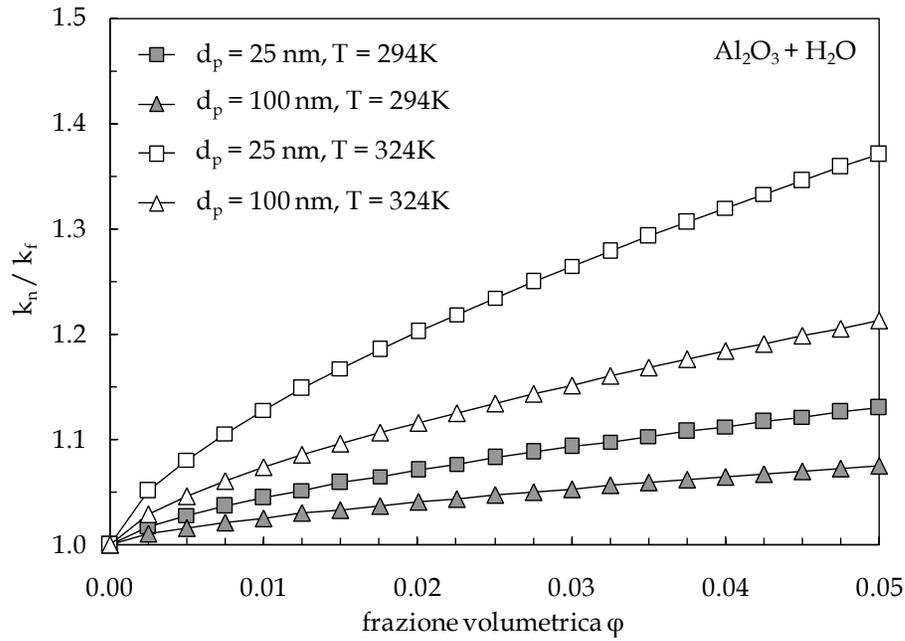


Fig. 3. Andamenti di k_n/k_f in funzione di ϕ per diversi valori di d_p e T .

È evidente si può osservare che il rapporto k_n/k_f aumenta all'aumentare di ϕ e T ed al diminuire di d_p , mentre dipende poco dal tipo di combinazione solido-liquido. Gli andamenti del rapporto k_n/k_f in funzione di ϕ ricavati dall'equazione (11) sono riportati in Fig. 3 per $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{H}_2\text{O}$ per diversi valori di d_p e T . Le distribuzioni di k_n/k_f in funzione di ϕ dimostrano che il grado di fallimento del modello applicato ai nanofluidi aumenta all'aumentare della temperatura e al diminuire della dimensione delle nanoparticelle. Oltre al fatto che l'eq. (11) interpola piuttosto bene un'ampia varietà di dati di letteratura da diverse fonti, infatti la sua affidabilità è testata da un'analisi comparativa con un numero di relazioni di altri autori e dati sperimentali diversi da quelli utilizzati nella generazione della stessa. I

risultati di tale confronto sono mostrati in Fig. 4 e Fig. 5 mostrando un soddisfacente grado di accordo.

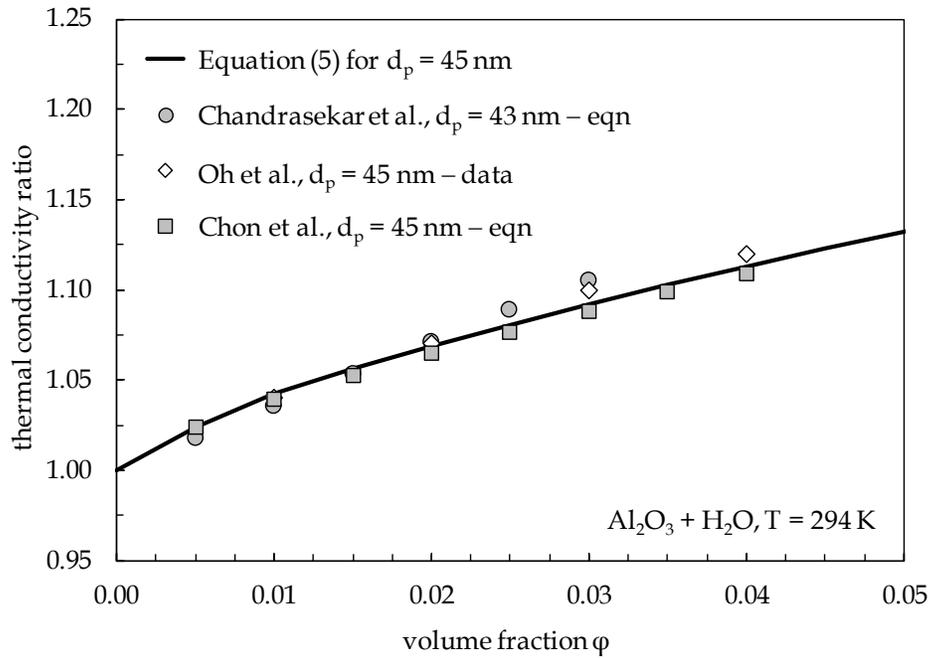


Fig. 4. Confronto tra le previsioni dell'eq. (1.1) per Al_2O_3 ($d_p=45 \text{ nm}$) + H_2O a $T=294 \text{ K}$ e alcuni dati/correlazioni presenti in letteratura.

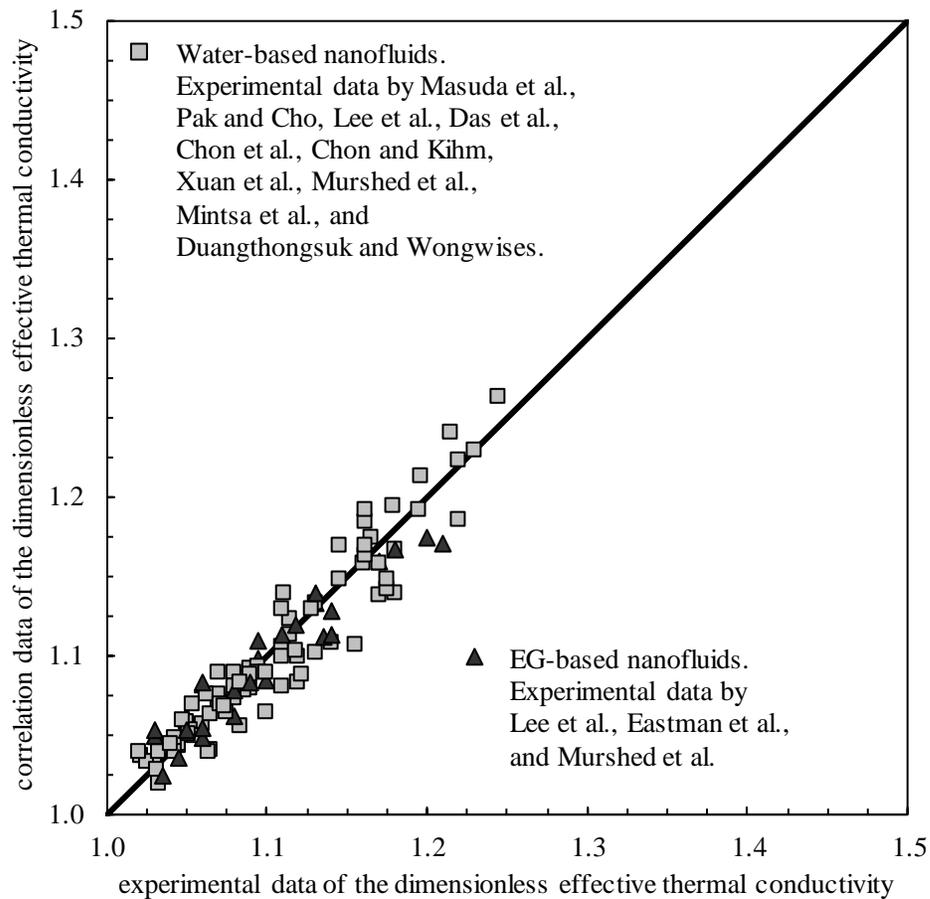


Fig. 5. Confronto tra le previsioni dell'eq. (1.1) per Al_2O_3 ($d_p=45$ nm) + H_2O a $T=294$ K e alcuni dati/correlazioni presenti in letteratura.

2.3.2. Viscosità dinamica

Sebbene le teorie tradizionali trattino in modo significativo la viscosità dinamica efficace dei nanofluidi, solo pochi modelli sono stati recentemente proposti per descrivere il comportamento. Questo è ad es. il caso dei modelli sviluppati da Koo et al. e Masoumi et al. , che spiegano gli effetti del moto browniano delle nanoparticelle sospese e il modello proposto da Ganguly e Chakraborty su cui si basa la cinetica dei fenomeni di agglomerazione - deagglomerazione dovuta all'interazione interparticella. Tuttavia, poiché questi modelli contengono fattori di correzione

empirici basati su numeri estremamente ridotti di dati sperimentali, le loro regioni di validità sono in qualche modo limitato.

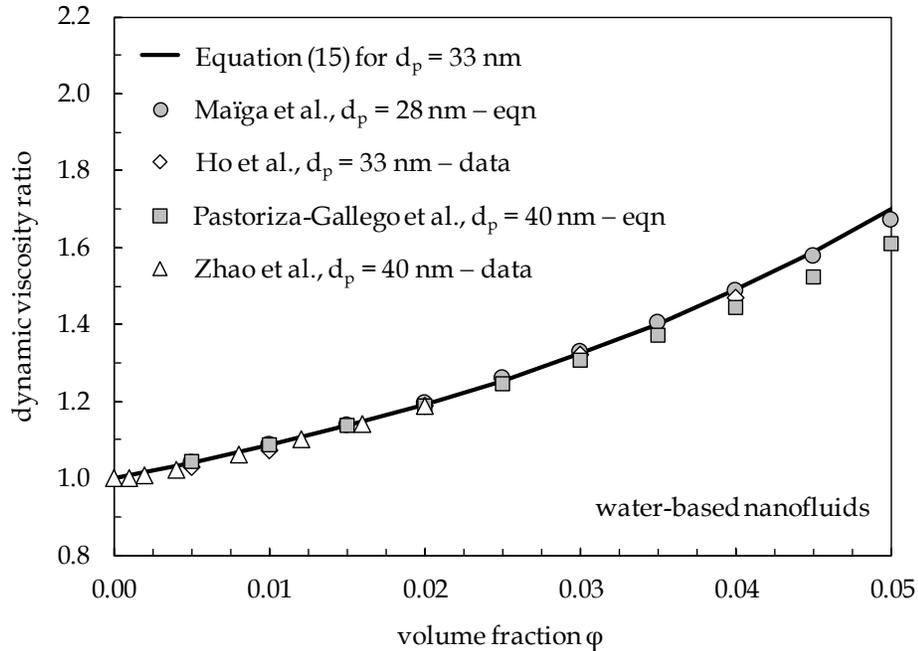


Fig. 6. Confronto tra le previsioni dell'eq. (15) per Al_2O_3 ($d_p = 33 \text{ nm}$) + H_2O e $\phi = 0.01$ – 0.05 e alcune correlazioni disponibili in letteratura

La viscosità dinamica del nanofluido, μ_n , può essere calcolata mediante la seguente correlazione sviluppata da Corcione (2011) sulla base di 14 serie di misure sperimentali eseguite da 10 gruppi di ricerca indipendenti:

$$\frac{\mu_n}{\mu_f} = \frac{1}{1 - 34.87(d_p / d_f)^{-0.3} \phi^{1.03}} \quad (15)$$

Nella precedente equazione (15), d_f è il diametro equivalente della molecola del fluido di base calcolata alla temperatura di riferimento $T_0 = 293 \text{ K}$ in base alla

relazione $M = \rho_{f0}V_mN$, ove M , ρ_{f0} and V_m sono la massa molare, la densità alla temperatura di riferimento T_0 ed il volume molecolare del fluido di base, mentre $N = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ è il numero di Avogadro.

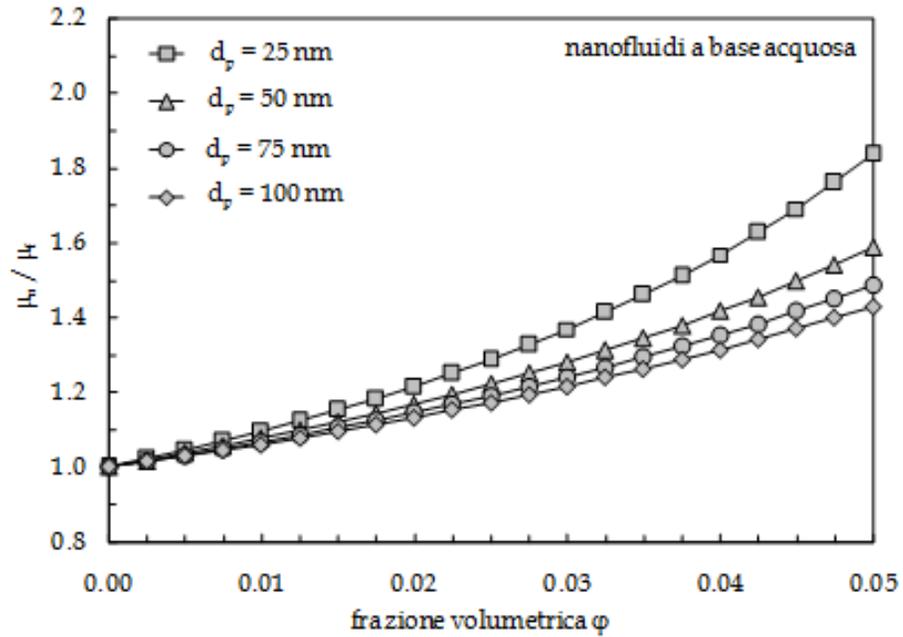


Fig. 7. Andamenti di μ_n/μ_f in funzione di ϕ per diversi valori di d_p .

Esprimendo V_m come $(4/3)\pi(d_f/2)^3$, si ottiene

$$d_f = 0.1 \left[\frac{6M}{N\pi\rho_{f0}} \right]^{1/3} \quad (16)$$

Authors	Nanofluid type	Nanoparticle size	Volume fraction	Temperature
Pak et al.	TiO ₂ + H ₂ O	27 nm	0 – 4.3%	300 K
Chen et al.	TiO ₂ + EG	25 nm	0 – 1.8%	293 – 333 K
Chevalier et al.	SiO ₂ + ethanol	35 nm	0 – 5.0%	294 K
Chevalier et al.	SiO ₂ + ethanol	94 nm	0 – 7.0%	294 K
Chevalier et al.	SiO ₂ + ethanol	190 nm	0 – 5.5%	294 K
Das et al.	Al ₂ O ₃ + H ₂ O	38 nm	0 – 4.0%	293 – 333 K
Prasher et al.	Al ₂ O ₃ + PG	27 nm	0 – 3.0%	303 – 333 K
Prasher et al.	Al ₂ O ₃ + PG	40 nm	0 – 3.0%	303 – 333 K
Prasher et al.	Al ₂ O ₃ + PG	50 nm	0 – 3.0%	303 – 333 K
He et al.	TiO ₂ + H ₂ O	95 nm	0 – 1.2%	295 K
Masuda et al.	TiO ₂ + H ₂ O	27 nm	0 – 4.3%	305 – 340 K
Wang et al.	Al ₂ O ₃ + H ₂ O	28 nm	0 – 6.0%	294 K
Lee et al.	Al ₂ O ₃ + H ₂ O	30 nm	0 – 0.3%	294 – 312 K
Garg et al.	Cu + EG	200 nm	0 – 2.0%	294 K

Fig 8. Dati sperimentali per derivare l'eq. (15) della viscosità dinamica.

Nei limiti di validità dell'equazione (15), si può osservare come il rapporto μ_n / μ_f aumenta all'aumentare di ϕ ed al diminuire di d_p , mentre è indipendente dalla temperatura e dal tipo di combinazione solido-liquido.

Gli andamenti del rapporto μ_n / μ_f in funzione di ϕ ricavati dall'equazione (15) sono riportati in Fig. 7 per nanofluidi a base acquosa per diversi valori di d_p .

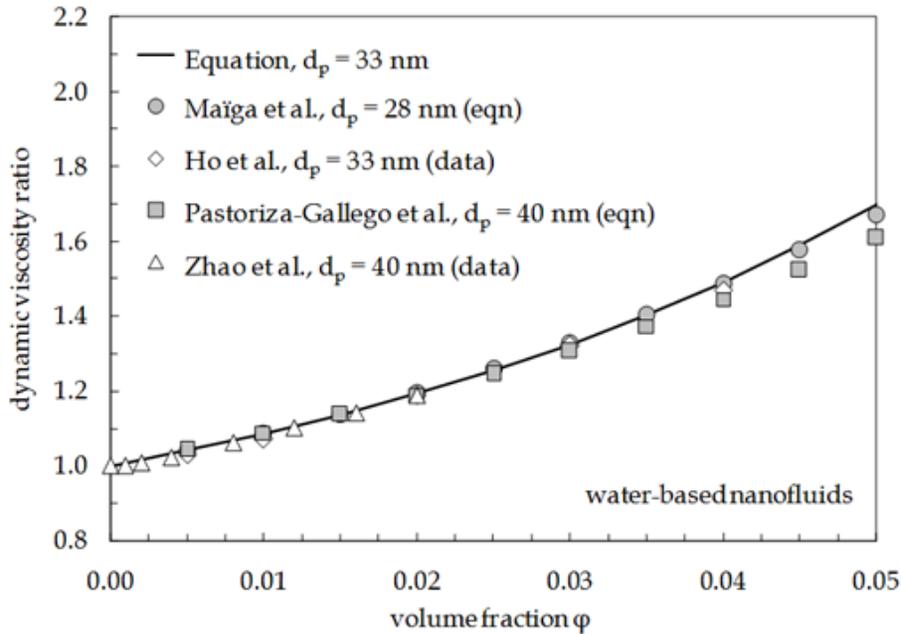


Fig. 9. Confronto tra le previsioni dell'eq. (15) per nanofluidi a base d'acqua contenenti nanoparticelle con $d_p = 33$ nm e alcune correlazioni presenti in letteratura

2.3.3. Densità

La densità del nanofluido, ρ_n , può essere calcolata mediante la tradizionale regola della miscela:

$$\rho_n = (1 - \phi)\rho_f + \phi\rho_s, \quad (17)$$

la cui validità è stata dimostrata sperimentalmente per la prima volta da Pak e Cho (1998).

2.3.4. Calore specifico a pressione costante

Il calore specifico a pressione costante del nanofluido, c_n , può essere calcolato mediante la tradizionale regola della miscela, a partire dalla capacità termica a pressione costante per unità di volume, $(\rho c)_n$, il cui valore è

$$(\rho c)_n = (1 - \varphi)(\rho c)_f + \varphi(\rho c)_s, \quad (18)$$

in cui $(\rho c)_f$ e $(\rho c)_s$ sono le capacità termica a pressione costante per unità di volume del fluido di base e delle nanoparticelle in sospensione. Ne deriva:

$$c_n = \frac{(1 - \varphi)(\rho c)_f + \varphi(\rho c)_s}{(1 - \varphi)\rho_f + \varphi\rho_s}, \quad (19)$$

la cui validità è stata dimostrata sperimentalmente per la prima volta da Zhou e Ni (2008).

Le distribuzioni del rapporto di densità di massa, del rapporto tra i calori specifici a pressione costante, c_n / c_f e del rapporto tra i coefficienti di espansione termica, β_n / β_f , sono tracciate in funzione della frazione di volume di nanoparticelle per es. $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{H}_2\text{O}$ a $T = 309 \text{ K}$, e sono mostrate in figura 10, dove sono rappresentate anche le distribuzioni del rapporto tra le capacità di calore a pressione costante per unità di volume e il rapporto tra i derivati della densità di massa.

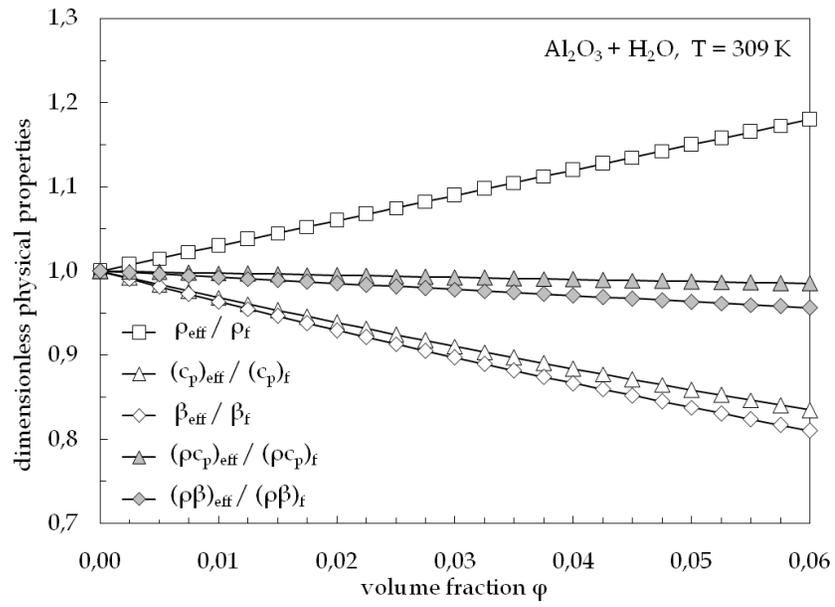


Fig. 10. Distribuzioni tra i rapporti delle altre proprietà in funzione di ϕ per $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{H}_2\text{O}$ e $T = 309 \text{ K}$

3. Studio dello scambio termico in cavità confinate per diverse condizioni al contorno

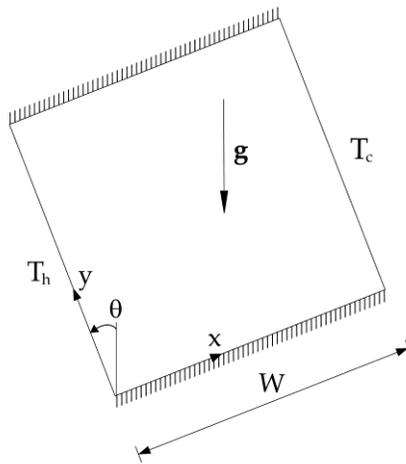
3.1. Definizione della geometria e delle condizioni al contorno

Viene eseguito lo studio numerico del campo termofluidodinamico all'interno di una cavità a sezione quadrata, di lato pari a W , contenente un nanofluido a base acquosa con particelle in sospensione a base di ossido di metallo. Sono esaminate le seguenti configurazioni geometriche e termiche, schematizzate nella figura 11:

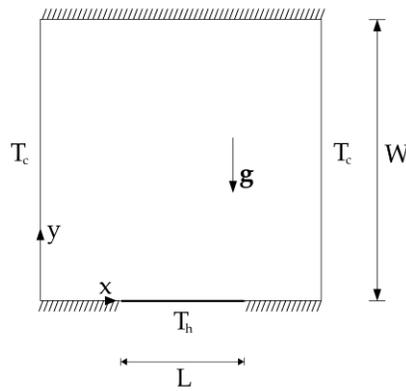
(1) la cavità è riscaldata in modo differenziale su due pareti contrapposte ed è inclinata di un angolo θ rispetto alla gravità in modo che la parete più calda sia rivolta verso l'alto; come illustrato in Fig. (11.1),

(2) la cavità, posta in posizione verticale, è raffreddata su entrambi i lati, con una sorgente di calore discreta di lunghezza L posizionata al centro della parete inferiore; come illustrato in Fig. (11.2).

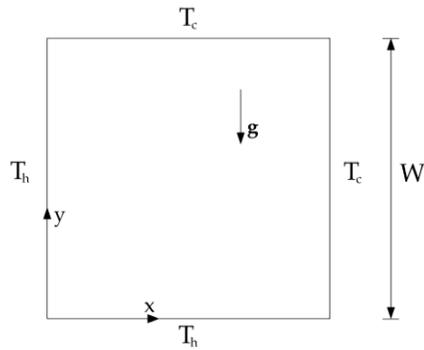
(3) la cavità, in posizione verticale, è riscaldata in modo differenziale ai lati, con la parete inferiore riscaldata a seconda della temperatura del lato caldo e della parete superiore raffreddata alla stessa temperatura del lato freddo; come illustrato in Fig. (11.3).



Configurazione (1)



Configurazione (2)



Configurazione (3)

Fig. 11. Schema della geometria e sistema di coordinate per le configurazioni (1), (2) e (3)

3.2. Procedura di calcolo numerico

Il sistema di equazioni (1)–(4), tenendo conto delle condizioni al contorno ed iniziali prima accennate, è risolto per mezzo di un codice di calcolo alle differenze finite nella formulazione ai volumi di controllo basato sull' algoritmo SIMPLEC (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations Consistent) di accoppiamento pressione-velocità proposto da (Van Doormaal & Raithby, 1984) – a partire dall' algoritmo SIMPLE di (Patankar & Spalding, 1972) – e sullo schema QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics) di interpolazione dei termini convettivi proposto da (Leonard, 1979), sviluppato in proprio e validato dai componenti del gruppo di ricerca sui nanofluidi attivo presso il dipartimento DIAEE di Sapienza Università di Roma.

Il dominio di calcolo è discretizzato utilizzando una griglia non uniforme, con un maggiore infittimento del passo in prossimità delle superfici di confinamento; viceversa, la discretizzazione temporale è assunta uniforme. In particolare, assegnati i valori iniziali delle variabili dipendenti in tutti i punti del dominio di integrazione, ad ogni passo temporale il sistema di equazioni discretizzate in forma algebrica è risolto iterativamente "riga per riga" mediante l'applicazione dell' algoritmo di Thomas ed un adeguato sotto-rilassamento dei valori delle variabili dipendenti fino al raggiungimento della convergenza dei campi di temperatura, velocità e concentrazione, ossia fino a quando in ogni punto del dominio di integrazione le variazioni relative di T , V e m non risultino inferiori a 10^{-7} . La procedura di calcolo si arresta al raggiungimento del regime stazionario, ossia quando la differenza relativa tra i flussi termici in ingresso

ed uscita dalla cavità risulti inferiore a 10^{-6} e, inoltre, in ogni punto del dominio di integrazione le variazioni relative delle derivate temporali di T, V e m risultino inferiori a 10^{-8} .

All'interno di ciascun passo temporale, la soluzione numerica spaziale dei campi di temperatura, velocità e concentrazione viene considerata convergente quando il valore massimo assoluto della sorgente di massa, nonché i relativi cambiamenti delle variabili dipendenti su qualsiasi nodo di rete tra due iterazioni consecutive, sono più piccole dei valori prestabiliti di 10^{-6} e 10^{-7} , rispettivamente. Col passare del tempo, il comportamento dinamico del sistema è seguito dal tracciamento delle traiettorie dello spazio delle fasi delle variabili dipendenti T, U, V e m, in corrispondenza di alcuni nodi di griglia assegnati, cioè, il tracciamento delle distribuzioni delle derivate temporali locali di queste variabili in funzione delle variabili stesse con il tempo come parametro, per visualizzare la tendenza del sistema a raggiungere uno stato stazionario o una soluzione temporizzata. Inoltre, le distribuzioni dei flussi termici in entrata e in uscita nel tempo, con la loro relativa differenza, sono continuamente monitorati per valutare il raggiungimento di una soluzione asintotica.

Ad ogni passo temporale, dopo che la convergenza spaziale sia soddisfacentemente raggiunta, i flussi di calore alle superfici limite riscaldate e raffreddate, $q_h(t)$ e $q_c(t)$, sono ottenute usando le seguenti espressioni:

$$q_h = -(k_n)_h \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (20)$$

$$q_c = -(k_n)_c \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=W} \quad (21)$$

Dove n denota il normale alla superficie, mentre $(k_n)_h$ e $(k_n)_c$ sono i valori della termica effettiva conducibilità alle temperature T_h e T_c , rispettivamente.

I gradienti di temperatura al tempo t sono valutati attraverso un profilo di temperatura del secondo ordine. I corrispondenti flussi termici al tempo t , $Q_h(t)$ e $Q_c(t)$, vengono quindi calcolati integrando le Eq. (20) e (21) lungo la lunghezza delle pareti riscaldate e raffreddate. L'integrazione temporale viene interrotta una volta raggiunta una soluzione asintotica, sia stazionaria che periodica.

Una volta raggiunta la stazionarietà, i flussi termici specifici alle due pareti calda e fredda, q_h e q_c , sono calcolati per mezzo delle relazioni

$$q_h = -(k_n)_h \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (20)$$

$$q_c = -(k_n)_c \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=W} \quad (21)$$

$$Q_h = Q_h(t) \Big|_{t \in \mathbb{Y}}, \quad Q_c = Q_c(t) \Big|_{t \in \mathbb{Y}} \quad (22)$$

Al contrario, quando si raggiunge una soluzione periodica, Q_h e Q_c sono valutati come:

$$Q_h = \frac{1}{W} \dot{Q}_0^w Q_h(t) dt, \quad Q_c = \frac{1}{W} \dot{Q}_0^w Q_c(t) dt \quad (23)$$

Dove Ω è il periodo di oscillazione calcolato dalla soluzione algoritmo.

D'altra parte, sia per flussi stazionari che periodici soluzioni la seguente relazione vale:

$$Q_h = -Q_c = Q \quad (24)$$

Una volta raggiunta la stazionarietà, i flussi termici specifici alle due pareti calda e fredda, q_h e q_c , sono calcolati per mezzo delle relazioni

$$q_h = -(k_n)_h \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (20)$$

$$q_c = -(k_n)_c \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=W} \quad (21)$$

ove $(k_n)_h$ e $(k_n)_c$ sono i valori della conducibilità termica del nanofluido calcolati alle temperature T_h e T_c delle due pareti, mentre i gradienti di temperatura alle pareti sono calcolati utilizzando un profilo di temperatura del secondo ordine.

I flussi termici in ingresso ed uscita dalla cavità, Q_h e Q_c , sono quindi calcolati come:

$$Q_h = \int_0^W -(k_n)_h \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} dy \quad (22)$$

$$Q_c = \int_0^W -(k_n)_c \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=W} dy, \quad (23)$$

in cui gli integrali sono risolti numericamente per mezzo della regola dei trapezi.

Ovviamente, poichè in condizioni di regime stazionario i flussi termici in ingresso ed uscita dalla cavità sono uguali, si può porre $Q_h = -Q_c = Q$.

Prima di iniziare l'indagine numerica sistematica oggetto del presente lavoro di tesi, è stato condotto uno studio di indipendenza dei risultati dalla discretizzazione spaziale

e temporale adottata, per diverse combinazioni dei cinque parametri indipendenti di controllo m_{av} , d_p , T_c , T_h e W . In particolare, la temperatura media del nanofluido, $T_{av} = (T_h + T_c)/2$, e la differenza di temperatura tra due pareti verticali contrapposte, ΔT , sono state usate come variabili indipendenti in luogo di T_c e T_h . Inoltre, la frazione volumetrica media delle nanoparticelle in sospensione, ϕ_{av} , è stata usata come variabile indipendente in luogo di m_{av} , grazie alla seguente relazione tra di esse esistente, ricavata dalla combinazione delle equazioni (7) e (17):

$$\phi_{av} = \left[\left(\frac{1}{m_{av}} - 1 \right) \frac{\rho_s}{\rho_f} + 1 \right]^{-1}, \quad (24)$$

in cui i valori delle densità ρ_s and ρ_f sono calcolati alla temperatura media T_{av} .

In dettaglio, le discretizzazioni spazio-temporali utilizzate per i calcoli sono state scelte in modo tale che ulteriori infittimenti del passo non producessero apprezzabili modifiche né dello scambio termico attraverso la cavità, né dei campi di temperatura, velocità e frazione volumetrica. Numeri tipici di punti nodali utilizzati per le simulazioni numeriche condotte sono compresi tra 200×200 e 260×260 , mentre valori tipici del passo temporale sono compresi tra 10^{-3} s e 10^{-2} s.

Sono presentati nelle tabelle 1 e 2 i risultati della griglia e le analisi della sensibilità temporale condotte per le tre configurazioni esaminate utilizzando $Al_2O_3 + H_2O$, assumendo per Al_2O_3 le stesse proprietà fisiche specificate da (Ögüt, 2009).

Infine, con lo scopo di convalidare il codice numerico utilizzati per il presente studio, sono stati effettuati quattro test.

Nel primo test, le soluzioni stazionarie ottenute per unà cavità quadrata verticale piena d'aria riscaldata in modo differenziale ai lati, assumendo $m_{av} = 0$ e proprietà fisiche costanti, sono stati confrontati con le soluzioni di riferimento di (de Vahl Davis, 1983).

Nel secondo test, i valori medi di Nusselt, calcolati numericamente in regime stazionario per cavità quadrate verticali, utilizzando un numero di Prandtl $Pr = 7$ (corrispondente all'acqua a $T_{av} = 293$ K) e un numero di Rayleigh $Ra = 103.5 \times 10^7$ (calcolato usando una T fissa = 20 K), assumendo nuovamente $m_{av} = 0$, sono stati confrontati con i dati della Correlazione di Berkovsky-Polevikov basata su dati sperimentali e numerici di convezione naturale laminare in cavità rettangolari, (aspect-ratio vicino all'unità), verticali riscaldate e raffreddate lateralmente - vedi ad es. (Bejan, 2004) e (Incropera, Dewitt, Bergman, & Lavine, 2007).

Nel terzo test, le soluzioni stazionarie, al termine dello stato transitorio, calcolate per la convezione naturale laminare doppia diffusiva che si verifica in una cavità quadrata riempita con liquidi bifase, aventi proprietà fisiche costanti, soggette a un gradiente di temperatura orizzontale e a un gradiente di concentrazione, sono state confrontate con i risultati numerici di (Béghein, Haghigat, & Allard, 1992), (Gobin & Bennacer, 1996), e (R. Bennacer and D. Gobin, 1996). Nel quarto test, il codice computazionale, incluse le correlazioni empiriche riportate nelle Eq. (10) - (12), è stato impiegato per riprodurre numericamente dieci serie di esperimenti eseguiti su cavità rettangolari riscaldate lateralmente con temperature differenti: Putra et al., per $\theta = 0$ gradi, usando $Al_2O_3 + H_2O$ con $\phi_{av} = 0,01$ e $0,04$; Chang et al., per $\theta = 0$ gradi e

60 gradi, utilizzando $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{H}_2\text{O}$ with $\phi_{\text{av}} = 0,0131$ e $0,0272$; Hu et al., per $\theta = 0$ gradi, usando $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{H}_2\text{O}$ con $\phi_{\text{av}} = 0,0025$ e $0,0077$; e Wen and Ding, per $\theta = 90$ deg, utilizzando $\text{TiO}_2 + \text{H}_2\text{O}$ con $\phi_{\text{av}} = 0,00356$ e $0,006$. E' stato ottenuto un buon grado di accordo tra i nostri risultati numerici e i dati della letteratura in qualsiasi test di convalida effettuato, come ad esempio potete vedere per il quarto test nelle figure 12 e 13, in cui le soluzioni numeriche ottenute rappresentano il rapporto tra i valori medi di Nusselt del nanofluido e del fluido puro di base, $\text{Nu}_n / \text{Nu}_f$, in funzione del numero di Rayleigh del nanofluido. Una selezione di dati ottenuti dimostra l'indipendenza dei risultati dalla discretizzazione spazio-temporale, come riportato nelle Tabelle dalla 1 alla 4 per Al_2O_3 ($d_p = 33 \text{ nm}$) + H_2O .

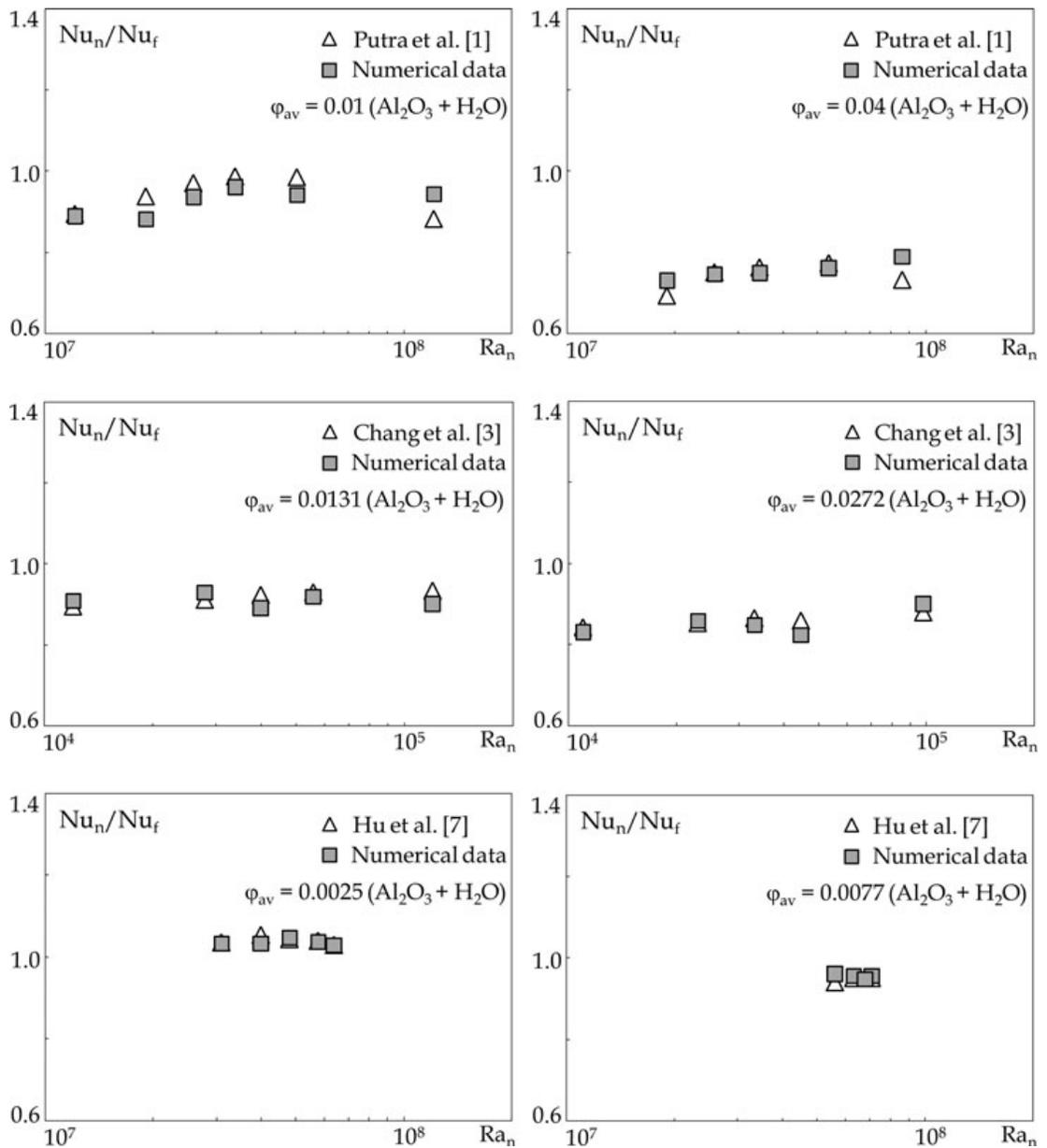


Fig. 12. Confronti tra i valori numerici ottenuti per Nu_n / Nu_f e i corrispondenti dati sperimentali di Putra et al., Chang et al. e Hu et al. per $Al_2O_3 + H_2O$ cavità verticali riscaldate diversamente.

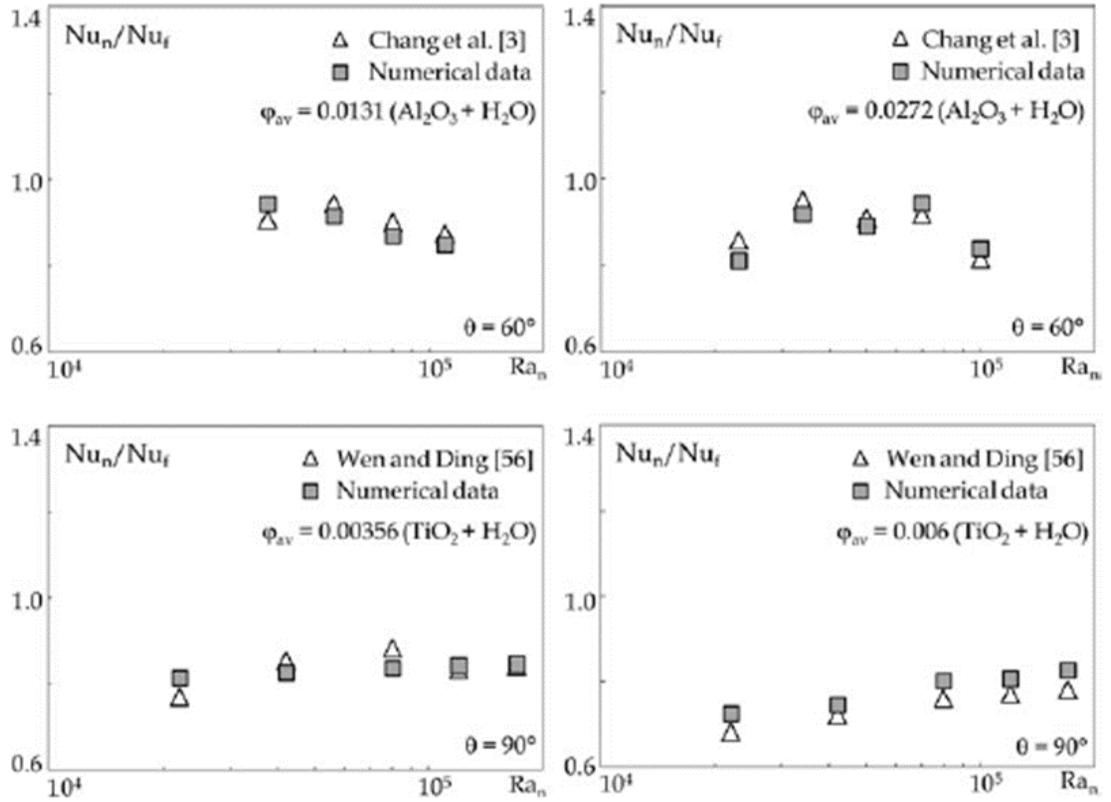


Fig. 13. Confronti tra i valori numerici ottenuti per Nu_n / Nu_f e i corrispondenti dati sperimentali di Chang et al. per $Al_2O_3 + H_2O$ e Wen e Ding per $TiO_2 + H_2O$ in cavità inclinate e orizzontali diversamente riscaldate.

Tabella 1 – Analisi della discretizzazione spaziale: $Al_2O_3 + H_2O$, $d_p = 33$ nm, $\phi_{av} = 0.01$, $T_{av} = 300$ K, $\Delta T = 10$ K e $\Delta t = 5 \times 10^{-3}$ s

W (m)	Griglia	Q_h (W)	ϕ_{max}	ϕ_{min}	$U_{max} \times 10^3$ (m/s)	$V_{max} \times 10^3$ (m/s)
0.025	120 x 120	71.78	0.02200	0.00492	0.730	2.410
	140 x 140	72.53	0.02460	0.00426	0.690	2.134
	160 x 160	72.95	0.02570	0.00401	0.670	1.960
	180 x 180	73.00	0.02590	0.00398	0.664	1.95
0.080	200 x 200	187.05	0.02280	0.00543	0.689	3.512
	220 x 220	191.23	0.02370	0.00489	0.712	3.690
	240 x 240	194.42	0.02430	0.00457	0.721	3.785
	260 x 260	195.50	0.02450	0.00453	0.728	3.810

Tabella 2. Analisi di sensibilità della griglia per CuO + H₂O, $\theta = 60$ deg, $d_p = 50$ nm, $\phi_{av} = 0.01$, $W = 0.04$ m, e $\Delta t = 5 \times 10^{-3}$ s.

T _{av} (K)	ϕ_{av}	Mesh size	$\Delta t = 5 \times 10^{-3}$ s				$\Delta t = 10^{-3}$ s				$\Delta t = 10^{-2}$ s			
			C(1)		C(2)		C(3)		C(1)		C(2)		C(3)	
			Q _{nh} (W)	%	ΔQ_{nh} (W)	%	Q _{nh} (W)	%	ΔQ_{nh} (W)	%	Q _{nh} (W)	%	ΔQ_{nh} (W)	%
310	0,02	140 x 140	106,67	-	5,56	-	110,67	-	4,83	-	191,66	-	28,06	-
		160 x 160	109,03	2,21	5,66	1,87	114,23	3,21	4,93	2,07	197,20	2,89	28,53	1,68
		180 x 180	110,81	1,63	5,73	1,31	117,15	2,56	5,02	1,65	201,30	2,08	28,93	1,43
		200 x 200	111,67	0,78	5,79	0,98	118,72	1,34	5,08	1,21	204,84	1,76	29,25	1,09
		220 x 220	-	-	-	-	119,23	0,43	5,12	0,87	206,44	0,78	29,49	0,82
		240 x 240	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
310	0,04	160 x 160	101,73	-	4,67	-	109,54	-	4,08	-	189,30	-	25,23	-
		180 x 180	103,88	2,12	4,74	1,56	113,09	3,24	4,16	1,98	194,53	2,76	25,82	2,32
		200 x 200	105,70	1,75	4,80	1,32	115,99	2,56	4,23	1,65	198,55	2,07	26,26	1,72
		220 x 220	106,84	1,08	4,85	0,98	118,27	1,97	4,28	1,23	202,01	1,74	26,64	1,45
		240 x 240	107,29	0,42	4,88	0,65	119,60	1,12	4,32	0,87	204,45	1,21	26,92	1,02
		260 x 260	-	-	-	-	120,34	0,62	4,34	0,54	206,17	0,84	27,12	0,76
330	0,04	160 x 160	133,93	-	5,46	-	143,09	-	4,77	-	252,15	-	28,58	-
		180 x 180	139,46	4,13	5,61	2,87	148,26	3,61	4,93	3,41	260,07	3,14	29,53	3,32
		200 x 200	144,40	3,54	5,73	2,11	152,65	2,96	5,08	2,97	266,96	2,65	30,35	2,79
		220 x 220	148,29	2,69	5,83	1,78	155,32	1,75	5,18	2,14	272,14	1,94	31,00	2,15
		240 x 240	150,30	1,36	5,91	1,31	157,07	1,13	5,27	1,62	275,70	1,31	31,48	1,54
		260 x 260	151,70	0,93	5,96	0,86	158,25	0,75	5,32	0,98	278,10	0,87	31,76	0,89

Tabella 3. Analisi di sensibilità del time-step per CuO + H₂O, $\theta = 60$ deg, $d_p = 50$ nm, $\phi_{av} = 0.03$, $W = 0.04$ m, $T_{av} = 305$ K, e $\Delta T = 10$ K

Mesh size	Δt (s)	C(1)				C(2)				C(3)		
		Q_{nh} (W)	%	ΔQ_{nh} (W)	%	Q_{nh} (W)	%	ΔQ_{nh} (W)	%	Q_{nh} (W)	%	ΔQ_{nh} (W)
260 x 260	10^{-1}	146,17	-	5,72	-	147,60	-	5,09342	-	271,20	-	31,22
	5×10^{-2}	148,74	1,76	5,83	1,85	151,70	2,78	5,17746	1,65	275,43	1,56	31,63
	10^{-2}	150,69	1,31	5,91	1,34	154,81	2,05	5,24581	1,32	278,10	0,97	31,76
	5×10^{-3}	151,70	0,67	5,96	0,92	157,03	1,43	5,29617	0,96	-	-	-
	10^{-3}	-	-	-	-	158,25	0,78	5,32	0,45	-	-	-

Tabella 4 – Analisi della discretizzazione spaziale: Al₂O₃ + H₂O, $d_p = 33$ nm, $W = 0.08$ m, $T_{av} = 300$ K, $\Delta T = 10$ K e $\Delta t = 5 \times 10^{-3}$ s.

ϕ_{av}	Griglia	Q_h (W)	ϕ_{max}	ϕ_{min}	$U_{max} \times 10^3$ (m/s)	$V_{max} \times 10^3$ (m/s)
0.01	200 x 200	187.05	0.02280	0.00543	0.689	3.512
	220 x 220	191.23	0.02370	0.00489	0.712	3.690
	240 x 240	194.42	0.02430	0.00457	0.721	3.785
	260 x 260	195.50	0.02450	0.00453	0.728	3.810
0.03	200 x 200	179.48	0.07300	0.01050	0.650	3.689
	220 x 220	184.35	0.06230	0.01280	0.674	4.034
	240 x 240	187.52	0.05790	0.01380	0.683	4.209
	260 x 260	188.40	0.05740	0.01390	0.689	4.250

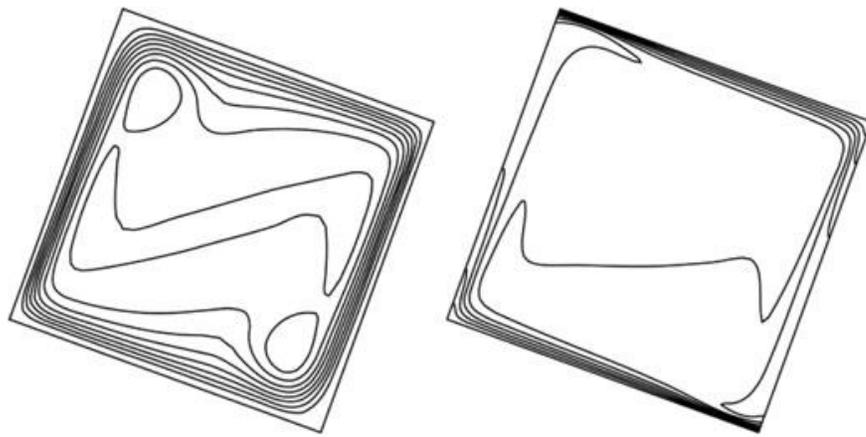
4. Risultati e discussione dello studio del comportamento in cavità confinate per diverse condizioni al contorno

4.1. Risultati locali

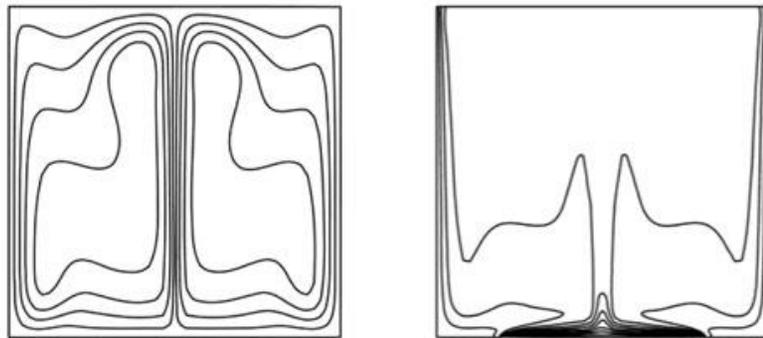
Le simulazioni numeriche sono state eseguite usando $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{H}_2\text{O}$, per diversi valori di:

- Frazione volumetrica media della fase solida, ϕ_{av} , nell'intervallo tra 0 e 0,04
- Temperatura media, T_{av} , nell'intervallo tra 310 K e 330 K

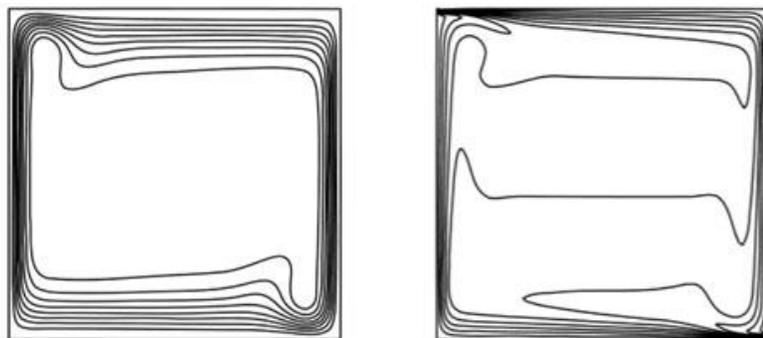
Per tutte le configurazioni esaminate, il diametro medio delle nanoparticelle, d_p , è 25 nm, la differenza di temperatura imposta attraverso la cavità, T , è 10 K e la larghezza della cavità, W , è 0,04 m. Inoltre, per la prima configurazione l'angolo di inclinazione della cavità rispetto alla gravità, θ , è fissato a 70 gradi, mentre per la seconda configurazione il rapporto tra la lunghezza della parte riscaldata e la larghezza della cavità, L / W , è fissata a 0,6. In particolare, questi valori sono stati selezionati per garantire una competizione tra la spinta dovuta al gradiente termico e la spinta dovuta al gradiente di concentrazione abbastanza forte da determinare un flusso periodico facilmente rilevabile.



Configuration (1)



Configuration (2)



Configuration (3)

Fig. 14. Configurazioni (1), (2) e (3) –Modello monofase. Distribuzione temporale asintotica delle linee di circolazione ed isoterme per $\phi_{av} = 0.02$, and $T_{av} = 310$ K

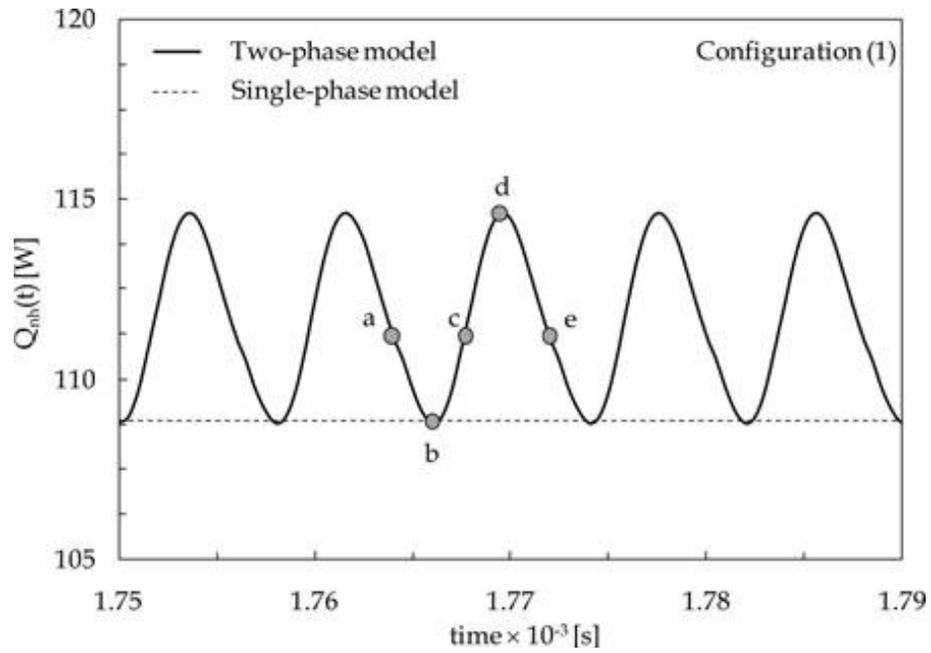


Fig. 15. Configurazione (1)–Modello Bifase. Distribuzione temporale asintotica del trasferimento di calore $Q_{nh}(t)$ per $\phi_{av} = 0.02$ e $T_{av} = 310$ K.

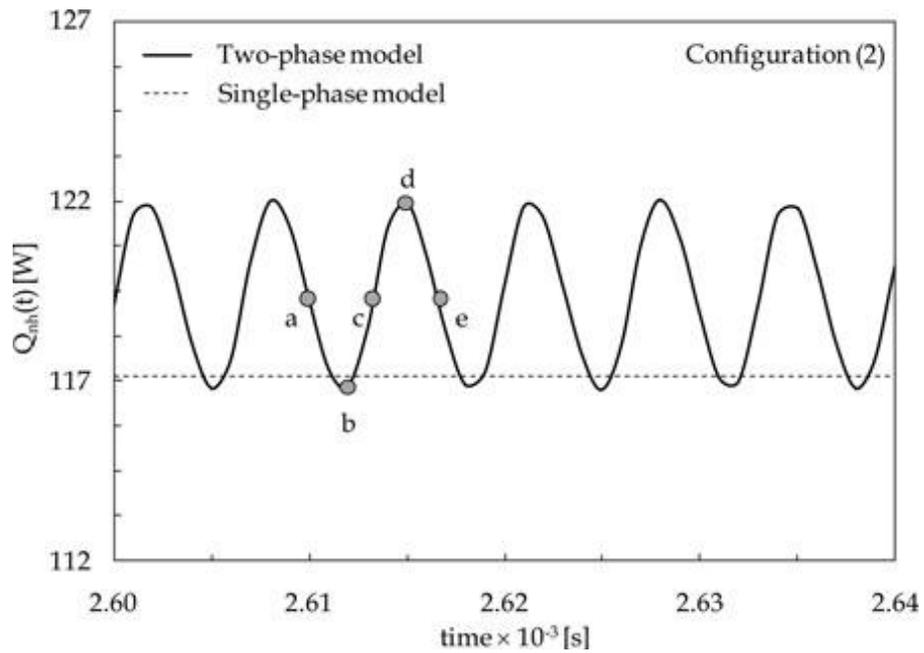


Fig. 16. Configurazione (2)–Modello Bifase. Distribuzione temporale asintotica del trasferimento di calore $Q_{nh}(t)$ per $\phi_{av} = 0.02$ e $T_{av} = 310$ K.

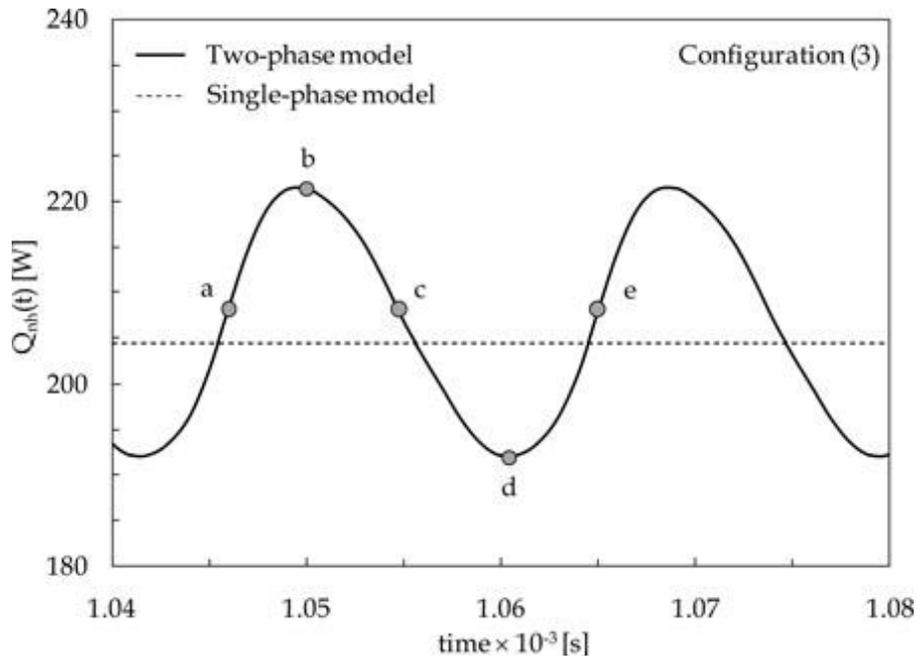


Fig. 17. Configurazione (3)–Modello Bifase. Distribuzione temporale asintotica del trasferimento di calore $Q_{nh}(t)$ per $\phi_{av} = 0.02$ e $T_{av} = 310$ K.

Per ogni configurazione studiata, sono riportati in Figura 14 risultati tipici locali ottenuti utilizzando l'approccio monofase, dove la linea retta tratteggiata, rappresentante della soluzione asintotica di regime stazionario, e le linee isoterme sono tracciate per $T_{av} = 310$ K e $\phi_{av} = 0.02$, mostrando il raggiungimento dello stato stazionario. Al contrario, quando il comportamento dei nanofluidi viene analizzato con il modello bifase, si ottiene una soluzione periodica, come mostrato nelle Fig. 15-17, dove la distribuzione temporale asintotica del flusso termico sulla superficie riscaldata, $Q_{nh}(t)$, viene visualizzata di nuovo per $T_{av} = 310$ K e $\phi_{av} = 0.02$ insieme alla soluzione ottenuta utilizzando l'approccio monofase, rappresentata a scopo di confronto utilizzando una linea tratteggiata. Le corrispondenti evoluzioni temporali

asintotiche delle linee di corrente e delle isoterme sono mostrate nelle Fig. 18 – 20 attraverso cinque immagini istantanee relative ai punti (a) - (e) indicate nelle figure 15-17, che coprono un periodo di oscillazione, i cui valori correlati di $Q_{nh}(t)$ possono essere letti direttamente nelle figure 15-17. È evidente che le perturbazioni pulsanti del flusso avvengono come conseguenza delle intense forze di galleggiamento causate dal gradiente di concentrazione locali che provengono dalla distribuzione non uniforme delle nanoparticelle nel liquido di base. Di conseguenza, una sequenza di espansioni e compressioni delle isoterme si alternano lungo le pareti riscaldate e raffreddate della cavità, ragione per cui si riscontra una periodicità nel flusso termico, la cui ampiezza di oscillazione è dell'ordine del 5-15% del valore medio. Soluzioni simili sono generalmente riscontrate per altre temperature studiate e altre frazioni volumetriche, con un'ampiezza di oscillazione che dipende molto poco da T_{av} e ha un picco moderato a valori intermedi di ϕ_{av} , con un periodo di oscillazione che tende a diminuire con l'aumentare di T_{av} ed è quasi indipendente da ϕ_{av} . Tutto questo sottolinea l'importanza della formulazione bifase del problema in regime transitorio per descrivere correttamente il comportamento reale del nanofluido e determinare correttamente la sua prestazione termica. Si noti che le fluttuazioni sono state osservate in una cavità riempita con nanofluidi durante gli esperimenti eseguiti su una cavità inclinata di 60 gradi da Chang et al. il quale, in una serie di situazioni, ha osservato oscillazioni marcate, che, dal momento che il liquido di base presenta un comportamento costante nelle stesse condizioni visualizzate, sono state attribuite ad una concentrazione non uniforme della fase solida dispersa.

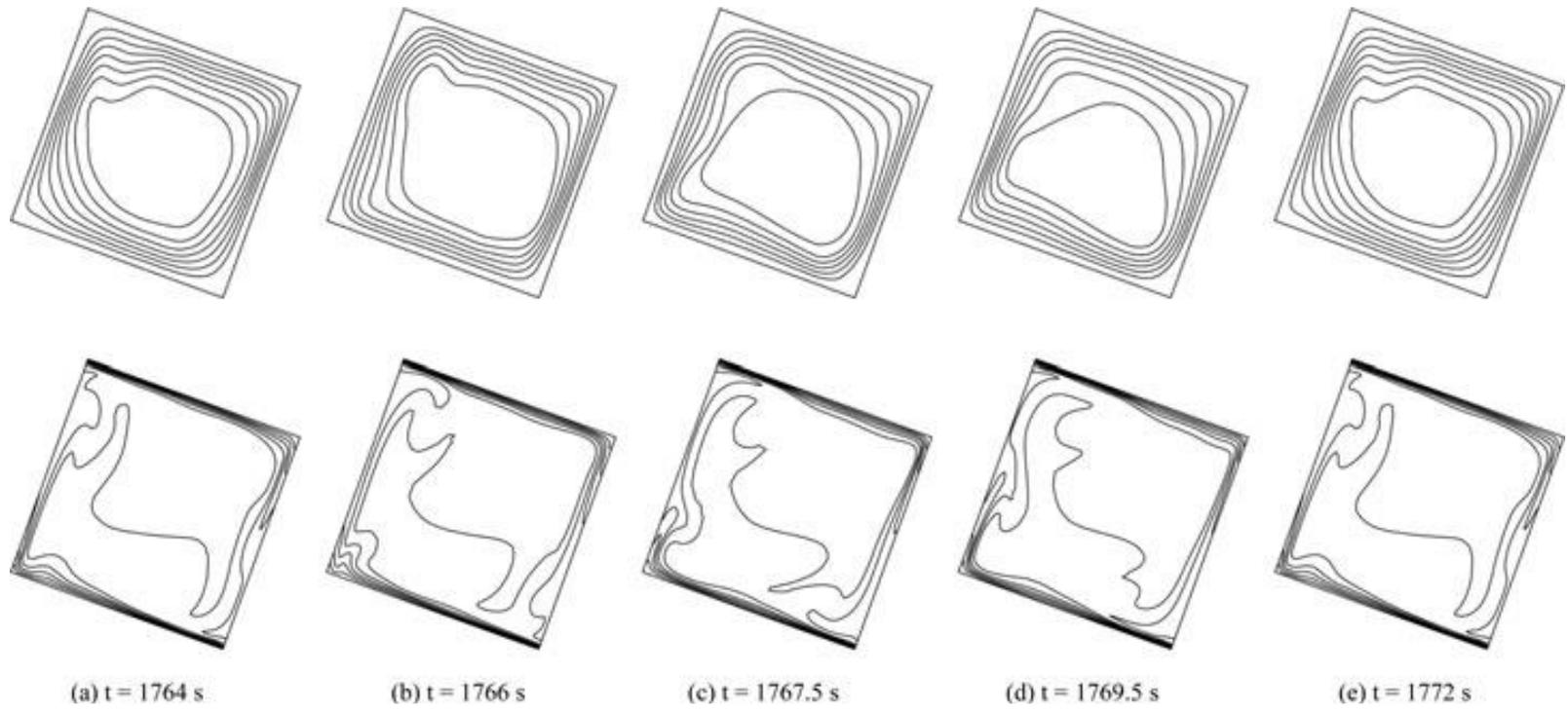


Fig. 18. Configurazione (1) -Modello Bifase. Distribuzione temporale asintotica delle linee di circolazione ed isoterme durante un periodo di oscillazione per $\phi_{av} = 0.02$ e $T_{av} = 310 \text{ K}$.

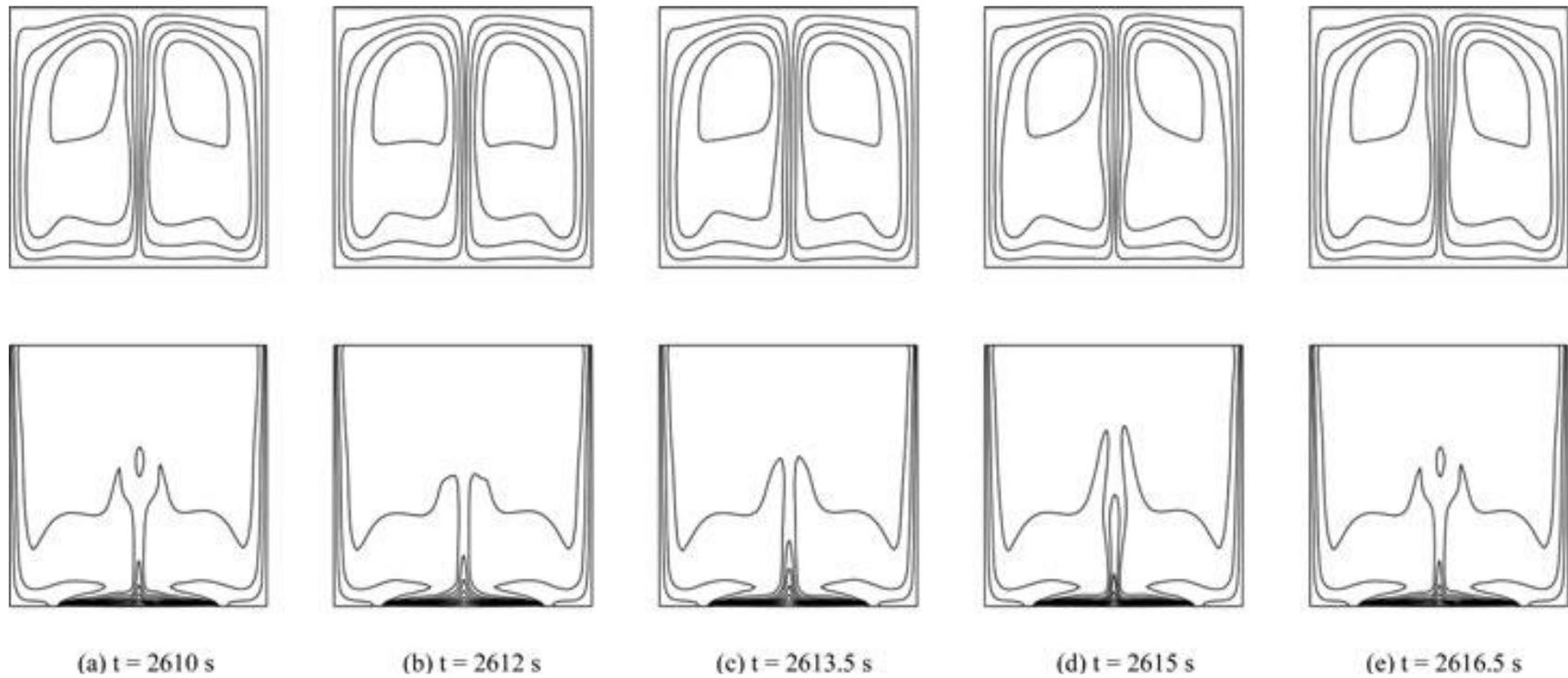


Fig. 19. Configurazione (2)-Modello Bifase. Distribuzione temporale asintotica delle linee di circolazione ed isoterme durante un periodo di oscillazione per $\phi_{av} = 0.02$ e $T_{av} = 310 \text{ K}$.

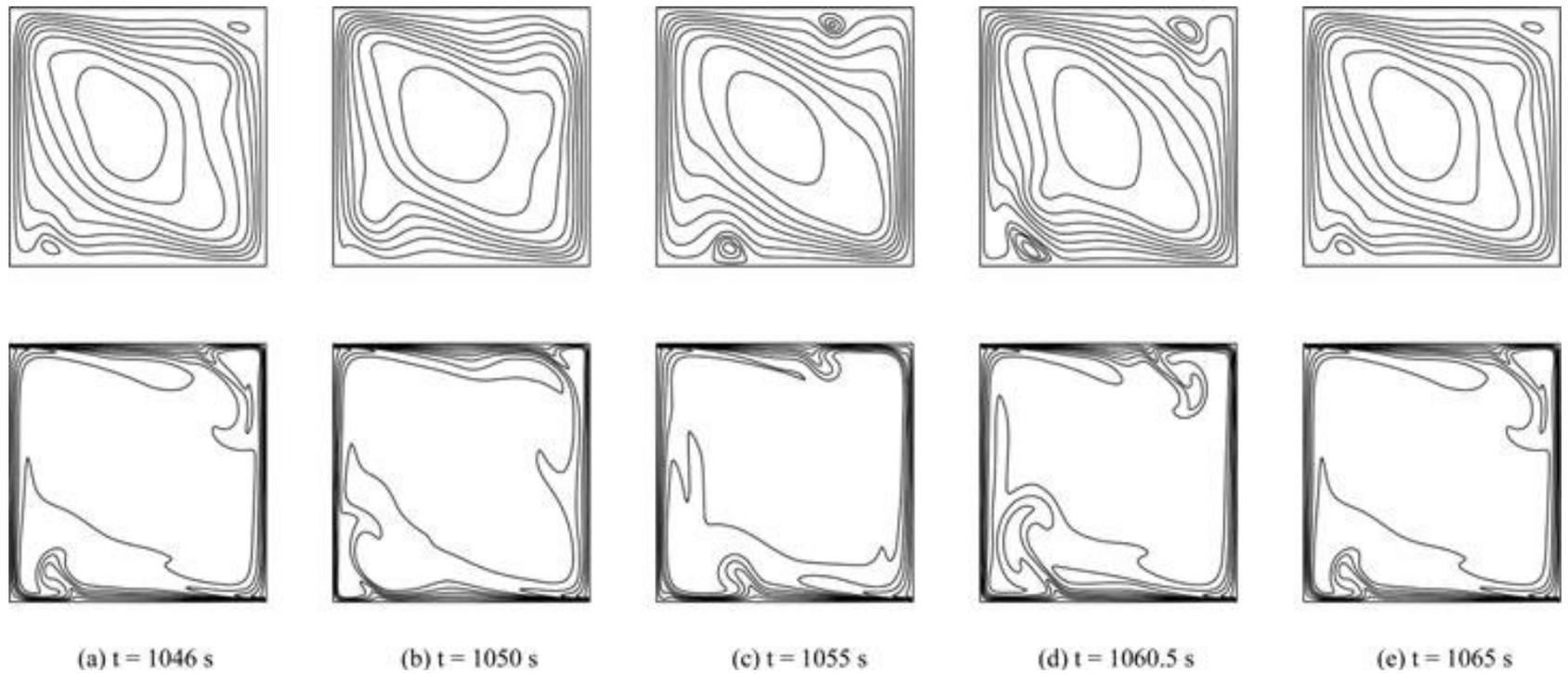


Fig. 20. Configurazione (3) -Modello Bifase. Distribuzione temporale asintotica delle linee di circolazione ed isoterme durante un periodo di oscillazione per $\phi_{av} = 0.02$ e $T_{av} = 310 \text{ K}$

4.2. Risultati globali

Per quanto riguarda i risultati globali, gli effetti della dispersione di nanoparticelle nel liquido di base sono brevemente illustrati nelle figure 7-9 in cui le distribuzioni del rapporto tra i flussi termici attraverso il nanofluido e il fluido di base puro, Q_n / Q_f , calcolate usando l'approccio monofase e l'approccio bifase, sono tracciate in funzione della frazione volumetrica media ϕ_{av} per $T_{av} = 310$ K e 330 K (di cui i corrispondenti numeri di Rayleigh sono dell'ordine di $10^7 - 4 \times 10^7$). Si può vedere che, per qualsiasi configurazione esaminata, l'aggiunta di nanoparticelle al fluido di base comporta un miglioramento delle prestazioni di scambio termico, la cui entità viene sistematicamente sottostimata quando viene utilizzato l'approccio monofase: minore è la temperatura media del nanofluido, maggiore è la percentuale di sottostima della valutazione. Infatti, per via delle Eqs. (6), (8), (9) e (10), gli effetti della diffusione termoforetica diminuiscono all'aumentare della temperatura, mentre quelli della diffusione Browniana aumentano con l'aumentare della temperatura, il che porta ad un flusso di massa inferiore delle nanoparticelle sospese dalle porzioni calde alle porzioni fredde della cavità e quindi ad una conseguente distribuzione più uniforme della fase solida sospesa, che si traduce in una minore forza di galleggiamento dovuta ai gradienti di concentrazione. Inoltre, l'incremento delle prestazioni con la temperatura T_{av} , attribuibile al fatto che, all'aumentare della temperatura media del nanofluido, gli effetti della diffusione termoforetica si riducono, mentre quelli della diffusione Browniana aumentano, comportano, nell'insieme, una minore migrazione di nanoparticelle verso le zone fredde della cavità e quindi, in definitiva, una minore disuniformità della frazione volumetrica delle nanoparticelle in sospensione nel

liquido di base. Occorre infatti considerare che nelle configurazioni studiate il moto relativo esistente tra fase solida sospesa e liquido di base è la risultante dei due fenomeni diffusivi prima citati: la diffusione termoforetica, che avviene nel verso dei gradienti negativi di temperatura, e la diffusione Browniana, che, avvenendo nel verso dei gradienti negativi di concentrazione, tende a mitigarne gli effetti. In base all'equazione (6) – che esprime il flusso di massa delle nanoparticelle \mathbf{J}_p –, il termine che tiene conto del primo fenomeno è proporzionale a $D_T \nabla T / T$ e, quindi, tenendo conto della sostanziale indipendenza di D_T dalla temperatura in base alla combinazione delle equazioni (9) e (10), è inversamente proporzionale a T ; viceversa, il termine che tiene conto del secondo fenomeno è proporzionale a $D_B \nabla m$ e, quindi, in base all'equazione (8), è direttamente proporzionale a T , per quanto, a fronte della riduzione del contributo termoforetico, si riduca contestualmente anche ∇m (a titolo di informazione, si noti che l'ordine di grandezza tipico di D_B è 10^{-11} – 10^{-12} m²/s, mentre quello tipico di D_T è 10^{-10} – 10^{-11} m²/s). Inoltre, in modo simile a ciò che accade per la cavità verticale, precedentemente studiata da Corcione et al., la dispersione di una maggiore quantità di nanoparticelle nel liquido di base comporta un aumento del rapporto Q_n / Q_f fino ad un punto di massimo, come una conseguenza dell'aumento della conducibilità termica, il cui valore cresce anche con la temperatura media T_{av} . Il valore di ϕ_{av} corrispondente al picco di Q_n / Q_f , indicato come ϕ_{opt} , è definito come la frazione volumetrica ottimale di nanoparticelle all'interno ai fini dell'incremento dello scambio termico del sistema.

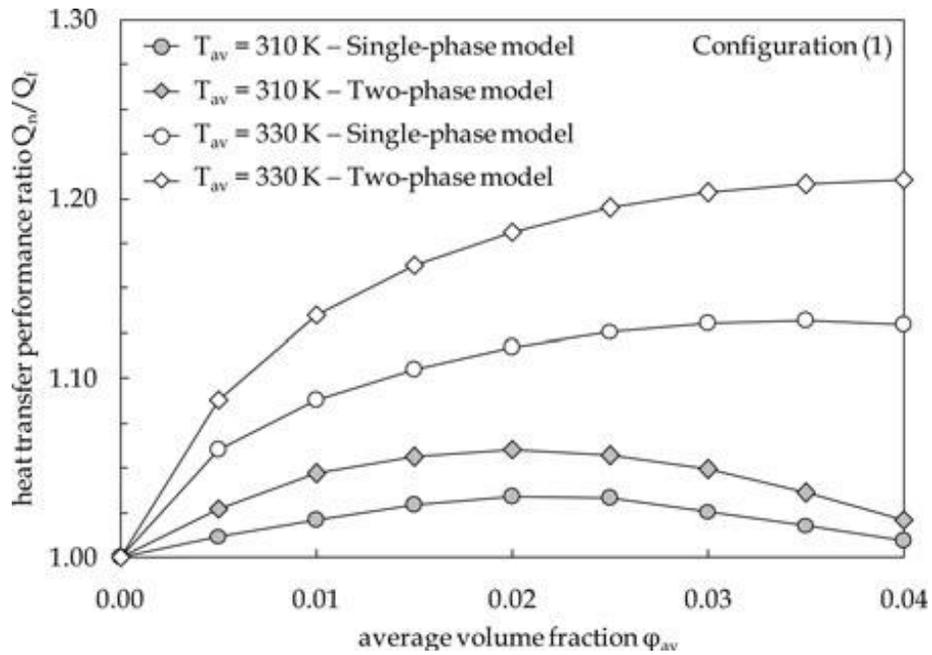


Fig. 21. Configurazione (1) – Modello monofase e bifase.
Distribuzioni di Q_n / Q_f vs. ϕ_{av} usando T_{av} come parametro.

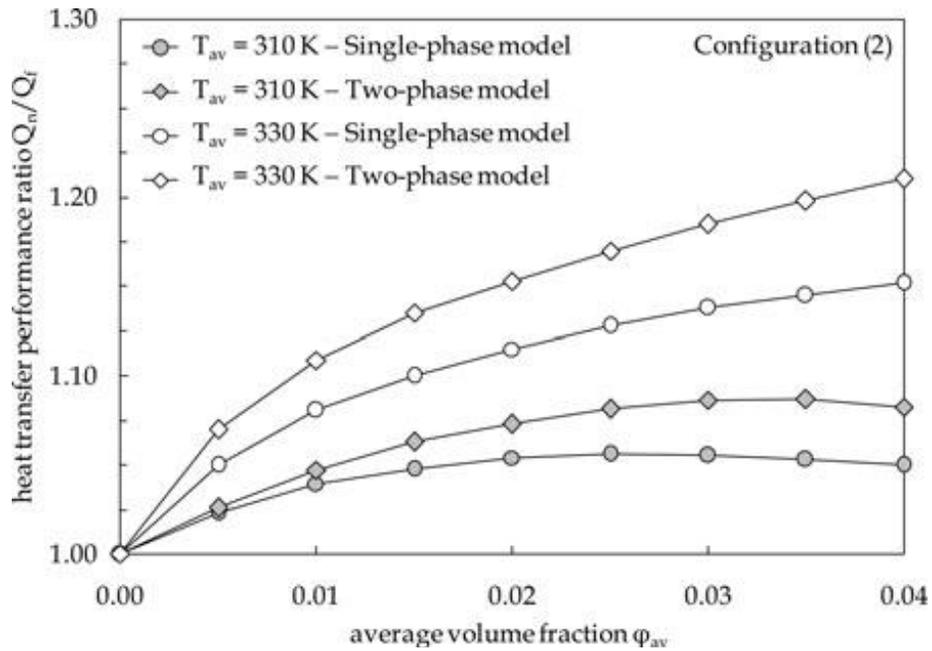


Fig. 22. Configurazione (2) – Modello monofase e bifase.
Distribuzioni di Q_n / Q_f vs. ϕ_{av} usando T_{av} come parametro.

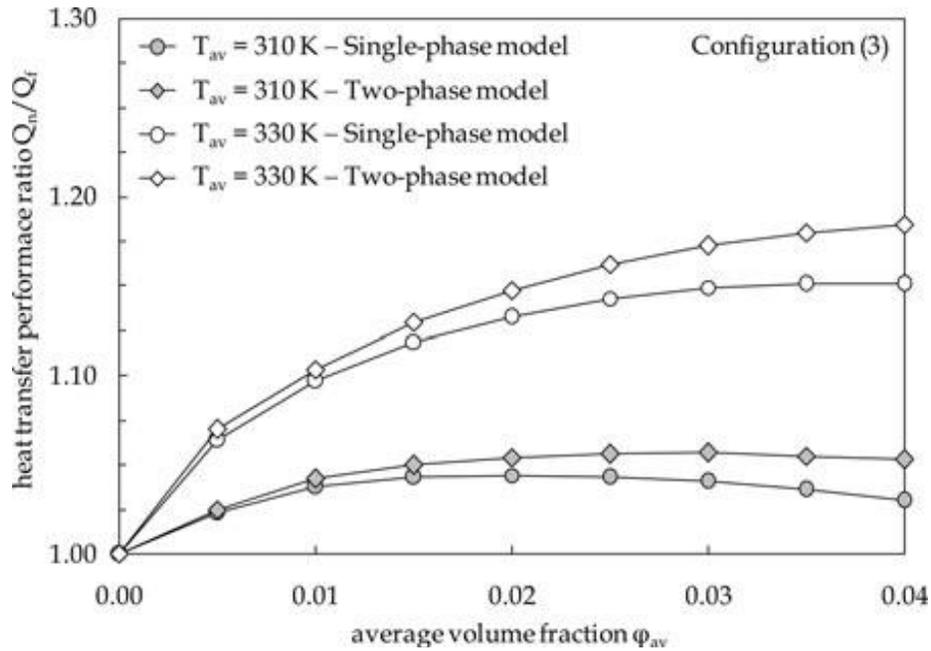


Fig. 23. Configurazione (3) – Modello monofase e bifase.
Distribuzioni di Q_n / Q_f vs. ϕ_{av} usando T_{av} come parametro.

In altre parole, possiamo dire che il comportamento del nanofluido è strettamente correlato agli effetti opposti che hanno origine dall'aumento di k_n / k_f e μ_n / μ_f con l'aumento di ϕ_{av} . In effetti, secondo le Eqs. (5) e (6), il primo effetto, che tende a migliorare la prestazione termica del sistema, prevale a piccole frazioni volumetriche, mentre il secondo effetto, che tende a degradare la capacità del sistema di scambiare calore, prevale a grandi frazioni volumetriche di nanoparticelle. Ovviamente, quando l'effetto dell'incremento della viscosità dinamica supera l'effetto dell'incremento della conduttività termica, allora Q_n / Q_f diventa inferiore all'unità, quindi significa che l'uso del nanofluido è peggiorativo

rispetto al liquido puro di base. Inoltre, si può notare che l'impatto della dispersione di nanoparticelle nel liquido di base e la concentrazione di particelle ottimale aumentano all'aumentare di T_{av} , enfatizzando il ruolo chiave svolto dalla temperatura media nel determinare il miglioramento o il peggioramento delle prestazioni di scambio termico già riscontrato per la cavità verticale riscaldata da un lato e raffreddata sul lato opposto.

5. Risultati e discussione dello studio della cavità inclinata

Tra le configurazioni sopra indicate ho deciso di approfondirne una e di studiare in modo più dettagliato il comportamento del moto periodico e oscillatorio all'interno di cavità quadrate inclinate, nell'intorno di $\theta = 60^\circ$. Prendiamo in considerazione una cavità quadrata di larghezza W , contenente un nanofluido a base acquosa con nanoparticelle sospese di ossido di metallo. La cavità è riscaldata con diverse temperature su due pareti opposte, che sono mantenute a temperature uniformi T_h e T_c , mentre le altre due pareti sono considerate perfettamente isolate. La cavità è inclinata di un angolo θ rispetto al vettore di gravità in modo tale che la parete riscaldata sia rivolta verso l'alto. Uno schizzo del recinto è illustrato nella Figura 24, dove viene anche indicato il sistema di coordinate cartesiane di riferimento (x, y)

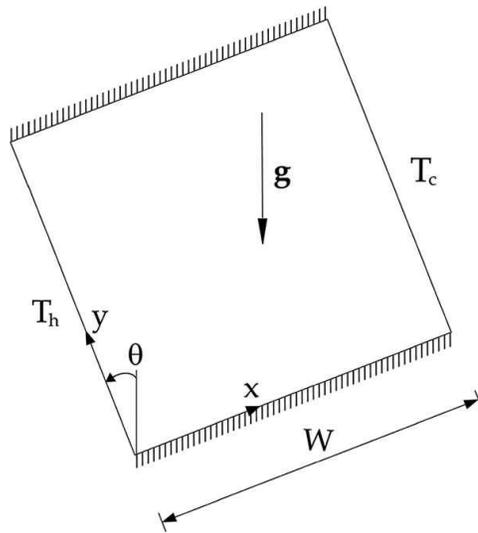


Fig. 24. Schema della geometria e sistema di coordinate.

Le simulazioni numeriche vengono eseguite utilizzando nanofluidi a base acquosa con nanoparticelle sospese di CuO o Al₂O₃, per diversi valori di

- Frazione volumetrica media della fase solida, ϕ_{av} , nell'intervallo tra 0 e 0,03,
- Diametro medio delle nanoparticelle, d_p , nell'intervallo tra 25 e 100 nm,
- Angolo di inclinazione della cavità, θ , nell'intervallo tra 50 e 70 gradi,
- Temperatura media del nanofluido, T_{av} , nell'intervallo tra 295 e 315 K,
- Differenza di temperatura imposta attraverso le pareti della cavità, ΔT , nell'intervallo tra 5 e 20 K,
- Larghezza della cavità, W , nell'intervallo tra 0,02 e 0,06 m.

Come precedentemente spiegato, in quasi tutti gli studi numerici disponibili in letteratura su questo argomento, è stato impiegato l'approccio monofase, trascurando così gli effetti del movimento di slittamento delle nanoparticelle sospese rispetto al liquido di base e / o formulando le equazioni nell'ipotesi del regime di stato stazionario.

Un riassunto di questi lavori è presentato nella tabella seguente, in cui sono elencate le indicazioni sull'approccio di ricerca, la tipologia di nanofluido impiegato, i range investigati, i valori delle proporzioni altezza-larghezza della cavità, il Numero di Rayleigh basato sull'altezza della cavità e l'angolo di inclinazione della cavità (dove 0 gradi corrisponde alla configurazione verticale).

	Author(s)	Approach	Nanofluid	Volume fraction	Aspect ratio	Rayleigh number	Tilting angle (deg)
2009	Öğüt	Single-phase	Cu + H ₂ O Ag + H ₂ O CuO + H ₂ O Al ₂ O ₃ + H ₂ O TiO ₂ + H ₂ O	0%-20%	1	10 ⁴ - 10 ⁶	0, 30, 45, 60, 90
2009	Ghasemi et al.	Single-phase	Cu + H ₂ O	0%- 4%	1	10 ³ - 10 ⁷	0, 30, 60, 90
2010	Kavheci	Single-phase	Cu + H ₂ O Ag + H ₂ O CuO + H ₂ O Al ₂ O ₃ + H ₂ O TiO ₂ + H ₂ O	0%-20%	1	10 ⁴ - 10 ⁶	0, 30, 45, 60, 90
2011	Sheikhzadeh et al	Single-phase	Cu + H ₂ O	0%-15%		10 ³ - 10 ⁶	0, 30, 45, 60, 90
2012	Oztop et al	Single-phase	Cu + H ₂ O	0%-10%	1	10 ³ - 10 ⁵	0, 30, 60, 90
2014	Hosseini et al	Single-phase	Cu + H ₂ O Ag + H ₂ O CuO + H ₂ O Al ₂ O ₃ + H ₂ O TiO ₂ + H ₂ O	0% 10%	1	10 ³ - 10 ⁵	0, 20, 40, 60, 80
2015	Ahmed et al.	Two-phase/ Transient	CuO + H ₂ O	0%-10%	1	10 ⁴ - 10 ⁶	0, 30, 60, 90
2015	Bouhaleb et al.	Single-phase	CuO + H ₂ O	0%- 4%	0.5- 4	10 ⁵	0, 20, 45, 60, 90
2016	Bouhaleb et al.	Single-phase	CuO + H ₂ O	1% -4%	0.5 - 5	10 ³ - 10 ⁵	0, 90
2016	Esfandiary et al.	Two-phase/ Steady- state	Al ₂ O ₃ + H ₂ O	0% - 3%	1	10 ⁵ - 10 ⁷	0, 30, 45, 60

Si può vedere che l'unico studio basato su un approccio transitorio bifase è quello eseguito da Ahmed e Eslamian, in cui, tuttavia, la velocità termoforetica delle nanoparticelle sospese è stata calcolata dall'Equazione teorica di Brenner-Bielenberg, la cui applicabilità ai nanofluidi non è mai stata dimostrata. Anzi, velocità termoforetiche notevolmente superiori a quelle previste da questo modello sono necessarie per ottenere risultati numerici in buon accordo con i dati sperimentali disponibili per i flussi di nanofluidi indotti dalla forza di galleggiamento, all'interno di cavità, come mostrato da Aminfar e Haghoo, i quali sono pienamente in linea con le precedenti conclusioni di Giddings. Inoltre, il fatto che la velocità termoforetica della nanoparticella prevista dall'equazione di Brenner-Bielenberg è indipendente dalla quantità della fase solida sospesa non sembra essere molto realista. In questo contesto generale, è stato eseguito uno studio numerico sulla convezione naturale dei nanofluidi in cavità quadrate inclinate a $50 \div 70$ gradi rispetto alla gravità utilizzando un modello bifase doppia-diffusivo, che incorpora tre correlazioni empiriche per la valutazione della conducibilità termica efficace, della viscosità dinamica e del coefficiente di diffusione termoforetica, il tutto basato su un numero elevato di dati sperimentali disponibili nella letteratura da diverse fonti. Lo scopo principale del presente lavoro è enfatizzare il ruolo svolto dalla diffusione termoforetica e browniana della fase solida dispersa nel determinare l'insorgenza di flussi instabili, oltre ad indicare in che misura la natura, le dimensioni, il volume medio della frazione delle nanoparticelle sospese, la larghezza della cavità, la temperatura media e il gradiente di temperatura imposto sull'ampiezza e sul periodo di oscillazione del

flusso non stazionario che si stabilisce all'interno della cavità, come le prestazioni medie di flusso termico.

Risultati tipici locali per l'acqua pura sono riportati in Figura 25, dove la linea retta asintotica e i contorni isotermici sono tracciati per $W = 40$ mm, $\theta = 60$ gradi, $T_{av} = 305$ K e $\Delta T = 10$ K

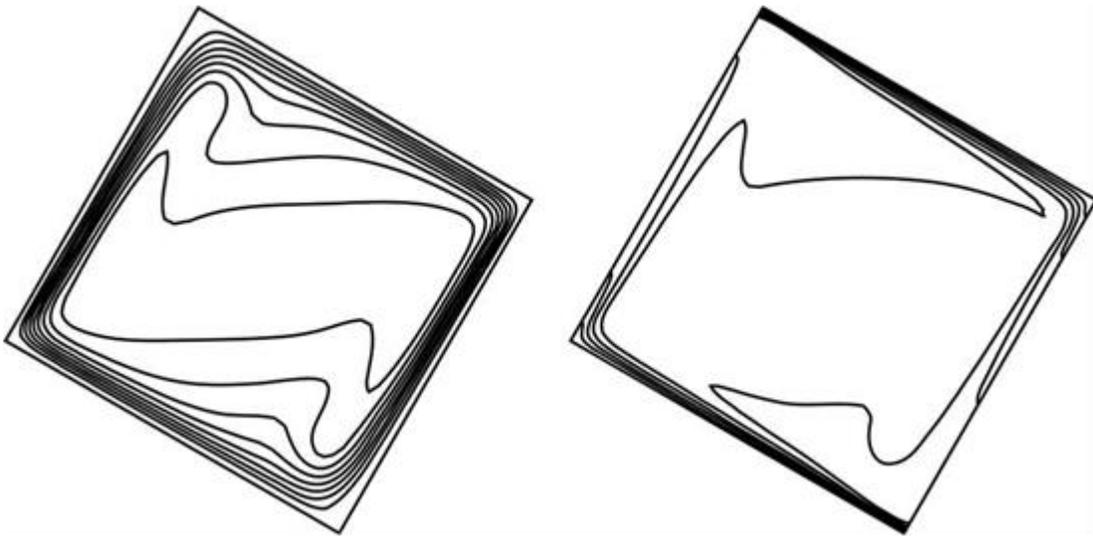


Fig. 25. Acqua pura. Distribuzione temporale asintotica delle linee di circolazione ed isoterme per $W = 40$ mm, $\theta = 60$ deg, $T_{av} = 305$ K, e $\Delta T = 10$ K.

E' evidente che il campo di circolazione è costituito da una cella stazionaria avente una forma arrotondata nella parte inferiore, inoltre, la presenza di angoli nella parte superiore della cavità, causa l'esistenza di due piccole regioni di ristagno conseguenti alla tendenza del getto di acqua (riscaldata) raffreddata che si muove verso il basso

(verso l'alto) lungo la parete inferiore (superiore) adiabatica per separarsi da esso. Al contrario, se una quantità di nanoparticelle di ossido di metallo è dispersa in acqua, si ottiene una soluzione periodica, come mostrato per $\text{CuO} + \text{H}_2\text{O}$ in Figura 26, dove la distribuzione temporale asintotica del flusso termico sulla parete riscaldata, $Q_{nh}(t)$, viene visualizzata per $d_p = 50 \text{ nm}$, $\varphi_{av} = 0,01$, $W = 40 \text{ mm}$, $\theta = 60 \text{ gradi}$, $T_{av} = 305 \text{ K}$ e $\Delta T = 10 \text{ K}$, insieme alla soluzione ottenuta utilizzando un approccio monofase, rappresentata tramite una linea tratteggiata al fine di confronto. Le corrispondenti evoluzioni temporali asintotiche delle isoterme e linee di circolazione sono documentate nella Figura 27 attraverso cinque immagini di cattura istantanea, all'interno di un periodo di oscillazione, che mostrando come le perturbazioni pulsanti al flusso avvengono come conseguenza dell'intensa forza di galleggiamento locale, derivante dalla distribuzione non uniforme delle nanoparticelle sospese all'interno della cavità. Di conseguenza, una sequenza di espansioni e contrazioni delle isoterme si sposta avanti e indietro lungo le pareti riscaldate e raffreddate della cavità, ragione per cui si verifica la periodicità del flusso termico, come mostrato in Figura 28, dove le distribuzioni istantanee del flusso di calore lungo la parete riscaldata, q_{nh} , sono tracciate negli stessi cinque istanti temporali della Figura 27. Una visualizzazione alternativa del comportamento oscillatorio è presentata in Figura 29 usando la traiettoria spazio-fase di $Q_{nh}(t)$ e il relativo spettro di frequenza di Fourier. Soluzioni simili si incontrano generalmente per altri orientamenti della cavità studiata, con una tendenza del flusso a diventare quasi periodico o caotico con un'oscillazione sempre più intensa di $Q_{nh}(t)$ quando viene aumentato l'angolo di inclinazione superiore a 60 gradi, come mostrato dalle traiettorie spazio-fase riportate

nella Figura 30 per $\theta = 62,5-70$ gradi, e i relativi spettri di frequenza di Fourier visualizzati in Figura 31.

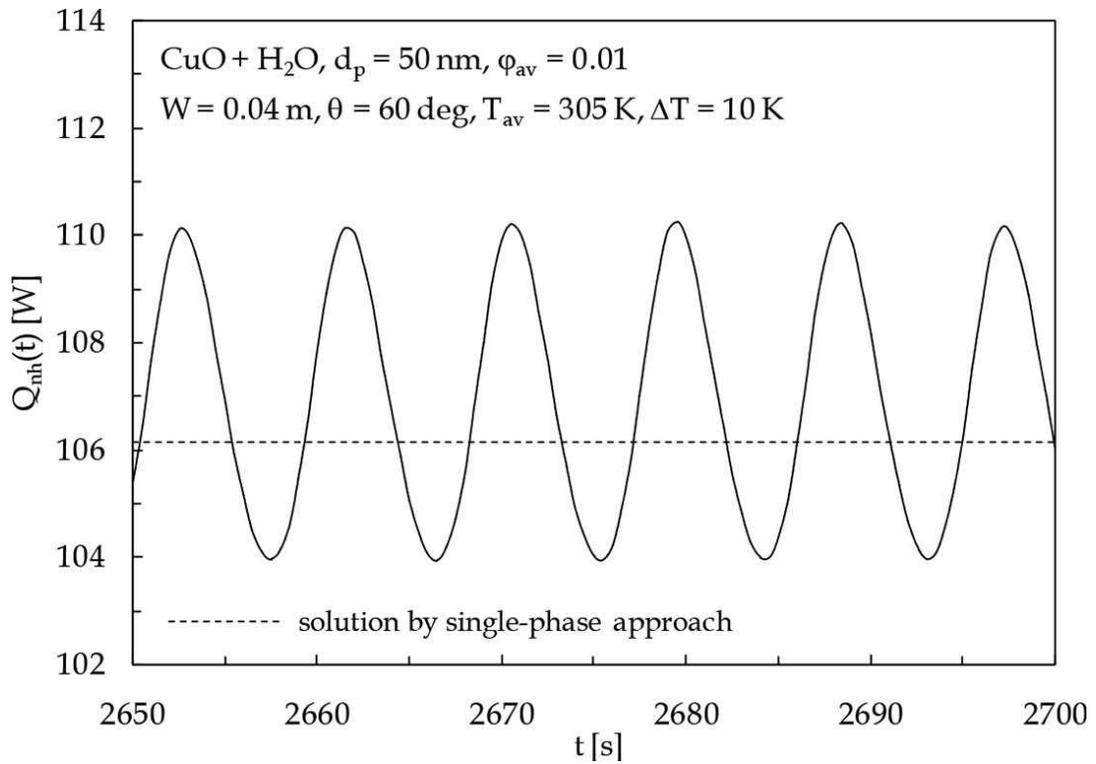


Fig. 26. Distribuzione temporale asintotica di $Q_{nh}(t)$ per $\text{CuO} + \text{H}_2\text{O}$, $d_p = 50 \text{ nm}$, $\phi_{av} = 0.01$, $W = 40 \text{ mm}$, $\theta = 60 \text{ deg}$, $T_{av} = 305 \text{ K}$, e $\Delta T = 10 \text{ K}$.

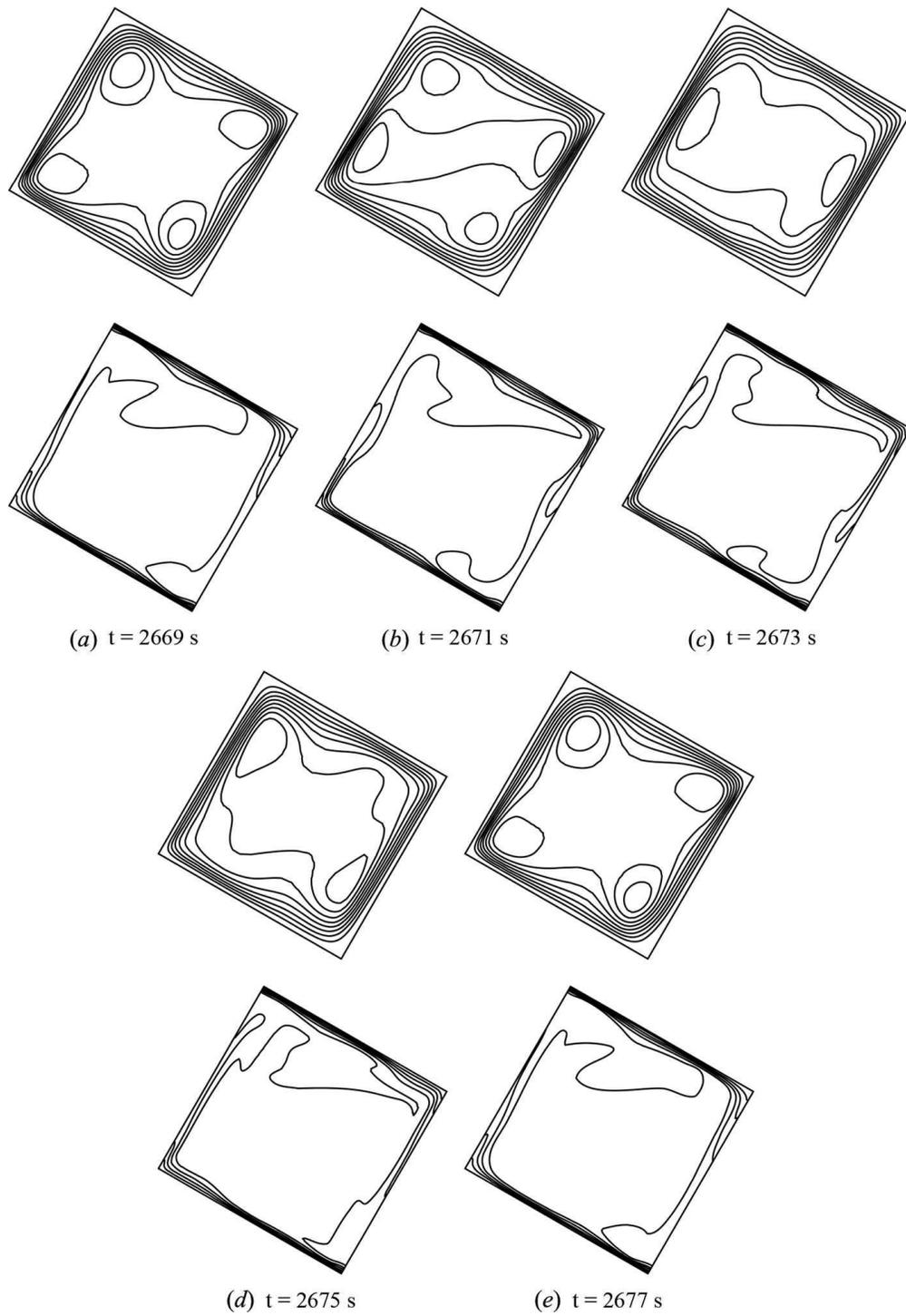


Fig. 27. Distribuzione temporale asintotica delle linee di circolazione ed isoterme durante un periodo di oscillazione per $d_p = 50$ nm, $\varphi_{av} = 0.01$, $W = 40$ mm, $\theta = 60$ deg, $T_{av} = 305$ K, e $\Delta T = 10$ K.

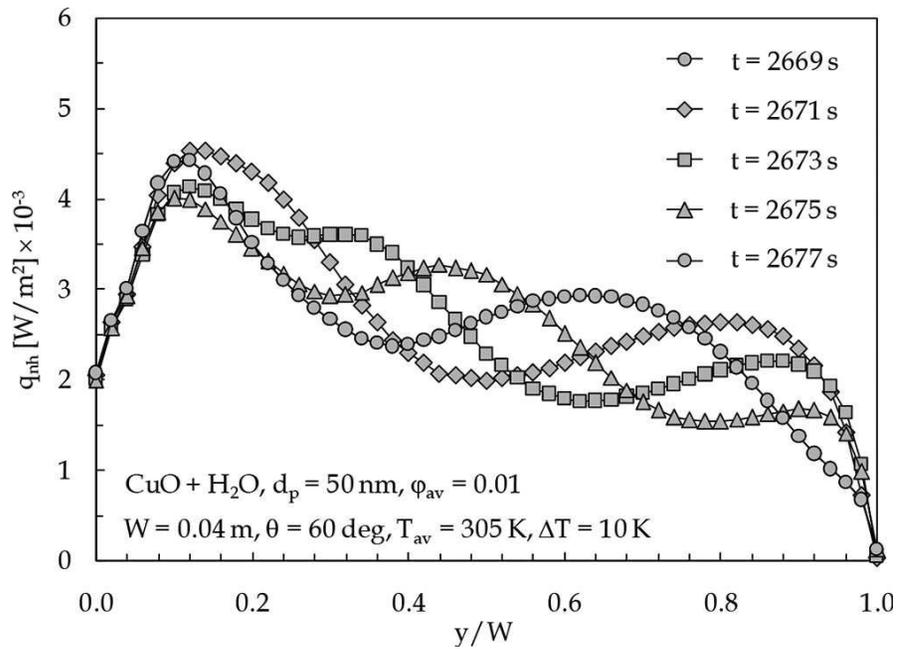


Fig. 28. Distribuzioni asintotiche di q_{nh} lungo la parete riscaldata in cinque tempi successivi per un periodo di oscillazione per $\text{CuO} + \text{H}_2\text{O}$, $d_p = 50 \text{ nm}$, $\phi_{av} = 0.01$, $W = 40 \text{ mm}$, $\theta = 60 \text{ deg}$, $T_{av} = 305 \text{ K}$, e $\Delta T = 10 \text{ K}$.

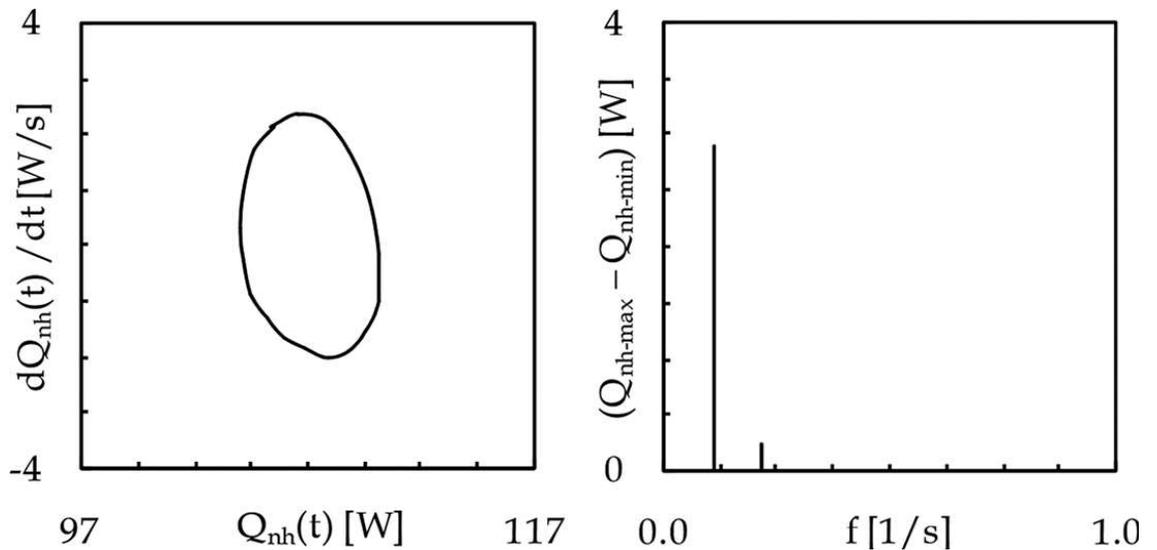


Fig. 29. Traiettorie asintotiche della fase spaziale e lo spettro di frequenza di Fourier di $Q_{nh}(t)$ for $\text{CuO} + \text{H}_2\text{O}$, $d_p = 50 \text{ nm}$, $\phi_{av} = 0.01$, $W = 40 \text{ mm}$, $\theta = 60 \text{ deg}$, $T_{av} = 305 \text{ K}$, e $\Delta T = 10 \text{ K}$.

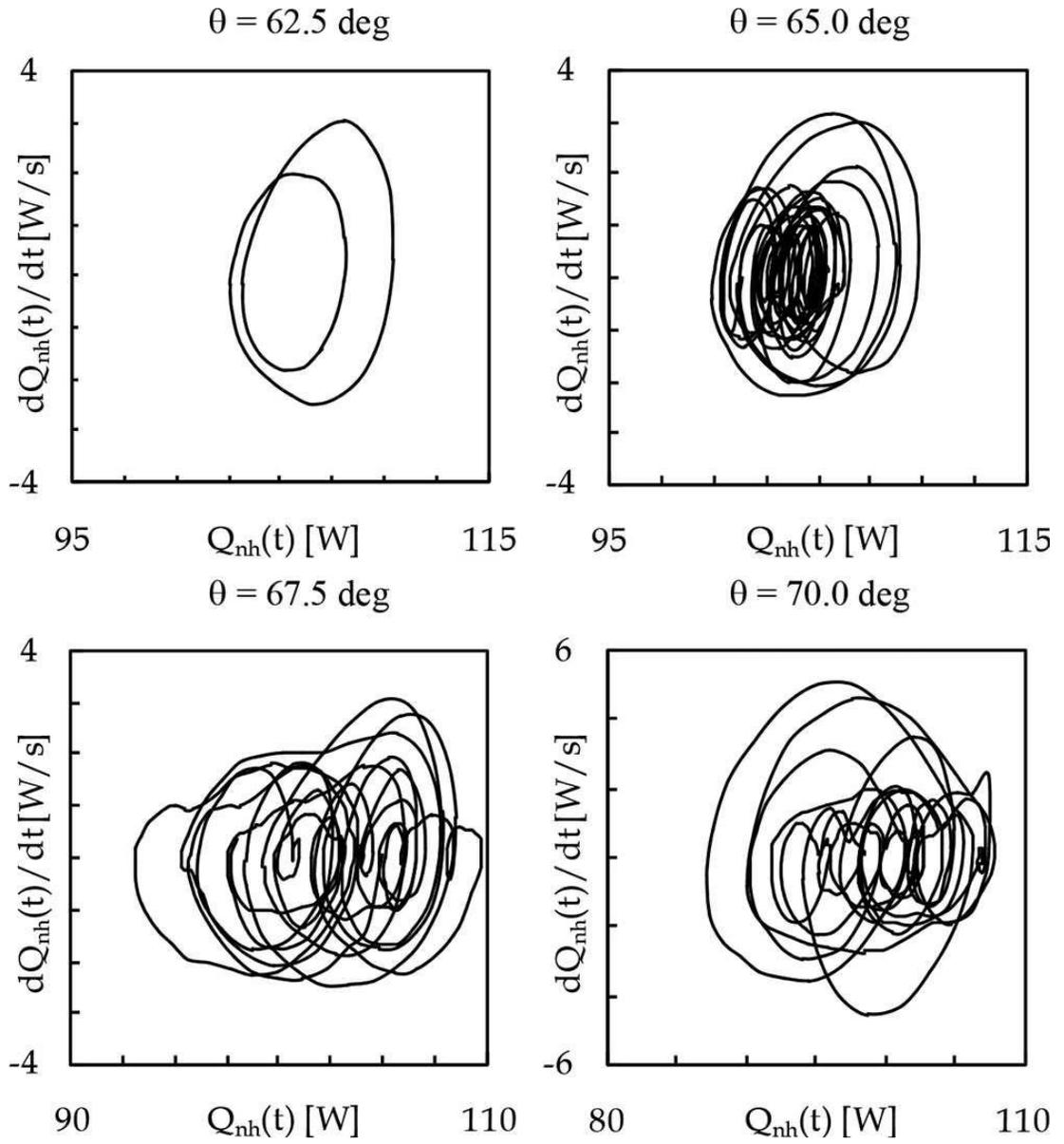


Fig. 30. Traiettorie della fase spaziale di $Q_{nh}(t)$ for $\text{CuO} + \text{H}_2\text{O}$, $d_p = 50$ nm, $\varphi_{av} = 0.01$, $W = 40$ mm, $T_{av} = 305$ K, $\Delta T = 10$ K, e $\theta = 62.5\text{--}70$ deg.

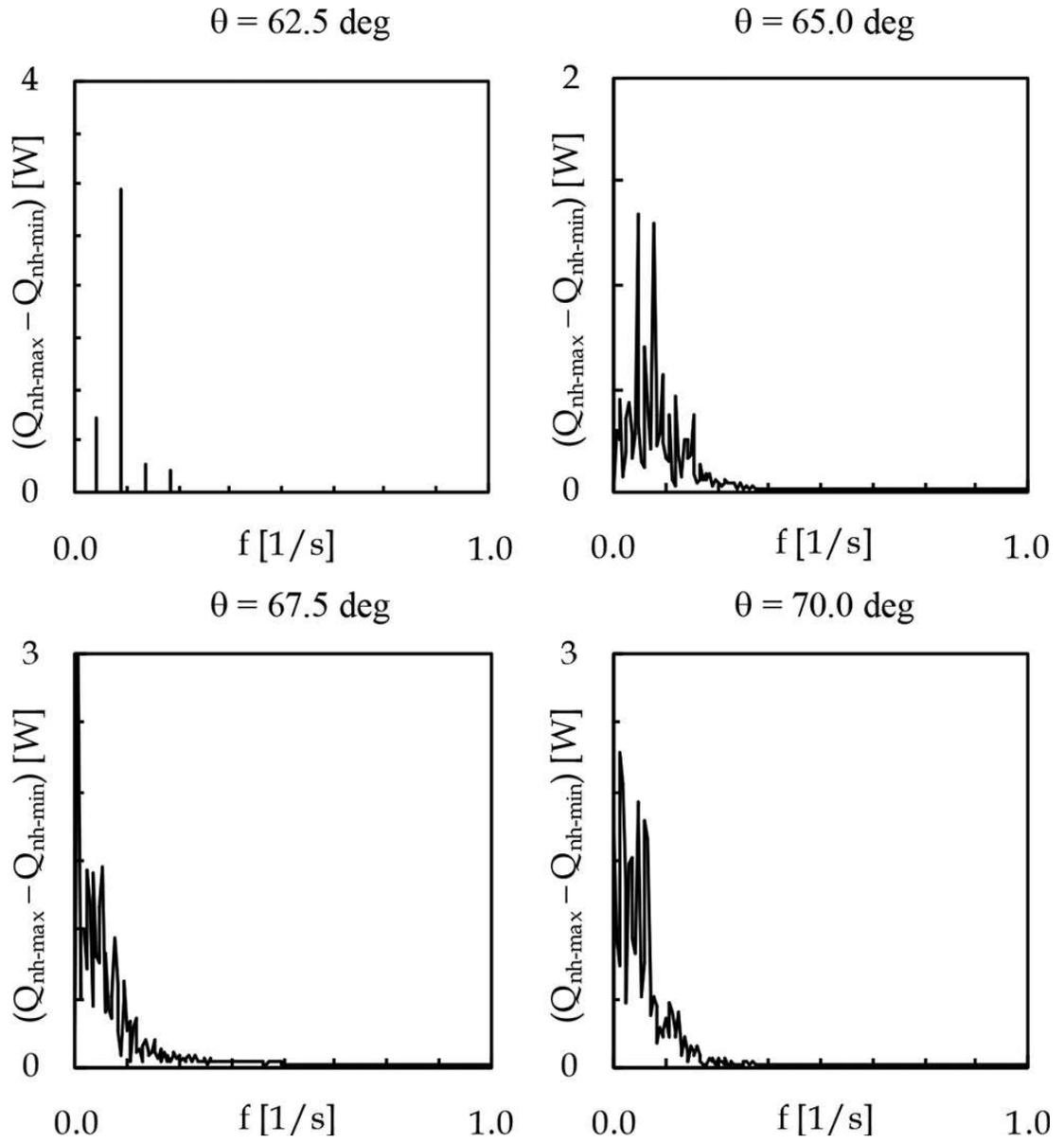


Fig. 31. Spettri di frequenza di Fourier di $Q_{nh}(t)$ for $\text{CuO} + \text{H}_2\text{O}$, $d_p = 50$ nm, $\varphi_{av} = 0.01$, $W = 40$ mm, $T_{av} = 305$ K, $\Delta T = 10$ K, e $\theta = 62.5\text{--}70$ deg.

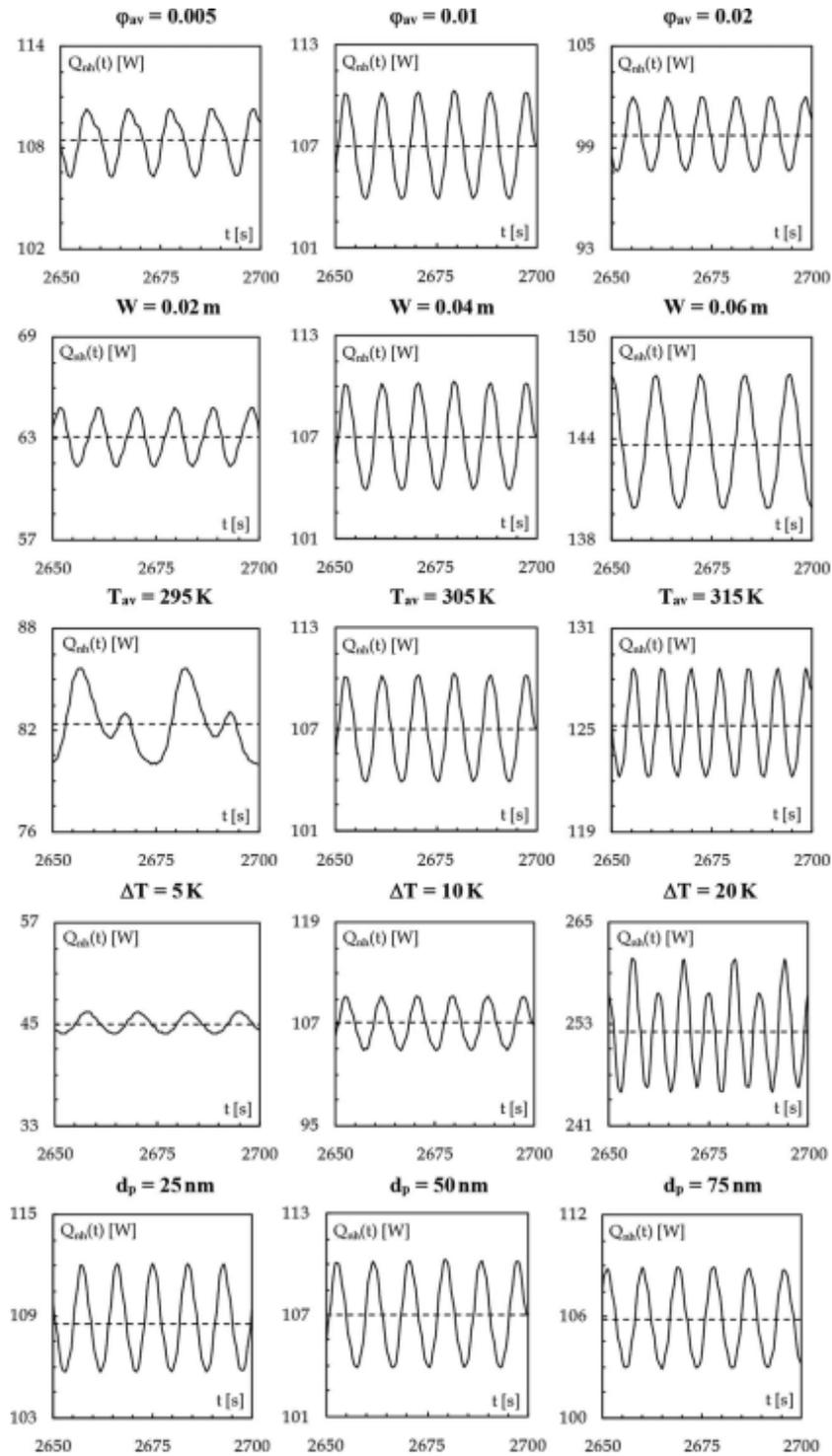


Fig. 32. Effetti di ϕ_{av} , W , T_{av} , ΔT , e d_p nelle distribuzioni asintotiche di $Q_{nh}(t)$ for $\text{CuO} + \text{H}_2\text{O}$, $\theta = 60$ deg e, quando non altrimenti specificato, $d_p = 50$ nm, $\phi_{av} = 0.01$, $W = 40$ mm, $T_{av} = 305$ K, and $\Delta T = 10$ K.

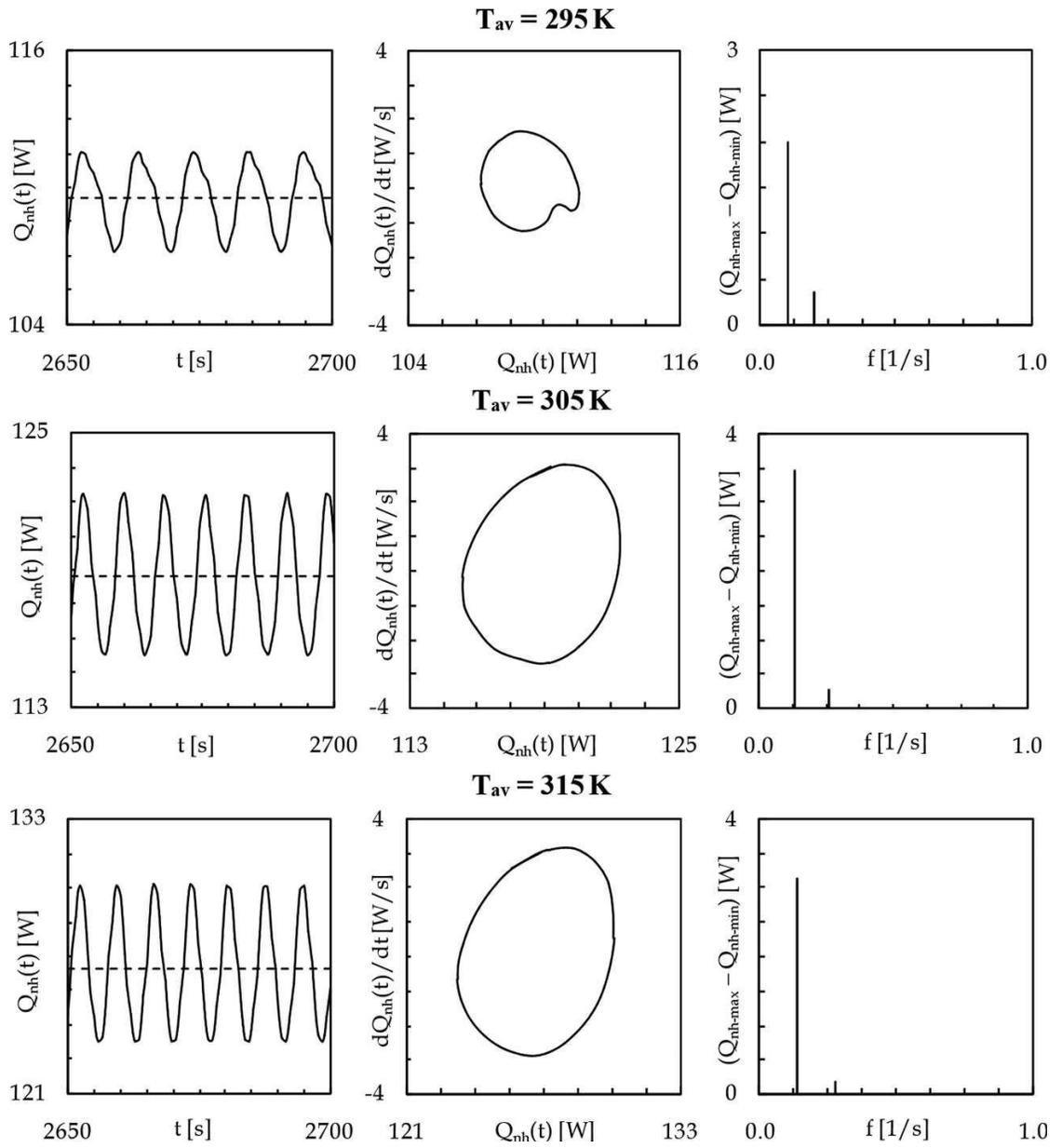


Fig. 33. Distribuzione asintotica temporale, traiettorie della fase spaziale, e spettri di frequenza di Fourier di $Q_{nh}(t)$ per $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{H}_2\text{O}$, $d_p = 50 \text{ nm}$, $\varphi_{av} = 0.01$, $W = 40 \text{ mm}$, $\theta = 60 \text{ deg}$, $\Delta T = 10 \text{ K}$, e $T_{av} = 295\text{--}315 \text{ K}$.

Gli effetti della frazione media volumetrica delle nanoparticelle sospese, ϕ_{av} , la larghezza della cavità, W , la temperatura media dei nanofluidi, T_{av} , la differenza di temperatura imposta attraverso la cavità, ΔT e il diametro delle nanoparticelle, d_p , sulle distribuzioni temporali asintotiche di $Q_{nh}(t)$ a $\theta = 60$ deg, sono sottolineati nella sinossi visualizzata in Figura 32, dove viene indicata anche il flusso termico medio usando una linea tratteggiata. È evidente che, a causa della distribuzione non uniforme della fase solida attraverso conseguente al movimento di slittamento che si verifica tra le nanoparticelle sospese e il liquido di base, tutte le soluzioni asintotiche ottenute per Q_{nh} sono periodiche, con un'ampiezza di oscillazione che ha un picco moderato per un valore intermedio di ϕ_{av} , il loro andamento dipende molto meno da T_{av} e d_p , e aumenta all'aumentare sia di W che di ΔT . Al contrario, si può vedere che il periodo di oscillazione di Q_{nh} è quasi indipendente da ϕ_{av} , d_p e W , mentre tende a diminuire con l'aumentare T_{av} e ΔT . Risultati simili sono stati raggiunti anche per $Al_2O_3 + H_2O$, come mostrato nella Figura 33, dove le distribuzioni temporali asintotiche, le traiettorie dello spazio delle fasi e la frequenza di Fourier spettri di $Q_{nh}(t)$ sono raffigurati per $T_{av} = 295-315$ K, a conferma dell'esistenza di un flusso oscillatorio. Per ogni variabile indipendente, gli effetti della dispersione di nanoparticelle nel liquido di base sono brevemente illustrato nelle figure 34 - 36 riportando un numero di distribuzioni del rapporto Q_n / Q_f per $CuO + H_2O$, dove Q_f è la prestazione del flusso termico del fluido puro di base. È evidente che il fenomeno è simile a quello che succede per la cavità verticale precedentemente studiata da Corcione et al., infatti, si può osservare che, all'aumentare della frazione volumetrica di fase solida sospesa, le prestazioni termiche del nanofluido aumentano rispetto a

quelle del fluido puro di base, sostanzialmente grazie all'incremento della conducibilità termica, fino al raggiungimento di un valore massimo in corrispondenza di una frazione volumetrica media ottimale φ_{opt} . Ulteriori incrementi di φ_{av} oltre φ_{opt} comportano una diminuzione del rapporto Q_n / Q_f , a causa dell'eccessivo incremento della viscosità. Ovviamente, quando l'effetto negativo dovuto all'incremento della viscosità dinamica supera l'effetto positivo dovuto all'incremento della conducibilità termica, il rapporto Q_n / Q_f diventa minore di 1, ciò significa un impiego deleterio del nanofluido dal punto di vista delle prestazioni termiche rispetto all'impiego del solo fluido puro di base. Si può notare un incremento delle prestazioni con la temperatura T_{av} , attribuibile al fatto che, all'aumentare della temperatura media del nanofluido, gli effetti della diffusione termoforetica si riducono, mentre quelli della diffusione Browniana aumentano, comportando, nell'insieme, una minore migrazione di nanoparticelle verso le zone fredde della cavità e quindi, in definitiva, una minore disuniformità della frazione volumetrica delle nanoparticelle in sospensione nel liquido di base. Occorre infatti considerare che nelle configurazioni studiate il moto relativo esistente tra fase solida sospesa e liquido di base è la risultante dei due fenomeni diffusivi prima citati: la diffusione termoforetica, che avviene nel verso dei gradienti negativi di temperatura, e la diffusione Browniana, che, avvenendo nel verso dei gradienti negativi di concentrazione, tende a mitigarne gli effetti. In base all'equazione (6) – che esprime il flusso di massa delle nanoparticelle \mathbf{J}_p –, il termine che tiene conto del primo fenomeno è proporzionale a $D_T \nabla T / T$ e, quindi, tenendo conto della sostanziale indipendenza di D_T dalla temperatura in base alla

combinazione delle equazioni (9) e (10), è inversamente proporzionale a T ; viceversa, il termine che tiene conto del secondo fenomeno è proporzionale a $D_B \nabla m$ e, quindi, in base all'equazione (8), è direttamente proporzionale a T , per quanto, a fronte della riduzione del contributo termoforetico, si riduca contestualmente anche ∇m (a titolo di informazione, si noti che l'ordine di grandezza tipico di D_B è 10^{-11} – 10^{-12} m²/s, mentre quello tipico di D_T è 10^{-10} – 10^{-11} m²/s). Quindi, oltre all' incremento di prestazioni con la temperatura T_{av} , si può anche rilevare che ϕ_{opt} aumenta decisamente all'aumentare di T_{av} . Infatti, poichè il rapporto k_n / k_f aumenta con la temperatura, mentre il rapporto μ_n / μ_f non vi dipende, la frazione volumetrica media alla quale l'incremento della viscosità diventa "eccessivo" rispetto a quello della conducibilità termica aumenta all'aumentare della temperatura. Inoltre, si può notare che l'impatto della dispersione di nanoparticelle nel liquido di base è più alto quando T_{av} è più alto e solo moderatamente più alto quando d_p è più piccolo mentre è quasi indipendente sia dal ΔT che dal W , come riportato nelle Fig. 34–36, in cui sono rappresentati gli andamenti del rapporto Q_n / Q_f relativi al $\text{CuO} + \text{H}_2\text{O}$ alla temperatura $T_{av} = 305$ K in funzione della frazione volumetrica media delle nanoparticelle in sospensione ϕ_{av} per diversi valori di W , ΔT e d_p , rispettivamente, con l'obiettivo di evidenziare l'influenza delle altre variabili in gioco sulle prestazioni di scambio termico al variare della quantità di fase solida dispersa. Si può notare come le prestazioni termiche del nanofluido rispetto a quelle del fluido puro di base siano assai meno influenzate da W , ΔT e d_p , a testimonianza che la temperatura gioca un ruolo chiave nel determinare il miglioramento delle prestazioni termiche dei nanofluidi rispetto al corrispondente

liquido di base per applicazioni di convezione naturale in cavità verticali. Inoltre, anche la frazione volumetrica media ottimale ϕ_{opt} non sembra influenzata in modo significativo da W , ΔT e d_p .

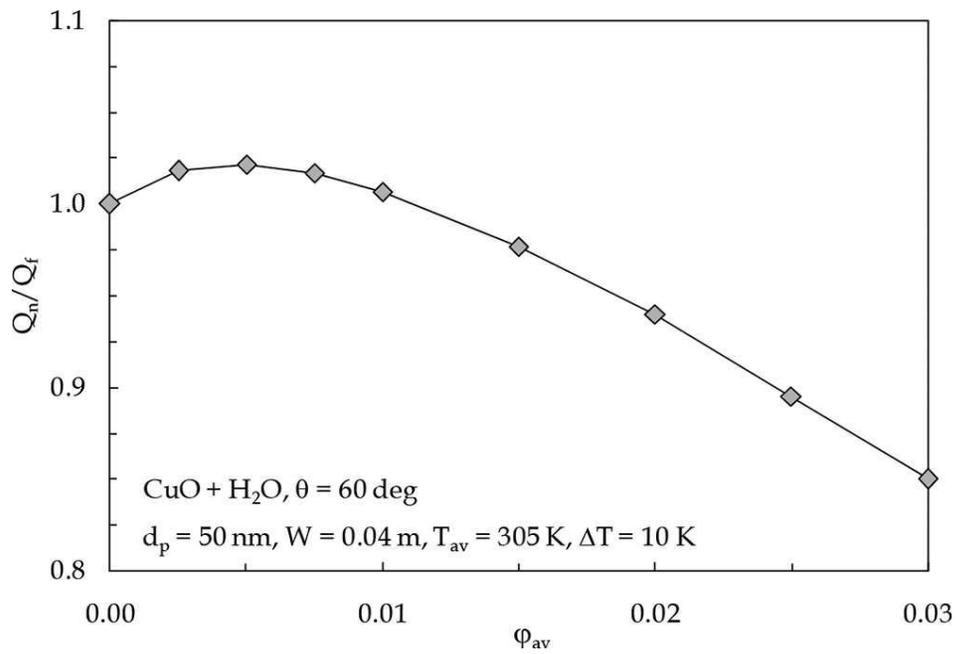


Fig. 34. Distribuzione di Q_n/Q_f in funzione di ϕ_{av} for CuO + H₂O, $d_p = 50$ nm, $W = 40$ mm, $\theta = 60$ deg, $T_{av} = 305$ K, e $\Delta T = 10$ K.

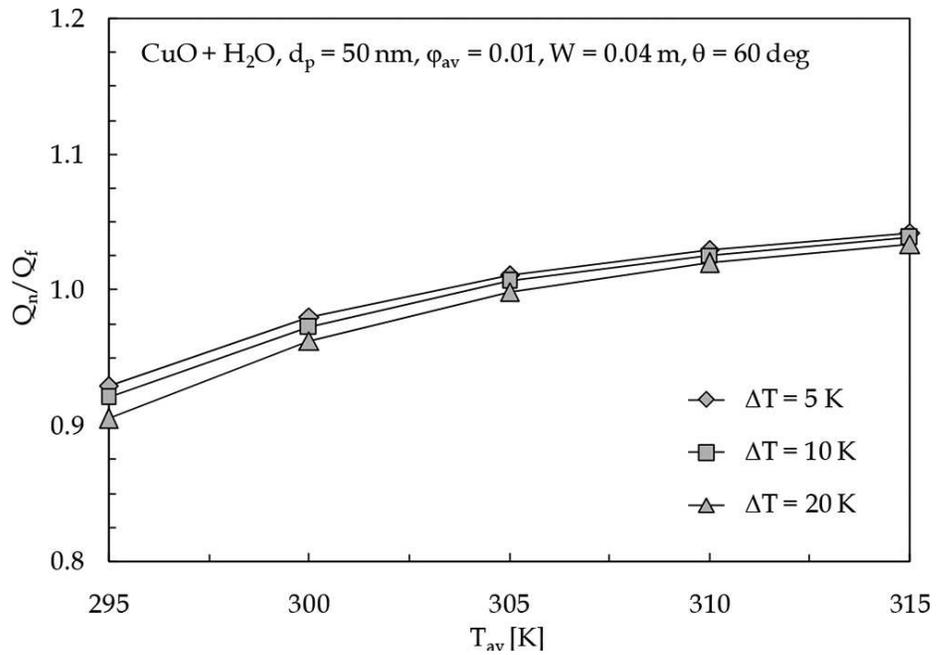


Fig. 35. Distribuzioni di Q_n/Q_f in funzione di T_{av} per CuO + H₂O, d_p = 50 nm, φ_{av} = 0.01, W = 40 mm, and θ = 60 deg, usando ΔT come parametro.

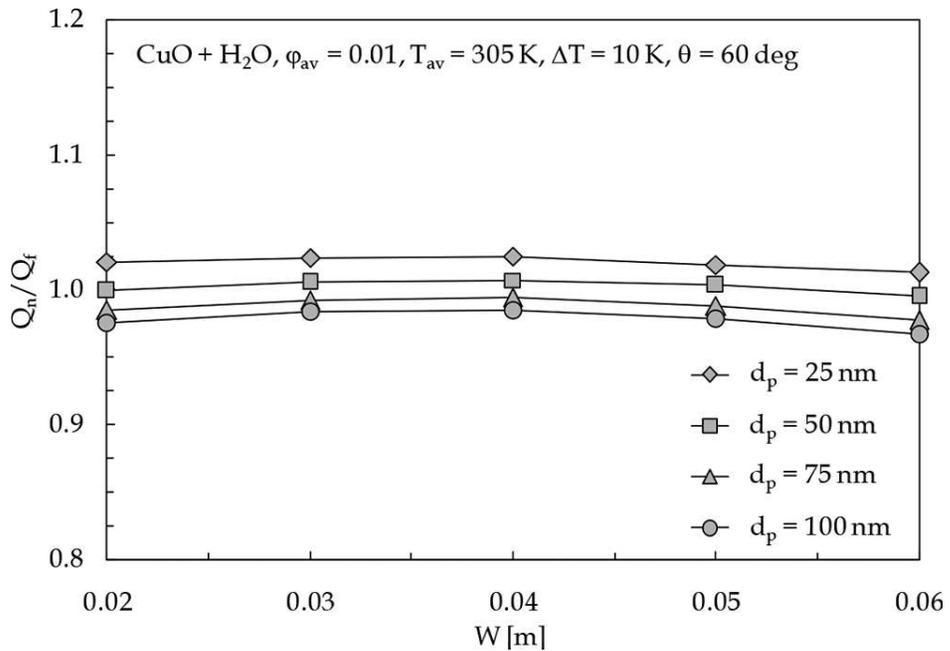


Fig. 36. Distribuzioni di Q_n/Q_f in funzione di W for CuO + H₂O, φ_{av} = 0.01, θ = 60 deg, T_{av} = 305 K, ΔT = 10 K, e θ = 60 deg, usando d_p come parametro.

6. Conclusioni

Nel presente lavoro di tesi è stato condotto uno studio numerico riguardante gli effetti della diffusione Browniana e termoforetica sulle prestazioni di scambio termico dei nanofluidi, con specifico riferimento alla convezione naturale in spazi confinati contenenti al loro interno nanofluidi diversi, per diversi valori delle dimensioni geometriche della cavità e delle condizioni al contorno, usando numericamente entrambi gli approcci monofase e bifase.

In particolare, si è fatto ricorso ad un modello di trasporto doppio-diffusivo che incorpora tre relazioni empiriche per il calcolo della conducibilità termica, della viscosità dinamica e del coefficiente di diffusione per termoforesi, risolto per mezzo di un codice di calcolo alle differenze finite nella formulazione ai volumi di controllo basato sull'algoritmo SIMPLEC di accoppiamento pressione-velocità e sullo schema QUICK di interpolazione dei termini convettivi, sviluppato in proprio e validato dai componenti del gruppo di ricerca sui nanofluidi attivo presso il dipartimento DIAEE di Sapienza Università di Roma.

Sono stati analizzate le seguenti tre configurazioni: (1) una cavità inclinata differenzialmente riscaldata da due pareti opposte; (2) una cavità verticale parzialmente riscaldata in basso e raffreddata su entrambi i lati; e (3) una cavità verticale riscaldata in modo differenziale ai lati, con la parete inferiore riscaldata a seconda della temperatura del lato caldo e della parete superiore raffreddata alla stessa temperatura del lato freddo. Le simulazioni sono state eseguite usando $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{H}_2\text{O}$, per diversi valori della frazione media volumetrica della fase solida sospesa nell'intervallo 0-0.04

e la temperatura media nell'intervallo 310-330 K. Il diametro della nanoparticella, la differenza di temperatura imposta, e la larghezza della cavità, sono state impostate a 25 nm, 10 K, e 0,04 m, rispettivamente. Inoltre la prima configurazione è stata studiata per un angolo di inclinazione di 70 gradi, mentre la lunghezza del lato caldo nella seconda configurazione è stata fissato al 60% della larghezza della cavità.

I principali risultati conseguiti possono essere sintetizzati come segue.

- 1) In tutte le configurazioni studiate, se le condizioni al contorno e/o l'orientamento della cavità determinano la formazione di una regione di nanofluido a bassa concentrazione posizionata al di sotto di una regione di nonafluido ad alta concentrazione, si genera una spinta di galleggiamento conseguente al gradiente di concentrazione la cui competizione con la spinta di galleggiamento conseguente al gradiente di temperatura può essere abbastanza forte da dare origine ad instabilità del moto.
- 2) Entro i limiti delle situazioni investigate, l'aggiunta di nanoparticelle di allumina all'acqua comporta un miglioramento del trasferimento di calore, la cui entità è sistematicamente sottostimata quando viene applicato l'approccio monofase al posto del modello bifase.
- 3) Nei limiti degli intervalli di variabilità utilizzati nel presente studio, le prestazioni termiche del nanofluido rispetto a quelle del fluido puro di base dipendono molto meno dal diametro medio delle nanoparticelle in sospensione, dalle dimensioni della cavità e dalla differenza di temperatura imposta.

- 4) All'aumentare della frazione volumetrica di fase solida sospesa, le prestazioni termiche del nanofluido aumentano rispetto a quelle del fluido puro di base fino al raggiungimento di un valore massimo in corrispondenza di una frazione volumetrica ottimale, oltre il quale le prestazioni termiche si riducono fino addirittura a risultare inferiori a quelle del fluido puro di base.
- 5) La frazione volumetrica ottimale aumenta all'aumentare della temperatura media del nanofluido nella cavità, mentre è pressoché indipendente dalle dimensioni della cavità e dalla differenza di temperatura imposta, oltre che dal diametro medio delle nanoparticelle in sospensione.

Nomenclatura

c calore specifico a pressione costante

D diametro

D_B coefficiente di diffusione Browniana

D_E coefficiente di diffusione di Einstein

D_T coefficiente di diffusione termoforetica

d_f diametro equivalente della molecola del fluido di base

d_p diametro della nanoparticella

E prestazione termica

G portata massica

g vettore gravità

h coefficiente di convezione

J_p flusso diffusivo di massa delle nanoparticelle

k conducibilità termica

k_b costante di Boltzmann = $1.38066 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$

M peso molecolare del fluido base

m frazione in massa della nanoparticella

N numero di Avogadro = $6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

Nu numero di Nusselt

p pressione

Pr numero di Prandtl

Q calore

q flusso termico

Ra numero di Rayleigh

Re_p numero di Reynolds delle nanoparticelle

T temperatura

t tempo

u_B nanoparticle Brownian velocity

V vettore di velocità

V_{av} velocità media del fluido

W larghezza della cavità

x coordinata cartesiana orizzontale

y coordinata cartesiana verticale

Greek symbols

β coefficiente di espansione termica

ϕ frazione volumetrica delle nanoparticelle

μ viscosità dinamica

ρ densità di massa

τ tensore degli sforzi

Ω periodo di oscillazione

Subscripts

av valore medio

c parete fredda

f fluido di base

h parete calda

max valore massimo

min valore minimo

n nanofluido

opt valore ottimale

s fase solida

T termico

Bibliografia

- Abbasian Arani, A. A., Kakoli, E., & Hajialigol, N. (2015). Double-diffusive natural convection of Al₂O₃-water nanofluid in an enclosure with partially active side walls using variable properties. *Journal of Mechanical Science and Technology*, 28(11), 4681-4691.
- Albadr, J., Tayal, S., & Alasadi, M. (2013). Heat transfer through heat exchanger using Al₂O₃ nanofluid at different concentrations. *Case Studies in Thermal Engineering*, 1(1), 38-44.
- Béghein, C., Haghigat, F., & Allard, F. (1992). Numerical study of double-diffusive natural convection in a square cavity. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 35, 833–846.
- Bejan, A. (2004). *Convection Heat Transfer*. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc.,.
- Bennacer, R., & Gobin, D. (1996). Cooperating thermosolutal convection in enclosures - I. Scale analysis and mass transfer. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39, 2671–2681.
- Bennacer, R., Mohamad, A. A., & Akrou, D. (2001). Transient natural convection in an enclosure with horizontal temperature and vertical solutal gradients. *Int. J. Thermal Sci.*, 40, 899–919.
- Brinkman, H. C. (1952). The viscosity of concentrated suspensions and solutions. *J. Chem. Phys.*, 20, 571.

- Buongiorno, J. (2006). Convective transport in nanofluids. *J. Heat Transfer -Trans. ASME*, 128, 240-250.
- Cabaleiro, D., Pastoriza-Gallego, M. J., Pinero, M. M., & Lugo, L. (2013). Characterization and measurements of thermal conductivity density and rheological properties of zinc oxide nanoparticles dispersed in (ethane-1,2-diol+water) mixture. *J. Chem. Thermodynamics*, 58, 405-415.
- Chang, B. H., Mills, A. F., & Hernandez, E. (2008). Natural convection of microparticle suspensions in thin enclosures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51, 1332-1341.
- Chen, H., Ding, Y., He, Y., & Tan, C. (2007). Rheological behaviour of ethylene glycol based titania nanofluids. *Chem. Phys. Lett.*, 444, 333-337.
- Chevalier, J., Tillement, O., & Ayela, F. (2007). Rheological properties of nanofluids flowing through microchannels. *Appl. Phys. Lett.*, 91(233103).
- Choi, S. K., Kim, S. O., Lee, T. H., & Hahn, D. (2014). Computation of the natural convection of nanofluid in a square cavity with homogeneous and nonhomogeneous models. *Num. Heat Transfer A*, 65, 287–301.
- Choi, S. U., Zhang, Z. G., Yu, W., Lockwood, F. E., & Grulke, E. A. (2001). Anomalous thermal conductivity enhancement in nanotube suspensions. *Appl. Phys. Lett.*, 79, 2252-2254.
- Corcione, M. (2011). Empirical correlating equations for pre-dicting the effective thermal conductivity and dynamic viscosity of nanofluids. *Energy Convers. Manag.*, 52, 789–793.

- Corcione, M., Cianfrini, M., & Quintino, A. (2016). Temperature effects on the enhanced or deteriorated buoyancy-driven heat transfer in differentially heated enclosures filled with nanofluids. *Num. Heat Transfer A*, 70, 223-241.
- Corcione, M.; Cianfrini, M.; Quintino, A. (2015). Enhanced natural convection heat transfer of nanofluids in enclosures with two adjacent walls heated and the two opposite walls cooled. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 88, 902– 913.
- Das, S. K., Putra, N., & Roetzel, W. (2003). Pool boiling characteristics of nanofluids. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 46, 851-852.
- Das, S. K., Putra, N., Thiesen, P., & Roetzel, W. (2003). Temperature dependence of thermal conductivity enhancement for nanofluids. *J. Heat Transfer*, 125, 567-574.
- Davis, G. d. (1983). Natural convection of air in a square cavity: A bench mark numerical solution. *Int. J. Num. Meth. Fluids*, 3, 249–264.
- de Vahl Davis, G. (1983). Natural convection of air in a square cavity: A bench mark numerical solution. *Int. J. Num. Meth. Fluids*, 3, 249–264.
- Einstein, A. (1905). Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen (in German). *Ann. Phys.*, 17, 549-560.
- Einstein, A. (1906). Zur Theorie der Brownschen Bewegung. 324, 371-381.
- Einstein, A. (1911). Elementare Betrachtungen über die thermische Molekularbewegung in festen Körpern. *Ann. Phys.*, 340, 679-694.

- Esfahani, J. A., & Bordbar, V. (2011). Double diffusive natural convection heat transfer enhancement in a square enclosure using nanofluids. *J. Nanotechnol. Eng. Med.*, 2(021002). doi:doi: 10.1115/1.4003794
- Esfandiary, M., Mehmandoust, B., Karimipour, A., & Pakravan, H. A. (2016). Natural convection of Al₂O₃-water nanofluid in an inclined enclosure with the effects of slip velocity mechanisms: Brownian motion and thermophoresis phenomenon. *Int. J. Thermal Sciences*, 105, 137-158.
- Ghernaout, B., Bouabdallah, S., Benchatti, A., & Bessaïh, R. (2014). Effect of the buoyancy ratio on oscillatory double-diffusive convection in binary mixture. *Num. Heat Transfer A*, 66, 928–946.
- Giddings, J. C., Shinudu, P. M., & Semenov, S. (1995). Thermophoresis of Metal Particles in a Liquid. *Journal of Colloid and Interface Science*, 176(2), 454-458.
- Gobin, D., & Bennacer, R. (1996). Cooperating thermosolutal convection in enclosures-II. Heat transfer and flow structure. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39, 2683–2697.
- H. Xie, M. Fujii, X. Zhang, Effect of interfacial nanolayer on the effective thermal conductivity of nanoparticle-fluid mixture. (2005). *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48, 2926-2932.
- Hamilton, R. L., & Crosser, O. K. (1962). Thermal conductivity of heterogeneous two-component systems. *I&EC Fundamentals*, 1(3), 187-191.
- He, Y., Jin, Y., Chen, H., Ding, Y., Cang, D., & Lu, H. (2007). Heat transfer and flow behaviour of aqueous suspensions of TiO₂ nanoparticles (nanofluids)

- flowing upward through a vertical pipe. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 50, 2272–2281.
- Heris, S. Z., Pour, M. B., Mahian, O., & Wongwis, S. (2014). A comparative experimental study on the natural con-vection heat transfer of different metal oxide nanopow-ders suspended in turbine oil inside an inclined cavity. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 73, 231-238.
- Ho, C. J., Liu, W. K., Chang, Y. S., & Lin, C. C. (2010). Natural convection heat transfer of alumina-water nanofluid in vertical square enclosures: An experimental study. *International Journal of Thermal Science*, 49, 1345–1353.
- Hojjat, M., Etemad, S. G., Bagheri, R., & Thibault, J. (2011). Convective heat transfer of non-Newtonian nanofluids through a uniformly heated circular tube. *International Journal of Thermal Sciences*, 50(4), 525-531.
- Hu, Y., He, Y., Qi, C., Jiang, B., & Schlager, H. I. (2014b). Experimental and numerical study of natural con-vection in a square enclosure filled with nanofluid,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 78, pp. 380–392, 2014. 78, 380-392.
- Hu, Y., He, Y., Wang, S., Wang, Q., & Schlager, H. I. (2014a). Experimental and numerical investigation on natural convection heat transfer of TiO₂-water nanofluids in a square enclosure. *J.HeatTransfer-Trans.ASME*, 136.
- Incropera, F. P., Dewitt, D. P., Bergman, T. L., & Lavine, A. S. (2007). *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc.

- J. A. Esfahani and V. Bordbar, "Double diffusive natural convection heat transfer enhancement in a square enclosure using nanofluids. (2011). *J. Nanotechnol. Eng. Med.*, 2(021002).
- Jang, S. P., & Choi, S. U. (2004). Role of Brownian motion in the enhanced thermal conductivity of nanofluids. *Appl. Phys. Lett.*, 84, 4316-4318.
- Jang, S. P., & Choi, S. U. (2007). Effects of various parameters on nanofluid thermal conductivity. *J. Heat Transfer*, 129, 617-623.
- Keblinski, P., Phillpot, S. R., Choi, S. U., & Eastman, J. A. (2002). Mechanisms of heat flow in suspensions of nano-sized particles (nanofluids). *Int. J. Heat Mass Transfer*, 45, 855–863.
- Khalili, E., Saboonchi, A., & Saghafian, M. (2017). Natural convection of Al₂O₃ nanofluid between two horizontal cylinders inside a circular enclosure.
- Koo, J., & Kleinstreuer, C. (2004). A new thermal conductivity model for nanofluids. *J. Nanopart. Res.*, 6, 577-588.
- Kumar, D. H., Patel, H. E., Kumar, V. R., Sundararajan, T., Pradeep, T., & Das, S. K. (2004). Model for heat conduction in nanofluids. *Phys. Rev. Lett.*, 93(144301).
- Lee, S., Choi, S. U., Li, S., & Eastman, J. A. (1999). Measuring thermal conductivity of fluids containing oxide nanoparticles. *J. Heat Transfer*, 121, 280-289.
- Leonard, B. P. (1979). A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation. *Comp.Meth. in Appl.Mech. Engng.*, 19, 59– 78.

- Leong, K. C., Yang, C., & Murshed, S. M. (2006). A model for the thermal conductivity of nanofluids - the effect of interfacial layer. *J. Nanopart. Res.*, 8, 245-254.
- Masoumi, N., Sohrabi, N., & Behzadmehr, A. (2009). A new model for calculating the effective viscosity of nanofluids. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 42(055501).
- Masuda, H.; Ebata, A.; Teramae, K.; Hishinuma, N. (1993). Alteration of thermal conductivity and viscosity of liquid by dispersing ultra-fine particles (dispersion of γ -Al₂O₃, SiO₂, and TiO₂ ultra-fine particles), *NetsuBussei* 4 (1993). *NetsuBussei*, 4, 227-233.
- Maxwell, J. C. (1954). *A Treatise on Electricity and Magnetism*. New York: Dover Publications Inc.
- Mc Nab, G. S., & Meisen, A. (1973). Thermophoresis in liquids. *J. Colloid Interface Sci*, 44, 339-346.
- Motlagh, S. Y., & Soltanipour, H. (2017). Natural convection of Al₂O₃-water nanofluid in an inclined cavity using Buongiorno's two-phase model. *Int. J. Thermal Sci.*, 111, 310–320.
- Murshed, S. M., Leong, K. C., & Yang, C. (2009). A combined model for the effective thermal conductivity of nanofluids. *Appl. Thermal Eng.*, 29, 2477-2483.
- Nnanna, A. G. (2007). Experimental model of temperature-driven nanofluid. *J. Heat Transfer.*, 129, 697–704.
- Öğüt, E. B. (2009). Natural convection of water-based nanofluids in an inclined enclosure with a heat source. *Int. J. Thermal Sci.*, 48, 2063–2073.

- Okada, M., & Suzuki, T. (1997). Natural convection of water fine particles suspension in a rectangular cell. *Int. J. Heat Mass Transfer*, *40*, 3201–3208.
- Pak, B. C., & Cho, Y. I. (1998). Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles. *Exp. Heat Transfer*, *11*, 151-170.
- Patankar, S. V., & Spalding, D. B. (1972). A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *Int. J. Heat Mass Transfer*, *15*, 1787–1797.
- Patel, H. E., Sundararajan, T., Pradeep, T., Dasgupta, A., Dasgupta, N., & Das, S. K. (2005). A micro-convection model for the thermal conductivity of nanofluids. *J. Phys.*, *65*, 863-869.
- Prakash, M., & Giannelis, E. P. (2007). Mechanism of heat transport in nanofluids. *J. Computer Aided Mater. Des.*, *14*, 109-117.
- Prasher, R., Song, D., Wang, J., & Phelan, P. (2006). Measurements of nanofluid viscosity and its implications for thermal applications. *Appl. Phys. Lett.*, *89*(133108), vol. 89, paper 133108, 2006.
- Prasher, R.; Bhattacharya, P.; Phelan, P. E. (2005). Thermal conductivity of nanoscale colloidal solutions (nanofluids). *Phys. Rev. Lett.*, *94*(025901).
- Putra, N.; Roetzel, W.; Das, S. K. (2003). Natural convection of nano-fluids. *Heat and Mass Transfer*, *39*, 775-784.
- Qin, Q., Xia, Z. A., & Tian, Z. F. (2014). High accuracy numerical investigation of double-diffusive convection in a rectangular enclosure with horizontal

- temperature and concentration gradients. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 71, 405–423.
- R. Bennacer and D. Gobin, “Cooperating thermosolutal convection in enclosures - I. Scale analysis and mass trans-fer,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 39, pp. 2671–2681, 1996. (s.d.).
- Rea, U., McKrell, T., Hu, L. -W., & Buongiorno, J. (2009). Laminar convective heat transfer and viscous pressure loss of alumina–water and zirconia–water nanofluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(7-8), 2042-2048.
- Ren, Y., Xie, H., & Cai, A. (2005). Effective thermal conductivity of nanofluids containing spherical nanoparticles. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 38, 3958-3961.
- Sundar, L. S., & Sharma, K. V. (2010). urbulent heat transfer and friction factor of Al2O3 Nanofluid in circular tube with twisted tape inserts. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53, 7-8.
- Van Doormaal, J. P., & Raithby, G. D. (1984). Enhancements of the simple method for predicting incompressible fluid flows. *Num. Heat Transfer*, 11, 147–163.
- Wang, J., Yang, M., He, Y. -L., & Zhang, Y. (2016). Oscillatory double-diffusive convection in a horizontal cavity with Soret and Dufour effects. *Int. J. Thermal Sci.*, 106, 57–69.
- Wang, X., Xu, X., & Choi, S. U. (1999). Thermal conductivity of nanoparticle-fluid mixture. *J. Thermophys. Heat Transfer*, 13, 474-480.
- Wen, D., & Ding, Y. (2005). Formulation of nanofluids for natural convective heat transfer application. *International Journal Heat Fluid Flow*, 26, 855-864.

- Williams, W., Buongiorno, J., & Hu, L. W. (2008). Experimental investigation of turbulent convective heat transfer and pressure loss of alumina/water and zirconia/water nanoparticle colloids, nanofluids in horizontal tubes. *J. Heat Transfer*, 130, 1-7.
- Xie, H., Fujii, M., & Zhang, X. (2005). Effect of interfacial nanolayer on the effective thermal conductivity of nanoparticle-fluid mixture. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48, 2926-2932.
- Xuan, Y., Li, Q., & Hu, W. (2003). Aggregation structure and thermal conductivity of nanofluids. *AIChE J*, 49, 1038-1043.
- Xue, Q. -Z. (2003). Model for effective thermal conductivity of nanofluids. *Phys. Lett. A*, 307, 313-317.
- Yang, Y., Zhang, Z. G., Grulke, E. A., Anderson, W. B., & Wu, G. (2005). Heat transfer properties of nanoparticle-in-fluid dispersions (nanofluids) in laminar flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(6), 1107-1116.