



SAPIENZA
UNIVERSITÀ DI ROMA

Sistema geyser per la rivelazione di neutroni

Scuola di Dottorato in Scienze e Tecnologie per l'Innovazione Industriale

Dottorato di Ricerca in Energia e Ambiente – XXXIII Ciclo

Candidato

Luciano Manara

Matricola 1792276

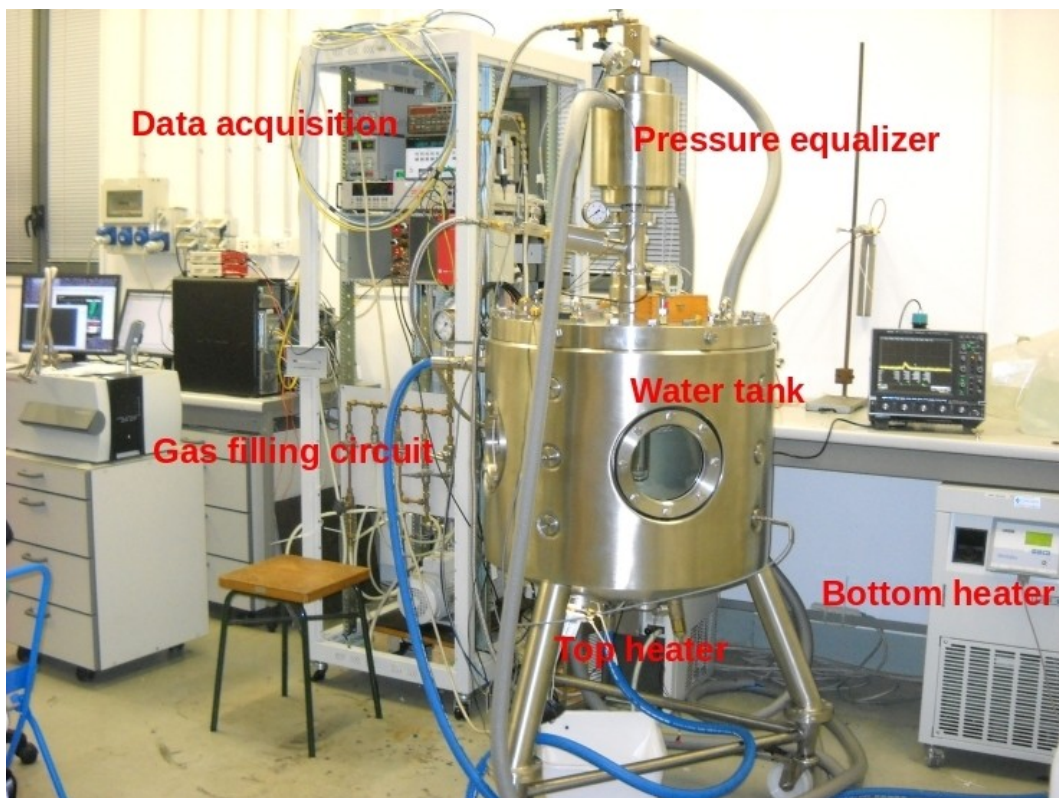
Relatore

Prof. Massimo Frullini

Il progetto in breve

Nel 1973 fu per la prima volta elaborato un concetto radicalmente nuovo: il rivelatore ad “effetto geyser”. Tuttavia, esso non fu mai realmente applicato fino a quaranta anni dopo, nel 2013, quando un gruppo di ricercatori guidato dal prof. Antonino Pullia iniziò ad utilizzarlo per rivelare la materia oscura presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso.

L'idea principale è semplice: una camera inferiore e una camera superiore, collegate da un tubo.



Nella camera inferiore si trova un liquido sensibile alla sua temperatura di ebollizione. Nella camera superiore si trova il suo vapore, raffreddato a una temperatura leggermente inferiore, che abbassa la pressione e porta il liquido in uno stato surriscaldato, pronto per bollire. Quando una particella colpisce il liquido,

l'energia rilasciata all'impatto produce una bolla di vapore che sale attraverso il tubo fino alla camera superiore. Poiché questa è più fredda, la bolla si condensa in una goccia di liquido che viene recuperato nella camera inferiore in pochi secondi.

Il rilevamento di una bolla indica il passaggio di una particella.

Il processo è naturale e automatico, il che rende questa tecnica molto semplice ed efficace. Inoltre questo particolare tipo di rivelatore, poiché si basa sull'energia di rinculo degli urti fra particelle, è praticamente sensibile a qualsiasi tipo di particella, comprese quelle neutre. Sempre per questo motivo, come vedremo in seguito, è invece intrinsecamente insensibile ai raggi gamma.

Sulla base di questo, il progetto mira a sviluppare un rivelatore innovativo di neutroni, la cui caratteristica speciale sarà quindi proprio l'insensibilità ai raggi gamma, molto importante perché la maggior parte delle fonti di neutroni emette anche questo tipo di radiazioni, che possono alterare la misura dei neutroni stessi.

Le possibili applicazioni industriali di questo rivelatore sono le seguenti.

1. Sostituzione dei rivelatori basati su elio-3, che sta diventando sempre più scarso e costoso.

2. Sicurezza nazionale, ovvero rilevamento del traffico di armi nucleari, in particolare quelle al plutonio, che non può essere individuato con la normale ricerca di emissioni gamma.

3. Dosimetria dei neutroni e misurazione del fondo dei neutroni di ambienti in cui sono presenti esseri umani o altre forme di vita.

Inoltre, poiché il principio di funzionamento di base è semplice, i materiali sono sicuri e i campi coinvolti sono così tanti (e.g., meccanica, termodinamica, fisica nucleare, ottica, acustica ed elettronica), si può pensare di produrre una versione accademica a basso costo per coinvolgere gli studenti.

Il rivelatore attualmente a disposizione per i test è un prototipo nato per la ricerca della materia oscura, costituito da un contenitore di vetro riempito con Freon 218 in equilibrio con il suo vapore a 25°C e 8 bar. Le particelle che ci si aspetta di rivelare sono le cosiddette wimp (weak interacting massive particles), ossia particelle dotate di massa (ignota) e carica neutra, del tutto simili ai neutroni, con i quali, infatti, vengono eseguiti tutti i test di calibrazione ed efficienza.

Ogni volta che un neutrone colpisce una delle molecole del liquido sensibile, l'energia rilasciata produce una bolla. Questa bolla viene rilevata con l'aiuto di due telecamere e quattro microfoni. Modificando le condizioni di temperatura-pressione, è possibile selezionare una determinata soglia di energia, in modo da poter costruire uno spettro di energia.

Per questo progetto sono stati necessari tre passaggi.

1. Analisi della tecnologia e del comportamento termodinamico del rivelatore prototipo. In questo ambito sono state studiate e applicate numerose modifiche alla meccanica del rivelatore, per arrivare ad un comportamento termodinamico stabile. Dopodiché sono state effettuate più di 400 ore di prove per un totale di 56 test-run, 35 dei quali sono stati selezionati per l'analisi. Di questi, 25 sono stati condotti con il solo background naturale di neutroni, e 10 con una sorgente artificiale di americio-berillio da 40 kBq.

2. Ottimizzazione delle condizioni di pressione e temperatura per ottenere la metastabilità richiesta, evitando l'eccessiva ebollizione alle pareti del contenitore ed aumentando la risoluzione energetica. Per fare questo si sono studiate ed ottenute due equazioni, una per il calcolo dell'energia critica richiesta per la nucleazione omogenea in un liquido surriscaldato, e l'altra per il relativo raggio critico della bolla di vapore nucleata. La prima è stata ottenuta mediante l'applicazione diretta della

prima legge della termodinamica, la seconda considerando che la formazione di bolle implica il superamento di una barriera di potenziale di entalpia libera.

3. Studio della firma acustica della bolla in diversi regimi termodinamici, al fine di sostituire totalmente i rilevatori ottici (telecamere) con rivelatori acustici (microfoni), che sono più robusti e compatti, e quindi più adatti alla produzione industriale. A questo scopo è stato condotto uno studio per determinare in che modo le condizioni termodinamiche stabilite all'interno di un rivelatore di neutroni influenzino il segnale acustico prodotto dalla nucleazione delle bolle. Si è constatato che l'energia acustica emessa dalla crescente bolla di vapore diventa più importante quando la pressione del liquido diminuisce e il grado di surriscaldamento aumenta, e che il primo effetto è cruciale per la generazione di un segnale ben comprensibile. Da questo studio si vede che la "storia della bolla" è già scritta quando questa diventa visibile, ossia dopo circa 1 ms. L'analisi acustica del primo millisecondo restituisce quindi molte più informazioni rispetto all'analisi ottica, che possono essere sfruttate per distinguere le bolle generate da neutroni da quelle generate per esempio dai decadimenti alfa.

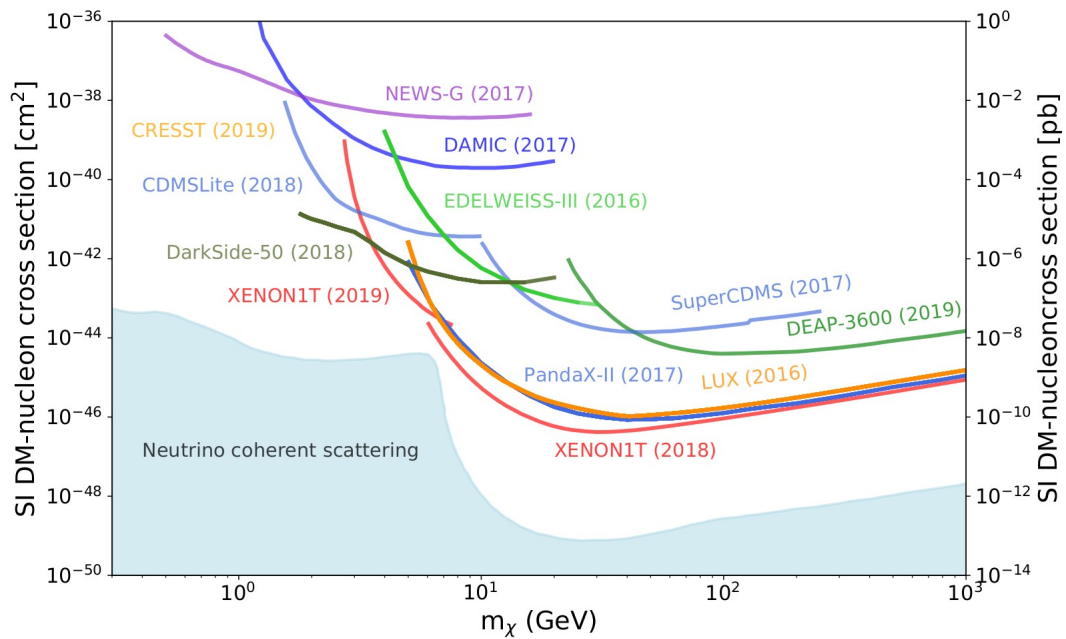
Indice

1	Esame del prototipo di rivelatore.....	8
1.1	Effetto geyser.....	9
1.2	Funzionamento.....	11
1.3	Strumentazione.....	14
1.4	Primi test.....	15
1.5	Analisi dati.....	20
1.6	Discussione.....	24
2	Analisi della termodinamica di funzionamento.....	26
2.1	Energia critica di nucleazione.....	27
2.2	Raggio critico.....	33
2.3	Confronto con altre formule di calcolo.....	43
2.4	Confronto con altri dati sperimentali.....	50
2.5	Discussione.....	51
3	Studio della firma acustica della bolla.....	53
3.1	Procedura computazionale.....	54
3.2	Confronto con dati sperimentali.....	58
3.3	Tecniche di discriminazione del background.....	68
3.4	Discussione.....	72
	Bibliografia.....	73

1 Esame del prototipo di rivelatore

Il prototipo oggetto di quest'analisi è nato per la ricerca della materia oscura. La sua esistenza è ormai ben consolidata [1] e la comprensione della sua natura rimane una delle ricerche più importanti nel campo della fisica delle particelle [2]. Tra le ipotesi ci sono le cosiddette WIMP (weak interacting massive particles), ossia particelle dotate di massa, che reagiscono solo alla forza nucleare debole. Queste forniscono soluzioni per problemi eccezionali sia nella cosmologia che nella fisica delle particelle. In questo quadro, sono stati progettati numerosi esperimenti che stanno operando con l'obiettivo di scoprire le WIMP osservando le loro collisioni con la materia ordinaria [3].

La sensibilità di un esperimento di rivelazione diretta della materia oscura dipende sia dalla massa della ipotetica WIMP che dalla sezione d'urto, ossia dalla probabilità di interagire con i nucleoni (protoni e neutroni) che compongono il materiale bersaglio del rivelatore. Questo è il motivo per cui i risultati degli esperimenti sono espressi per mezzo di grafici che hanno la massa sulle ascisse e la sezione d'urto sulle ordinate, nei quali l'esperimento più performante è sostanzialmente quello che riesce a tracciare la linea più bassa.



Limiti superiori alla sezione d'urto in funzione della massa [2].

La sezione d'urto dipenderà dalla natura dell'interazione WIMP-nucleone.

Questa potrebbe essere isotropa o direzionale, rispettivamente nel caso in cui la WIMP fosse insensibile o sensibile allo *spin* del nucleone. Nel caso direzionale, il nucleo del ^{19}F , a causa del suo singolo protone spaiato e dell'abbondanza isotopica del 100%, fornirebbe un obiettivo molto interessante [4]. Esperimenti che utilizzano bersagli a base di fluoro stanno ponendo i più forti vincoli su interazioni spin-dipendenti [5, 6] e tutti fanno uso di camere a bolle [7], vale a dire rivelatori contenenti liquidi surriscaldati. Il loro vantaggio principale è quello di essere insensibili al background di radiazioni beta e gamma. L'obiettivo è raggiungere una massa molto elevata di materiale rivelatore e una sensibilità molto elevata, ossia una soglia energetica di attivazione molto bassa.

Il rivelatore qui analizzato, le cui caratteristiche principali saranno discusse in dettaglio nella prossima sezione, è una camera a bolle a effetto geysier [8, 9].

1.1 Effetto geysier

Nelle camere a bolle ad effetto geyser, un recipiente chiuso viene riempito con un liquido bersaglio (ad es. C3F8) e il suo vapore saturo, separato da uno strato di liquido tampone (ad es. Glicole propilenico). La parte inferiore del recipiente, che contiene il liquido bersaglio, viene mantenuta in un bagno termico a temperatura costante T_{liq} . Il vapore saturo sopra di esso viene mantenuto a temperatura costante T_{vap} , dove $T_{vap} < T_{liq}$. Poiché la pressione di vapore $P_{vap}(T_{vap})$ all'interno del recipiente è inferiore alla pressione di vapore $P_{vap}(T_{liq})$, il liquido bersaglio è in depressione di $\Delta p = P_{vap}(T_{liq}) - P_{vap}(T_{vap})$ e quindi in uno stato metastabile surriscaldato. Il grado di metastabilità del liquido bersaglio alla temperatura T_{liq} può anche essere espresso come $\Delta T = T_{liq} - T_{vap}$. Va sottolineato che il liquido tampone è indispensabile per raggiungere surriscaldamenti elevati perché evita l'evaporazione della superficie e favorisce l'isolamento termico.

Quando una particella incidente (e.g., un neutrone) colpisce un nucleo bersaglio, quest'ultimo rincula liberando una certa dose di energia. Nel caso in cui quest'ultima sia superiore a una determinata soglia E_{thr} , e venga depositata all'interno di un determinato volume critico, viene prodotta una bolla di vapore. Questa sale attraverso il liquido surriscaldato a volte in modo violento, provocando un piccolo getto all'interfaccia con il liquido tampone, da cui il nome effetto geyser. La bolla continua naturalmente la sua strada verso l'alto, fino ad arrivare alla parte superiore del recipiente, dove è contenuto il vapore saturo del liquido bersaglio. Qui, data la temperatura più bassa, la bolla si raffredda e condensa in una goccia, che ricade nella parte inferiore del recipiente, riportando tutto il sistema allo stato surriscaldato originale. Di conseguenza, una camera a bolle ad effetto geyser presenta numerosi vantaggi rispetto a una camera a bolle standard. Infatti, il suo funzionamento si basa su un processo semplice e continuo di evaporazione e condensazione, in modo tale

che, dopo ogni evento, il ripristino del rivelatore allo stato iniziale sia automatico. Inoltre, l'assenza di parti in movimento elimina ogni possibile distacco di particolato (che invece può accadere durante le operazioni di compressione e di espansione richieste in una camera a bolle standard), evitando così che tali impurità possano agire come siti di nucleazione.

1.2 Funzionamento

La camera a bolle MOSCAB (Materia OSCura A Bolle) è composta da tre parti principali chiamate "corpo", "collo" e "testa", montate una sopra l'altra, come mostrato nello schema in Figura 1.

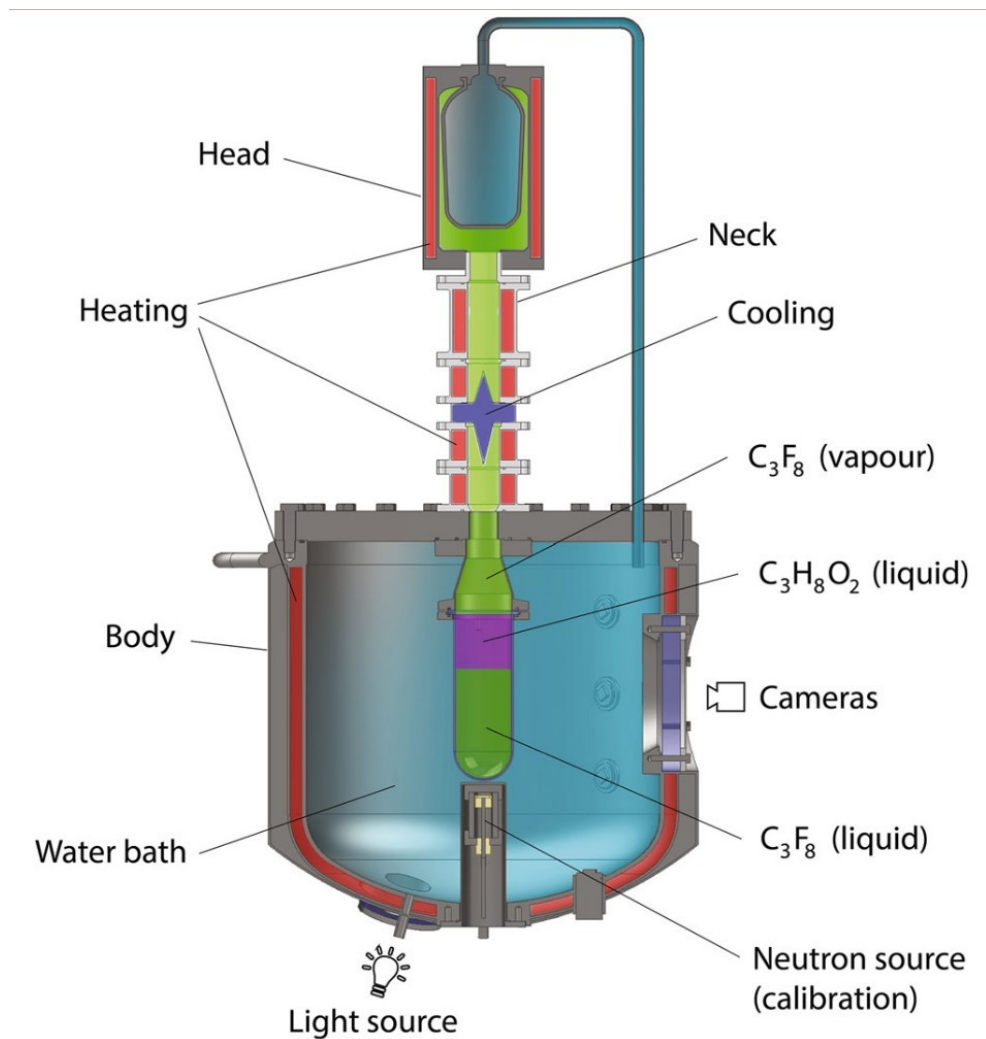


Fig. 1 Il rivelatore prototipo

Il nucleo del corpo è un vaso di quarzo cilindrico a fondo arrotondato che contiene C3F8 liquido, ricoperto da un tampone di glicole propilenico che separa il liquido bersaglio dal suo vapore saturo, mantenuto a una temperatura più bassa. Il rivelatore può essere equipaggiato con un vaso da 2 litri o da 25 litri. Il vaso da 2 litri ha uno spessore di 3 mm, un diametro interno di 96 mm e un'altezza di 284 mm. Il vaso da 25 litri ha uno spessore di 5 mm, un diametro interno di 314 mm e un'altezza di 345 mm. Il vaso è centrato all'interno di un serbatoio in acciaio inossidabile riempito con acqua, cosa che fornisce sia protezione dalle radiazioni che controllo della temperatura del liquido bersaglio. Il serbatoio è un cilindro a fondo arrotondato con un diametro interno di 600 mm e un'altezza di 615 mm. La temperatura del bagno d'acqua è regolata da una miscela di acqua e glicole etilenico che scorre continuamente attraverso la camicia del serbatoio, pompata da un termostato LAUDA Integral XT 150 raffreddato ad aria. La camicia del serbatoio è dotata dei collegamenti idraulici necessari per le operazioni di riempimento, scarico e spurgo, e di una valvola di sicurezza. Inoltre, una coppia di oblò, posizionati sul lato del serbatoio ad un angolo di 90 gradi rispetto all'asse del serbatoio stesso, viene utilizzata per monitorare la camera, mentre una coppia di oblò più piccoli situati nella parte inferiore del serbatoio viene utilizzata per l'illuminazione interna con lampade a LED. Un foro con un tappo rimovibile, praticato in mezzo al fondo del serbatoio, consente il posizionamento del supporto della sorgente di calibrazione dei neutroni appena sotto il vaso al quarzo. Il coperchio superiore del serbatoio comprende sei aperture con tappi rimovibili per lo spurgo dell'aria dopo il riempimento con acqua; inoltre, il suo lato interno reca una flangia conica in acciaio inossidabile, che sporge verso il basso in direzione assiale per sostenere il vaso al

quarzo, fissata ad esso mediante bulloni, con un O-ring in elastomero per sigillare il quarzo alla flangia in acciaio. In particolare, la flangia di supporto per il vaso da 2 litri ha un'altezza di 120 mm con un angolo di apertura di 17 gradi, mentre quella per il vaso da 25 litri ha un'altezza di 112 mm con un angolo di apertura di 52 gradi. Un foro praticato al centro del coperchio superiore consente la comunicazione tra l'interno del recipiente al quarzo e il collo sopraelevato, dove si trova il vapore saturo.

Il collo è costituito da un tubo di acciaio inossidabile da 54 mm di diametro con una camicia esterna in cui la miscela di glicole etilenico ad acqua pompata dal termostato LAUDA Integral XT 150 citato precedentemente scorre continuamente per il controllo della temperatura. Il collo è suddiviso in tre parti, sovrapposte una sopra l'altra. La parte inferiore contiene il cosiddetto "bulbo di condensa", costituito da un guscio formato da due coni di acciaio inossidabile allineati verticalmente, saldati alla base, e sospesi al centro del tubo per lasciare libero il passaggio del vapore attraverso il collo. Una coppia di connessioni idrauliche opposte ai lati del doppio cono consente il flusso continuo di una miscela fredda di acqua e glicole etilenico, pompata da un termostato dedicato LAUDA RP 845, per mantenere costante la temperatura di condensazione. La parte centrale del collo contiene un filtro per evitare la contaminazione di particelle eventualmente provenienti dall'apparecchiatura di riempimento C3F8 situata sopra. Infine, la parte superiore contiene una coppia di collegamenti laterali alla linea di carica di C3F8, e una flangia superiore per il supporto della testa.

La testa è un equalizzatore di pressione costituito da un cilindro rivestito in acciaio inossidabile, diviso da una membrana di gomma in una parte inferiore, che contiene il vapore saturo, e una parte superiore, collegata al serbatoio tramite un

tubo, che contiene acqua. La temperatura della camicia è controllata dalla stessa miscela di acqua e glicole pompata dal termostato LAUDA Integral XT 150. Una valvola di sicurezza per la protezione del recipiente è montata dal lato del vapore saturo.

1.3 Strumentazione

L'apparato è dotato di due telecamere per riprendere la formazione di bolle visibili, due idrofoni per registrare le emissioni acustiche derivanti dalla nucleazione delle bolle, nonché nove rilevatori di temperatura e due trasduttori di pressione per monitorare i parametri termodinamici.

Le telecamere, saldamente collegate agli oblò laterali, sono fotocamere digitali GigE avA1600-50gm Basler in bianco e nero, che riprendono a 55 frame al secondo con una risoluzione di 1600x1200 pixel, ognuna dotata di ottica Goyo GMTHR38014MCN ad alta risoluzione da 8,25 mm.

Gli idrofoni, vincolati alla flangia conica e sospesi nel bagno d'acqua nelle immediate vicinanze della parete esterna del recipiente al quarzo, sono Co.l.mar. Idrofoni omnidirezionali AR0190XS, con una sensibilità di ricezione di -208 dB re 1 V / μ Pa a 50 kHz e una banda fino a 170 kHz.

I rilevatori di temperatura sono termo-resistenze Tersid PT100-4 con un'accuratezza di misura di 0,05 °C: cinque di questi sono posizionati nel serbatoio d'acqua per misurare la temperatura del bagno stesso in luoghi diversi, due sono posizionati nel collo per misurare la temperatura del vapore saturo e due sono posizionati fuori dal rivelatore per misurare la temperatura ambiente. I trasduttori di pressione sono trasmettitori di pressione piezoelettrici Micro Sensor MPM4760 con una precisione di fondo scala dello 0,1% (fs = 16 bar): uno è posizionato nel

serbatoio d'acqua, e l'altro all'interno del collo, appena sopra il bulbo di condensazione. Il sistema di acquisizione dati è un controller FPGA integrato Compact Instruments IO 9075 di National Instruments dotato di tre schede di espansione NI 9217 per l'elaborazione dei dati di temperatura e una scheda di espansione NI 9207 per l'elaborazione dei dati di pressione.

1.4 Primi test

Numerosi test sono stati effettuati in superficie nel laboratorio INFN di Milano Bicocca, in preparazione allo spostamento successivo del rivelatore sottoterra nel laboratorio INFN del Gran Sasso. Sono state esaminate varie temperature prima di decidere di operare principalmente a 25 °C, a cui il rivelatore mostra un'eccellente stabilità anche se sollecitato da elevate velocità di nucleazione dovute al background di neutroni provenienti dai raggi cosmici e da una sorgente di neutroni AmBe da 40 kBq, quando applicato. A questa temperatura sono state eseguite diverse prove utilizzando 1 kg di C3F8 liquido, che corrisponde a un volume sensibile di 0,75 litri, mantenuto a diversi gradi di surriscaldamento compresi tra 4 °C e 9 °C. Durante ogni run, tipicamente di diverse ore, i parametri termodinamici vengono registrati ogni 6 s, mentre il liquido bersaglio all'interno del recipiente viene continuamente monitorato dalla telecamera scattando una foto ogni 18 ms. Qualsiasi modifica che interviene tra due immagini consecutive attiva la memorizzazione di una serie di immagini che verranno elaborate in seguito.

Ad esempio, i dati rilevati durante un run di 90 ore a $\Delta T \cong 6$ °C con la sola radiazione di background sono visualizzati in Figura 2, in cui la temperatura ambiente, la temperatura del bagno d'acqua, la temperatura del vapore saturo e il

corrispondente grado di surriscaldamento sono tracciati nel tempo, assieme alle loro distribuzioni.

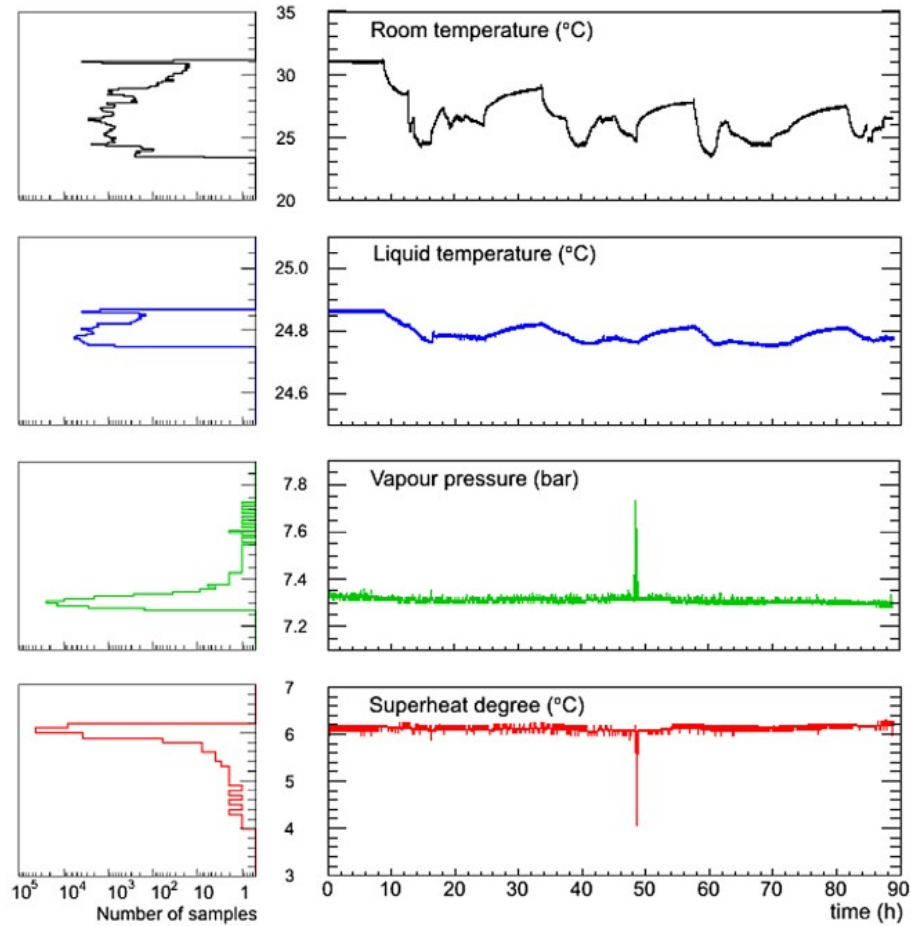


Fig. 2 Variazione dei parametri termodinamici in un run di 90 ore con solo background a $\Delta T \cong 6$ °C

Si noti che la pressione di vapore di equilibrio alla temperatura del liquido $p_{\text{vap}}(T_{\text{liq}})$ è 8.63 bar che, se comparato con la pressione di lavoro media $p_{\text{vap}}(T_{\text{liq}})$ di 7.30 bar, risulta in un grado di depressione $\Delta p = 1.33$ bar.

La relativa velocità di conteggio delle bolle è riportata in Figura 3, mentre la distribuzione degli intervalli temporali fra eventi consecutivi è rappresentata in Figura 4, provando la casualità del tempo di arrivo degli eventi.

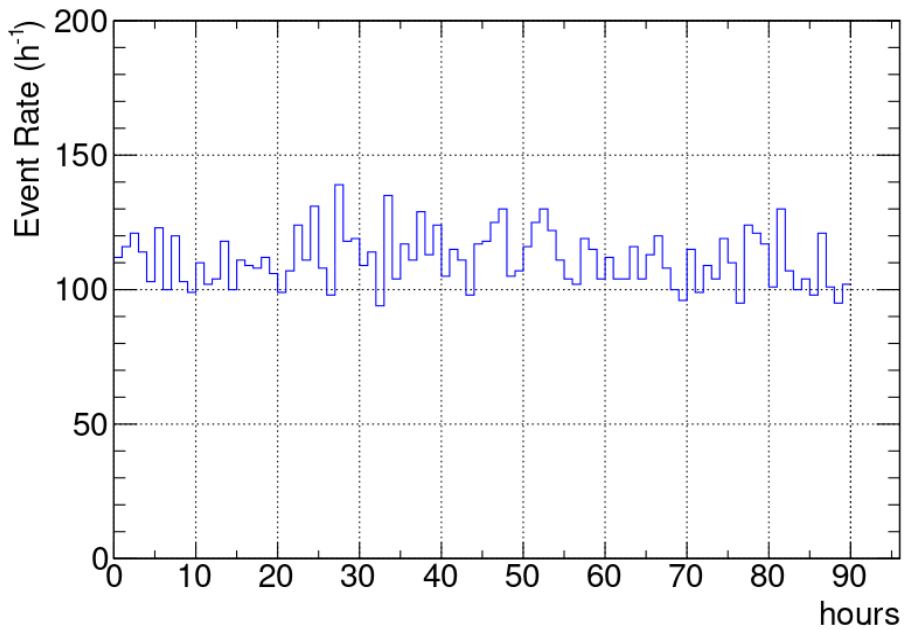


Fig. 3 Conteggi in un run di 90 ore con solo background a $\Delta T \cong 6^\circ\text{C}$

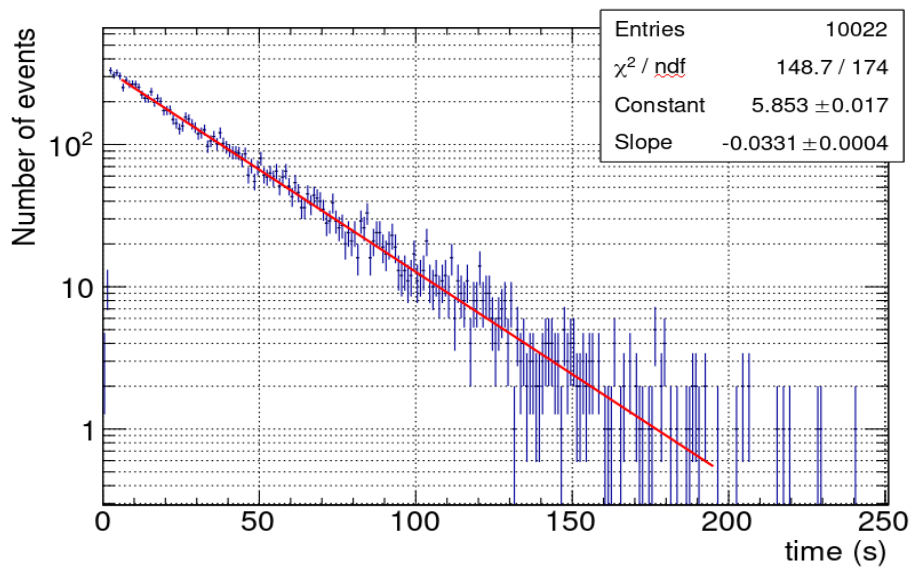


Fig. 4 Distribuzione degli intervalli di tempo fra eventi consecutivi in un run di 90 ore con solo background a $\Delta T \cong 6^\circ\text{C}$

Si può inferire un tempo morto inferiore ai 3 s, come conseguenza del tempo richiesto per memorizzare il set di frame. Le stesse durate vengono osservate per molti altri run di prova, dimostrando che il tempo morto di acquisizione dati è

indipendente dalla frequenza degli eventi, come mostrato per esempio in Figura 5, per un run con la sorgente di AmBe a $\Delta T \cong 6.5 \text{ }^\circ\text{C}$.

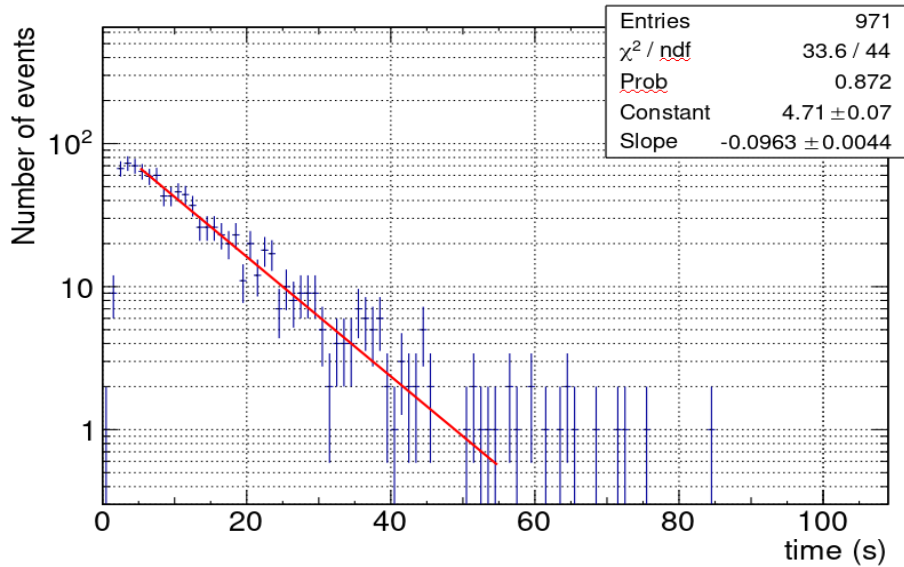


Fig. 5 Distribuzione degli intervalli di tempo fra eventi consecutivi in un run di 90 ore con sorgente di AmBe a $\Delta T \cong 6 \text{ }^\circ\text{C}$

È evidente, nonostante la variazione pronunciata della temperatura ambiente, che la temperatura del bagno termostatico rimane stabile attorno al valore di $24,8 \text{ }^\circ\text{C}$ con variazioni inferiori a $0,1 \text{ }^\circ\text{C}$, che seguono da vicino le variazioni temporali della temperatura ambiente. Anche l'evoluzione temporale complessiva del grado di surriscaldamento rimane stabile attorno al valore di $6,06 \text{ }^\circ\text{C}$, con l'eccezione di un picco negativo di circa $2 \text{ }^\circ\text{C}$, a causa di un'ebollizione violenta innescata da una sacca di gas sulla parete del contenitore. Un ingrandimento di questo impulso è mostrato in Figura 6, in cui i punti neri rappresentano gli eventi rilevati.

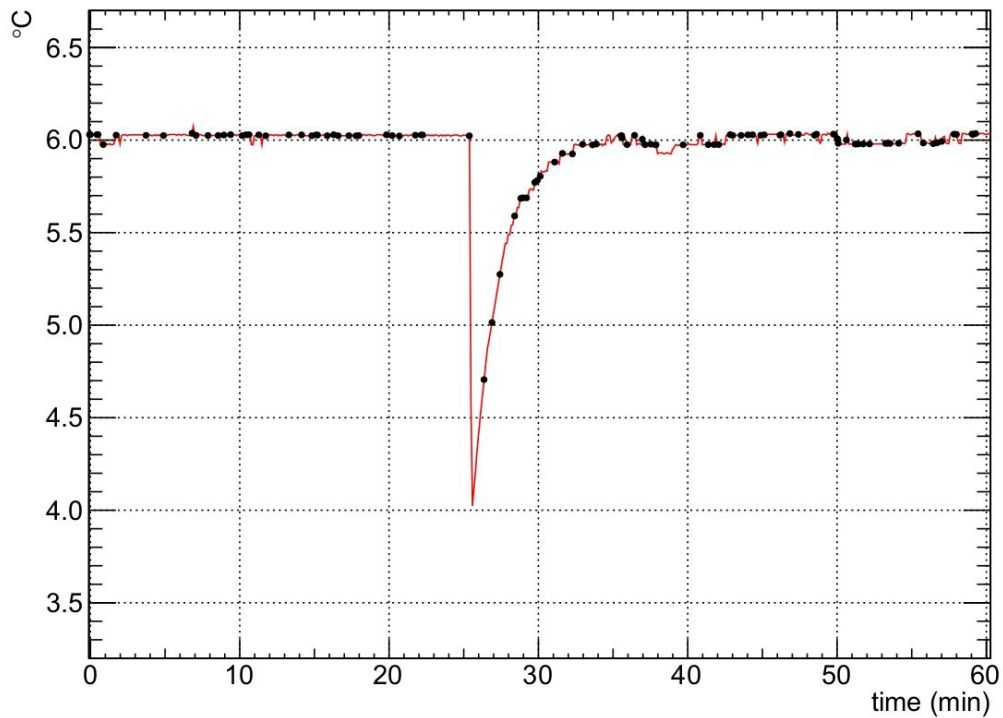


Fig. 6 Evoluzione nel tempo del grado di surriscaldamento durante l'ebollizione improvvisa nel run di 90 ore con solo background a $\Delta T \cong 6^\circ\text{C}$

Si può notare che il recupero del grado di surriscaldamento originale avviene in modo esponenziale, con costante di tempo di circa 2 min, e che durante l'intero processo il dispositivo è ancora sensibile, anche se a un ΔT più basso.

Il comportamento di cui sopra può essere descritto dalla grande portata di vapore che raggiunge la cima e produce un picco di pressione che riduce drasticamente il surriscaldamento applicato. Su una scala temporale più lunga, il liquido ri-condensato di ritorno raffredda leggermente il volume del liquido principale, riducendo anche il surriscaldamento. Tuttavia, da un lato la diminuzione del grado di surriscaldamento inibisce la bolla che bolle sulla parete, e dall'altro lato la condensa continua del vapore in eccesso che si verifica nella parte superiore riduce la pressione, il che riporta il rilevatore alle condizioni originali. Come detto sopra, lo strato di glicole propilenico sembra svolgere un ruolo critico nel funzionamento della camera a bolle ad effetto geysier e ulteriori test su questo punto

devono essere effettuati al fine di aumentare il volume sensibile. Si noti che in alcune situazioni la portata del vapore prodotta dall'ebollizione continua sulla parete del vaso può essere così grande da distruggere il surriscaldamento, portando il rivelatore a smettere di funzionare invece di ripristinare il suo stato metastabile iniziale. Questo fenomeno è maggiore con surriscaldamenti e tassi di eventi più elevati. Il problema è stato oggetto di indagine e un notevole miglioramento è stato ottenuto utilizzando il quarzo lucidato a fiamma, la cui finitura superficiale interna svolge un altro ruolo cruciale. Ogni volta che lo stato surriscaldato del liquido bersaglio viene distrutto a causa di eventi a parete, viene applicata una procedura che dura circa 5 ore che reimposta il rivelatore. Innanzitutto, viene interrotta la circolazione della miscela di acqua e glicole etilenico freddo attraverso il bulbo di condensazione. La parte superiore del collo viene quindi raffreddata per produrre condensa e accumulare il liquido condensato sopra il filtro. Successivamente, la parte superiore viene riscaldata per aumentare la pressione del vapore e forzare il liquido nel volume principale. Successivamente, la temperatura nella parte superiore viene equalizzata alla temperatura del bagno termale. Una volta ripristinato il livello di C3F8 liquido all'interno del recipiente al quarzo, il rivelatore viene riavviato riattivando la circolazione attraverso il bulbo di condensazione per mettere il liquido bersaglio in depressione.

1.5 Analisi dati

A maggio e giugno 2017 sono stati eseguiti 56 run di prova per verificare il funzionamento complessivo della configurazione 2L del rivelatore MOSCAB, per un totale di circa 400 ore. Come abbiamo detto in precedenza, il rivelatore è stato testato a vari gradi di surriscaldamento tra 4 °C e 9 °C, che corrispondono a una

gamma di energie di soglia fra i 100 keV e i 10 keV, con e senza una sorgente di neutroni AmBe da 40 kBq posizionata appena sotto al vaso al quarzo. Una tipica nucleazione di bolle e la relativa formazione di geysers all'interfaccia tra il liquido bersaglio e il liquido tampone, avvenuta durante un run eseguito a $\Delta T = 8,47 \text{ }^\circ\text{C}$ con la sola radiazione di fondo, è documentata nella sequenza riportata in Figura 7.

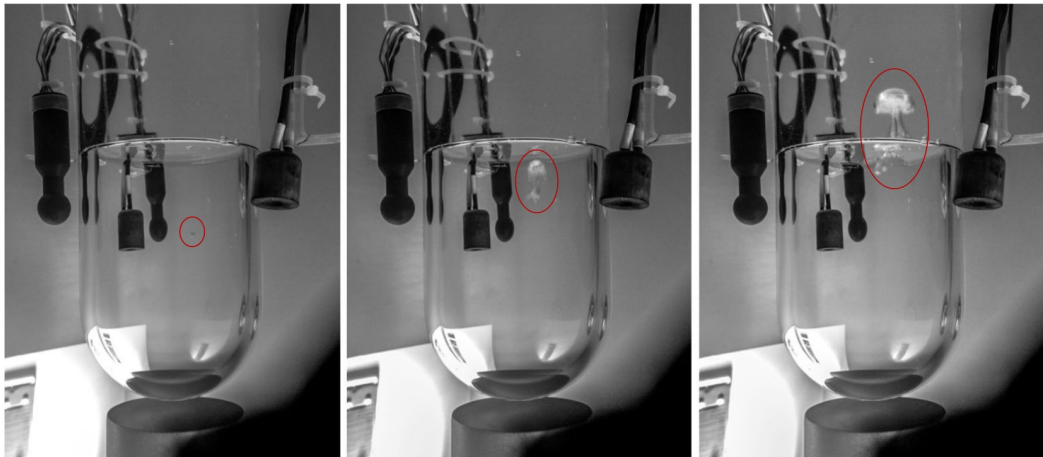


Fig. 7 Tipica nucleazione di bolle con formazione di geysers durante un run con solo background a $\Delta T \cong 8,47 \text{ }^\circ\text{C}$

Si noti che la principale fonte di radiazione in superficie, per un rivelatore insensibile ai raggi gamma e agli elettroni, circondato da 25 cm di acqua che riduce di un fattore 100 il flusso di neutroni provenienti dalla radioattività esterna naturale, è la radiazione cosmica secondaria.

I risultati ottenuti sono evidenziati in Figura 8, dove è riportata la velocità di conteggio rispetto al grado di surriscaldamento imposto.

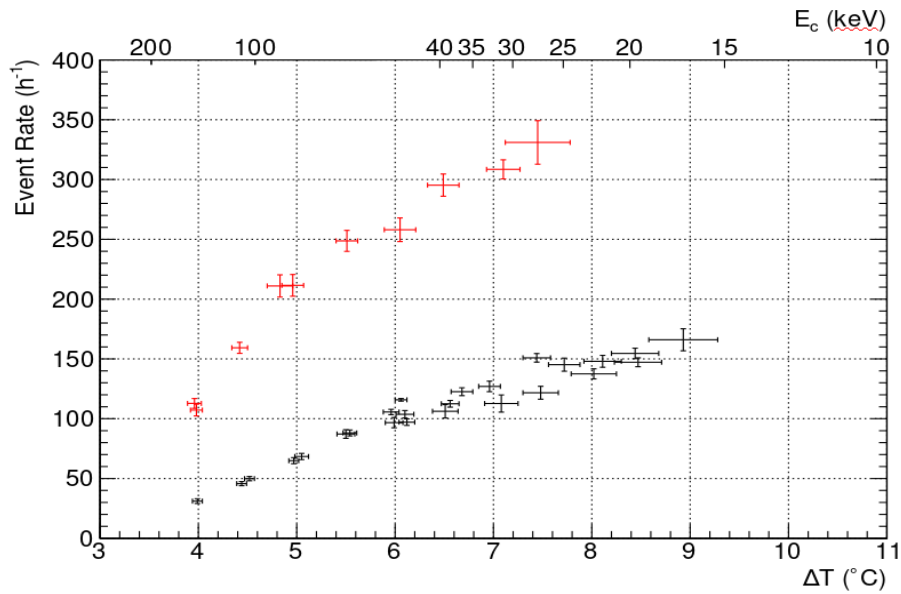


Fig. 8 Conteggi in funzione del grado di surriscaldamento e la relativa energia di soglia, con e senza la sorgente di AmBe da 40kBq

Per facilitare il confronto con altri esperimenti sui fluidi surriscaldati viene mostrata anche l'energia critica corrispondente calcolata, utilizzando la stessa formula e database termodinamico della Collaborazione PICO [5,9]. Come previsto, il rivelatore è sensibile ai neutroni emessi dalla sorgente di AmBe. Inoltre, la frequenza degli eventi con e senza la sorgente di neutroni aumenta all'aumentare del surriscaldamento. Gli stessi risultati sono elencati anche nella Tabella 1, in cui sono elencati, per ciascun run, la media della distribuzione del surriscaldamento ottenuta misurando la differenza di temperatura ogni 6 s e la corrispondente deviazione standard (SD), la durata, il numero di trigger registrati e la media della distribuzione della frequenza di trigger ottenuta dal numero di trigger all'ora registrati.

RUN n.	$\langle \Delta T \rangle$ [°C]	SD [°C]	Duration [h]	N_{ev}	$\langle R_{ev} \rangle$ [h ⁻¹]
1180-bk	3.99	0.05	15.1	468	31.1 ± 2.0
1181-bk	4.52	0.05	14.7	721	49.9 ± 1.8
1198-bk	4.44	0.05	14.5	651	45.7 ± 1.7
1199-bk	4.97	0.05	18.4	1197	64.9 ± 2.5
1182-bk	5.05	0.07	9.8	675	68.4 ± 2.6
1183-bk	5.50	0.09	7.0	600	87.2 ± 3.6
1200-bk	5.54	0.07	13.7	1156	88.1 ± 2.5
1201-bk	5.96	0.08	13.0	1383	105.6 ± 2.3
1178-bk	5.99	0.09	9.2	891	96.7 ± 4.3
1232-bk	6.06	0.06	90.0	10023	115.8 ± 1.1
1228-bk	6.10	0.09	10.0	1038	103.7 ± 3.1
1204-bk	6.12	0.08	21.8	2128	97.1 ± 2.7
1184-bk	6.51	0.13	5.0	527	106.2 ± 5.6
1202-bk	6.56	0.09	14.9	1672	112.5 ± 2.8
1205-bk	6.68	0.11	10.3	1273	122.6 ± 3.3
1203-bk	6.96	0.11	10.2	1289	127.0 ± 4.4
1189-bk	7.08	0.17	4.4	501	112.7 ± 7.2
1208-bk	7.44	0.14	8.9	1330	150.9 ± 3.6
1190-bk	7.48	0.18	4.2	520	121.7 ± 5.4
1207-bk	7.72	0.16	8.4	1204	145.2 ± 5.5
1179-bk	8.02	0.23	4.3	597	137.5 ± 4.2
1206-bk	8.11	0.19	9.2	1359	148.0 ± 5.0
1209-bk	8.44	0.24	6.0	928	154.6 ± 4.4
1191-bk	8.47	0.24	6.2	916	147.2 ± 3.7
1233-bk	8.93	0.35	2.8	431	166.0 ± 9.2
1212-AmBe	3.96	0.07	6.5	708	112.8 ± 4.1
1224-AmBe	3.98	0.06	8.6	919	107.2 ± 4.9
1225-AmBe	4.42	0.08	7.4	1168	159.3 ± 4.6
1211-AmBe	4.83	0.13	2.4	495	211.0 ± 9.3
1215-AmBe	4.96	0.11	4.1	857	211.5 ± 9.1
1216-AmBe	5.51	0.11	3.2	803	248.7 ± 8.8
1219-AmBe	6.05	0.16	2.7	721	258.0 ± 9.9
1220-AmBe	6.49	0.16	3.5	1054	295.3 ± 9.3
1226-AmBe	7.10	0.17	4.8	1485	308.5 ± 8.0
1227-AmBe	7.45	0.33	1.0	331	331.0 ± 18.2

Tab. 1 Dati presi in superficie, a una temperatura $T_L=25$ °C

È evidente che, anche nelle condizioni più gravose, vale a dire ad alti ΔT e / o alti tassi di nucleazione dovuti alla presenza della sorgente di neutroni, le condizioni termodinamiche rimangono ragionevolmente stabili con una massima deviazione

standard percentuale molto al di sotto del 5%. Si noti che, con lo scopo di verificare se ogni trigger in realtà corrisponde a un evento fisico reale, le immagini catturate relative a più di 2000 eventi sono state scansionate individualmente a occhio, il che ha portato a concludere che la velocità di conteggio in base all'output del sistema di innesco automatico sia sufficientemente affidabile.

È interessante notare che al massimo grado di surriscaldamento raggiunto nei test, ovvero $\Delta T \cong 9 \text{ }^\circ\text{C}$, il rilascio minimo di energia richiesto per una formazione di bolle dovrebbe essere dell'ordine dei 10 keV, il che significa che a quel punto il prototipo era pronto per misurazioni sotterranee della soglia di energia effettiva con l'aiuto di una sorgente di neutroni ^{88}YBe [10]. A questo proposito, vale la pena sottolineare che nelle suddette condizioni sperimentali in superficie, dove il fondo di neutroni da raggi cosmici svolge un ruolo importante, né un volume fiduciale all'interno del liquido bersaglio era stato definito da una determinazione precisa della posizione della nucleazione di bolle, né la discriminazione tra eventi alfa e nucleazione di bolle da neutroni era stata realizzata. Misurazioni precise dello sfondo interno ed esterno del rivelatore, così come la determinazione della sua sensibilità e capacità di respingere il fondo di alfa, saranno eseguite nei successivi test sotterranei, dove il fondo di neutroni da raggi cosmici è quasi assente.

1.6 Discussione

I risultati ottenuti mostrano che è stata analizzata e testata con successo una camera a bolle a effetto geysir che può essere utilizzata nella misura di neutroni. Quindi il rivelatore verrà spostato sottoterra per eseguire ulteriori test riguardanti l'ottica migliorata, il volume del liquido bersaglio, l'altezza dello strato tampone e la

configurazione di raffreddamento del collo, tutti importanti per aumentare il volume sensibile e comprendere meglio il dispositivo.

2 Analisi della termodinamica di funzionamento

Nelle camere a bolle che utilizzano liquidi surriscaldati, la nucleazione delle bolle è il risultato di una deposizione altamente localizzata di almeno la quantità minima di energia richiesta per la formazione di una bolla di dimensioni critiche, come postulato da Seitz nella sua teoria del "picco termico" [21], che è il modello attualmente accettato come la migliore spiegazione disponibile per la nucleazione indotta da radiazioni in liquidi surriscaldati. La quantità minima di energia da rilasciare come picco termico per produrre la nucleazione di bolle, tipicamente chiamata energia critica, è generalmente espressa come la somma di un numero di termini, numero che varia con le ipotesi fatte da ciascun ricercatore. Inoltre, anche il valore del raggio della bolla critica, che entra direttamente nel calcolo dell'energia critica, dipende dalle ipotesi fatte per la sua valutazione. In effetti, molto spesso i valori teorici dell'energia critica, cioè le soglie di energia termodinamica, sono più bassi, a volte drasticamente, dei corrispondenti valori sperimentali. D'altra parte, la soglia relativamente bassa necessaria per il rilevamento del rinculo nucleare deve essere la più accurata possibile per calcolare l'energia critica richiesta per la nucleazione della bolla.

In questo quadro generale, è stata fatta una revisione ragionata delle equazioni energetiche critiche disponibili in letteratura e delle relative espressioni del raggio critico di una bolla. Viene quindi proposta e discussa una coppia di relazioni per la determinazione dell'energia critica e del raggio critico di una bolla.

2.1 Energia critica di nucleazione

Un liquido alla temperatura T_L e alla pressione p_L è chiamato surriscaldato quando T_L è superiore alla temperatura di saturazione T_V alla pressione p_L , o, allo stesso modo, p_L è inferiore alla pressione di saturazione p_V alla temperatura T_L , come mostrato nel diagramma di fase pT rappresentato in Figura 1, in cui la linea di saturazione che separa la regione monofase liquida da quella di vapore rappresenta la regione bifase liquido-vapore.

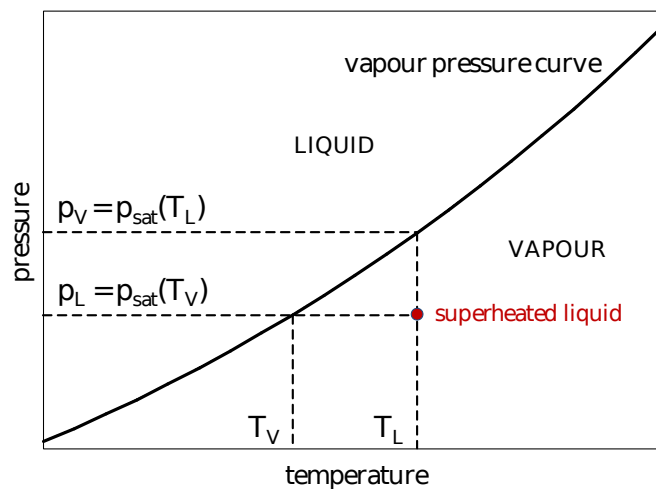


Fig. 1 - Diagramma di fase pT per regioni di liquido e vapore

Si può vedere che per ogni pressione di saturazione esiste una temperatura di saturazione unica, e viceversa; la loro corrispondenza è descritta dall'equazione di Clausius-Clapeyron

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\rho_V \lambda}{T (1 - \rho_V / \rho_L)}, \quad (1)$$

dove λ è il calore latente di vaporizzazione, e ρ_L e ρ_V sono le densità di massa delle fasi sature di liquido e vapore.

Si noti che, a rigor di termini, lo stato liquido *metastabile* alle coordinate (T_L, p_L) , che apparentemente cade nella regione di vapore, non potrebbe essere visualizzato nel diagramma di fase pT, in cui possono essere rappresentati solo stati

di equilibrio *stabili*. Il grado di metastabilità del liquido surriscaldato può essere espresso in termini di surriscaldamento $\Delta T = T_L - T_V$, o in termini di depressione $\Delta p = p_V - p_L$.

In una camera a bolle in cui il liquido sensibile viene mantenuto surriscaldato alla temperatura T_L e alla pressione p_L , se nel liquido si deposita abbastanza energia, si verifica la formazione di una bolla di vapore di dimensioni critiche, il cui raggio R_c viene dato dall'equazione di Young-Laplace

$$R_c = \frac{2\sigma}{p_b - p_L}, \quad (2)$$

dove σ è la tensione superficiale del liquido e p_b è la pressione all'interno della bolla.

L'energia critica E_c richiesta per la nucleazione delle bolle è stata oggetto di numerosi studi condotti in passato, ciascuno dei quali ha portato a un'espressione composta da termini diversi. I termini comunemente inclusi nell'equazione dell'energia critica sono l'energia necessaria per vaporizzare la massa di liquido coinvolta nel cambiamento di fase e l'energia richiesta per formare la superficie della bolla. In molte formulazioni viene aggiunto anche un termine di espansione, principalmente per spiegare il lavoro trasferito dalla bolla di vapore al liquido circostante durante la formazione della bolla di vapore, mentre meno frequentemente è incorporato anche un termine che tiene conto dell'energia cinetica impartita dalla bolla di vapore in espansione all'ambiente circostante il liquido. Un elenco delle equazioni originariamente proposte è presentato nella Tabella 1, in cui v_r indica la velocità radiale di espansione della superficie della bolla. È importante sottolineare che, nelle equazioni riassunte in tabella, tutte le proprietà fisiche necessarie per il calcolo vengono riferite alla temperatura del liquido T_L .

Author(s)	Year	Vaporization	Surface formation	Expansion	Kinetic energy	See also Refs.
Pless and Plano [9]	1956	$(4/3)\pi R_c^3 \rho_v \lambda$	$4\pi R_c^2 \sigma$	$(4/3)\pi R_c^3 p_L$	-	
Seitz [8]	1958	$(4/3)\pi R_c^3 \rho_v \lambda$	$4\pi R_c^2 \sigma$	-	-	[15],[16]
Bugg [10]	1959	$(4/3)\pi R_c^3 \rho_v \lambda$	$4\pi R_c^2 [\sigma - T_L(d\sigma/dT)]$	$-(4/3)\pi R_c^3 (p_v - p_L)$	-	[3],[17]-[22]
Norman and Spiegler [11]	1963	$(4/3)\pi R_c^3 \rho_v \lambda$	$4\pi R_c^2 [\sigma - T_L(d\sigma/dT)]$	-	$2\pi \rho_L R_c^3 v_r^2$	
Tenner [12]	1963	$(4/3)\pi R_c^3 \rho_v \lambda$	$4\pi R_c^2 [\sigma - T_L(d\sigma/dT)]$	$(4/3)\pi R_c^3 (1 - \rho_v / \rho_L) p_L$	-	
Peyrou [13]	1967	$(4/3)\pi R_c^3 \rho_v \lambda$	$4\pi R_c^2 [\sigma - T_L(d\sigma/dT)]$	$(4/3)\pi R_c^3 p_L$	-	[23]-[27]
Bell et al. [14]	1974	$(4/3)\pi R_c^3 \rho_v \lambda$	$4\pi R_c^2 \sigma$	$-(4/3)\pi R_c^3 (p_v - p_L)$	$2\pi \rho_L R_c^3 v_r^2$	[28]-[30]

Tab. 1 Termini della equazione per E_c , proposti da diversi autori

In realtà, l'energia critica E_c è completamente descritta da due termini: il termine di vaporizzazione e il termine di formazione della superficie, espresso nella forma introdotta per la prima volta da Bugg [23]. Infatti, in base alla prima legge della termodinamica, l'iniezione di calore necessaria per nucleare una bolla critica, ovvero l'energia critica E_c , è data dalla somma della variazione di energia interna ΔU e del lavoro di espansione W_{exp} trasferito dalla bolla di vapore al liquido circostante durante la formazione

$$E_c = \Delta U + W_{exp} \quad (3)$$

D'altra parte, una volta che la bolla di vapore è pensata come composta dal suo volume interno e dalla regione di interfaccia (che convenzionalmente si assume di spessore nullo e viene quindi rappresentata dalla superficie matematica della bolla), ΔU può essere scritto come la somma di un termine di volume, ΔU_{vol} , e un termine di superficie, ΔU_{surf}

$$E_c = \Delta U_{vol} + \Delta U_{surf} + W_{exp} \quad (4)$$

Ciò significa che, se la variazione di energia interna ΔU_{vol} dallo stato liquido metastabile allo stato di vapore saturo stabile viene approssimata usando la differenza tra le energie interne del vapore saturo stabile e dello stato liquido a pressione p_L , allora, secondo la definizione del calore latente di vaporizzazione basato sulla prima legge della termodinamica, la somma $\Delta U_{vol} + W_{exp}$ equivale al

calore Q_{evap} necessario per far sì che il cambiamento di fase avvenga alla pressione costante p_L [44], cioè,

$$E_c = Q_{\text{evap}} + \Delta U_{\text{surf}} \quad (5)$$

La stessa conclusione può essere raggiunta considerando che, in base alla definizione di entalpia come $H = U + pV$, l'iniezione di E_c alla pressione costante p_L provoca una variazione di entalpia ΔH , che può essere scritta come la somma di un termine di volume, ΔH_{vol} , e un termine di superficie, ΔH_{surf} . Il termine ΔH_{vol} può essere approssimato dal calore Q_{evap} richiesto per il cambiamento di fase alla pressione del liquido p_L , mentre il termine ΔH_{surf} , a causa della definizione di entalpia citata in precedenza, coincide con la variazione di energia interna ΔU_{surf} , dal momento che la superficie della bolla non ha volume.

Il calore di vaporizzazione è dato da

$$Q_{\text{evap}} = \frac{4}{3} \pi R_c^3 \rho_V \lambda \quad (6)$$

in cui, pertanto, sia ρ_V e λ devono essere calcolati alla temperatura stabile di equilibrio a cui il cambiamento di fase avviene alla pressione costante p_L , vale a dire la temperatura di saturazione T_V . Ulteriori considerazioni sulla temperatura alla quale dovrebbero essere valutati sia ρ_V che λ verranno fatte in seguito.

La variazione di energia interna della superficie della bolla ΔU_{surf} può essere calcolata considerando che l'energia necessaria per formare la superficie della bolla è espressa in termini di energia libera, la cui variazione associata alla formazione di una superficie unitaria è uguale alla tensione superficiale del liquido in questione, $\sigma = dF / dA$. Pertanto, a causa della definizione di energia libera come $F = U - TS$, la variazione di energia interna conseguente alla formazione della superficie della bolla a temperatura costante T_L può essere scritta come

$$\Delta U_{\text{surf}} = \Delta F_{\text{surf}} + T_L \Delta S_{\text{surf}}, \quad (7)$$

in cui, poiché la superficie della bolla cresce da 0 a $4\pi R_c^2$, la variazione di qualsiasi funzione di stato coincide con il valore della funzione di stato al termine della formazione della bolla. Secondo la prima legge della termodinamica, se (7) viene riscritta come $\Delta U_{\text{surf}} = T_L \Delta S_{\text{surf}} - (-\Delta F_{\text{surf}})$, allora $T_L \Delta S_{\text{surf}}$ rappresenta il calore che deve essere fornito alla superficie della bolla per mantenerla alla temperatura costante T_L , mentre $-\Delta F_{\text{surf}}$ è il lavoro isotermico svolto dalla superficie della bolla durante la sua formazione, o meglio ΔF_{surf} è il lavoro che deve essere fornito alla superficie della bolla per consentirne la formazione.

La variazione di energia libera ΔF_{surf} è data dal prodotto della superficie della bolla per la tensione superficiale

$$\Delta F_{\text{surf}} = 4\pi R_c^2 \sigma. \quad (8)$$

La variazione di entropia ΔS_{surf} , calcolata in termini di entropia della superficie della bolla al termine della sua formazione S_{surf} , è data da meno la derivata dell'energia superficiale libera F_{surf} rispetto alla temperatura, calcolata utilizzando (8). In effetti, a causa della prima e della seconda legge della termodinamica, il differenziale dF è

$$dF = -p dV - S dT, \quad (9)$$

che suggerisce

$$F = F(V, T), \quad (10)$$

$$dF = \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_T dV + \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_V dT, \quad (11)$$

$$- \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_T = p, \quad (12)$$

$$- \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_V = S. \quad (13)$$

Si noti che, poiché la regione della superficie della bolla non ha volume, l'energia libera della superficie della bolla è una funzione della sola temperatura, che si traduce in $S_{\text{surf}} = -dF_{\text{surf}} / dT$, da cui

$$\Delta S_{\text{surf}} = -4\pi R_c^2 \frac{d\sigma}{dT} \quad (14)$$

La combinazione di (7), (8) e (14) dà

$$\Delta U_{\text{surf}} = 4\pi R_c^2 \left(\sigma - T_L \frac{d\sigma}{dT} \right) \quad (15)$$

La stessa relazione (15) può anche essere ottenuta usando altri modi, vedi ad esempio [45].

Sostituendo (6) e (15) in (5), otteniamo

$$E_c = \frac{4}{3} \pi R_c^3 \rho_V \lambda + 4 \pi R_c^2 \left(\sigma - T_L \frac{d\sigma}{dT} \right) \quad (16)$$

Di conseguenza, né il termine di espansione, né il termine di energia cinetica dovrebbero essere inclusi nell'espressione dell'energia critica.

In particolare, come visto in precedenza, il lavoro di espansione svolto dalla bolla di vapore durante la sua formazione è già compreso nel termine di vaporizzazione. Infatti, il termine di vaporizzazione è costituito sia dall'energia necessaria per rompere i legami intermolecolari nel liquido (che si traduce in un aumento dell'energia interna della fase vapore), che da quella necessaria per separare le molecole (che corrisponde al lavoro di espansione positiva trasferito al liquido). Pertanto, aggiungendo un lavoro di espansione nell'equazione energetica critica si presumerebbe che il calore necessario per l'evaporazione del liquido sia responsabile solo dell'aumento di energia interna nella bolla.

Sottraendo invece un termine di espansione che (supponendo che il raggio della bolla di vapore cresca da 0 a R_c) rappresenta la differenza tra il lavoro di espansione

eseguito alla pressione di vapore p_v e il lavoro di espansione eseguito alla pressione del liquido p_L , porterebbe ad una correzione del termine di vaporizzazione. E a causa di questa sottrazione, il lavoro di espansione per unità di massa incluso nel calore latente di vaporizzazione verrebbe riferito alla temperatura di vapore all'equilibrio T_v piuttosto che alla temperatura del liquido T_L .

Infine, l'energia cinetica del liquido, essendo la stessa del lavoro netto svolto sul liquido una volta trascurato qualsiasi effetto irreversibile, non dovrebbe essere considerata.

Tutto sommato, l'equazione proposta da Bugg [23] (terza riga della tabella 1), che include il termine di espansione sottrattiva, ignorando, allo stesso tempo, il termine cinetico, sembra essere sostanzialmente equivalente all'equazione proposta (16), almeno fintanto che i valori della specifica variazione di energia interna e la densità di massa del vapore saturo calcolati alla temperatura T_L non sono troppo diversi da quelli calcolati alla temperatura T_v , ovvero il grado di surriscaldamento non è troppo elevato.

2.2 Raggio critico

Il raggio R_c della bolla di vapore di dimensioni critiche dato da (2) viene normalmente calcolato nell'ipotesi di condizioni di equilibrio stabili, nonostante questa non sia la situazione reale. In effetti, la pressione p_b viene solitamente approssimata usando la pressione di saturazione alla temperatura del liquido [21-24,26-39,31,33,35-43] che dà

$$R_c \approx \frac{2\sigma}{p_v - p_L} \quad (17)$$

Diversamente, alcuni autori [16,25,30,32,34] approssimano p_b usando il valore di pressione ottenuto imponendo la condizione di equilibrio stabile dell'uguaglianza dei potenziali chimici (o equivalentemente delle entalpie libere specifiche del liquido metastabile e del vapore stabile alla temperatura del liquido) e supponendo che le densità di massa della fase liquida e di quella di vapore siano sostanzialmente uguali ai corrispondenti valori di saturazione alla temperatura del liquido, il che si traduce in

$$R_c \approx \frac{2\sigma}{(p_V - p_L) \left(1 - \frac{\rho_V}{\rho_L}\right)} \quad (18)$$

In realtà, sebbene entrambe le approssimazioni citate possano essere considerate ragionevolmente vere a bassi gradi di metastabilità, la loro applicazione agli alti surriscaldamenti richiesti per il rilevamento del rinculo di un nucleo colpito da un neutrone può perdere precisione.

Per essere più accurati anche ai regimi di alto surriscaldamento, si può seguire un approccio alternativo. È noto che quando un sistema termodinamico mantenuto a temperatura e pressione costanti può trovarsi in più di uno stato di equilibrio, lo stato di equilibrio stabile è quello di entalpia libera più bassa (analogo dell'energia potenziale in un sistema meccanico [45]). Questa è anche chiamata energia libera di Gibbs e definita come $G = H - TS$. Ne consegue che nel caso in esame l'entalpia libera del liquido surriscaldato G_L è necessariamente superiore a quella del vapore stabile G_V di una quantità ΔG che può anche essere vista come la variazione di entalpia libera associata alla formazione della bolla di vapore. La situazione è schematicamente mostrata in Figura 2, dove sono rappresentate le distribuzioni tipiche di G_L e G_V alla pressione costante p_L rispetto a T . Si può osservare che,

poiché ΔG aumenta all'aumentare del grado di metastabilità, supporre che G_L sia uguale a G_V può portare a calcoli inaccurati ad alti gradi di surriscaldamento.

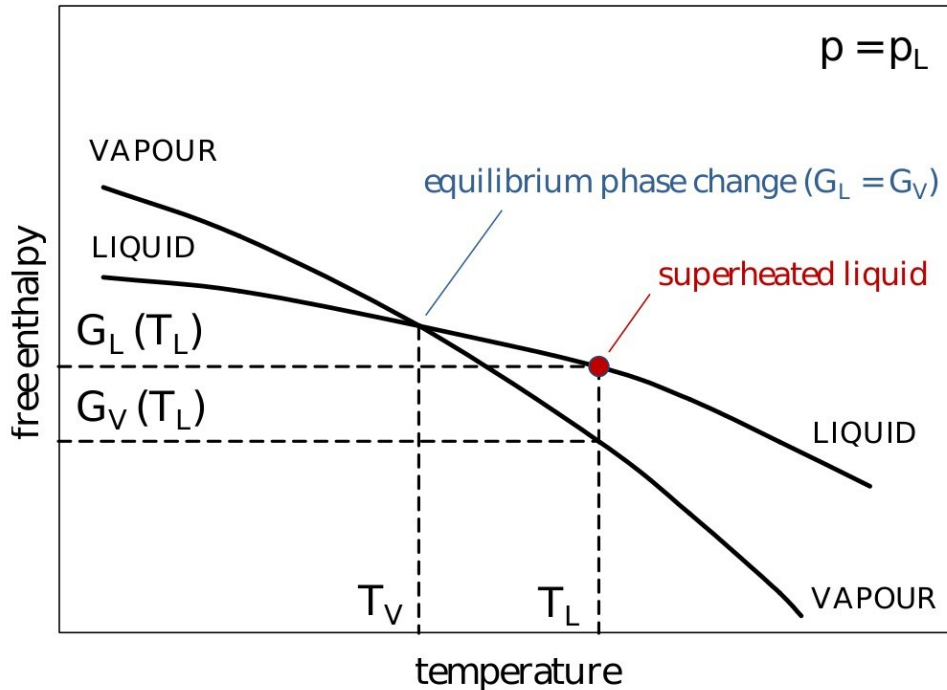


Fig. 2 Distribuzioni di G_L e G_V su T , a $p = p_L$

Alla luce della relazione menzionata tra il valore dell'entalpia libera e la stabilità di un sistema che può trovarsi in più di uno stato di equilibrio a T e p costanti, tale condizione di instabilità estrema deve corrispondere ad un massimo della differenza tra le entalpie libere del liquido surriscaldato e del vapore stabile o, ugualmente, ad un massimo della variazione di entalpia libera associata al cambiamento di fase, approccio del resto utilizzato anche nello studio della nucleazione dei cristalli [46-49]. Il raggio critico R_c può quindi essere considerato come la dimensione della bolla di vapore corrispondente al massimo della funzione che descrive la variazione di entalpia libera $\Delta G(r)$ associata alla formazione di una bolla di vapore di raggio r che si colloca in un liquido metastabile mantenuto a temperatura costante T_L e pressione p_L , ossia

$$\Delta G(r) = \Delta H(r) - T_L \Delta S(r), \quad (19)$$

che può anche essere scritto come la somma di un termine di volume $\Delta G_{\text{vol}}(r)$ e uno di superficie $\Delta G_{\text{surf}}(r)$

$$\Delta G(r) = \Delta G_{\text{vol}}(r) + \Delta G_{\text{surf}}(r). \quad (20)$$

Il termine di volume può essere espresso come

$$\Delta G_{\text{vol}}(r) = \Delta H_{\text{vol}}(r) - T_L \Delta S_{\text{vol}}(r), \quad (21)$$

dove, come fatto in precedenza per la variazione di energia interna, le variazioni di entalpia ed entropia dallo stato liquido metastabile allo stato di vapore stabile possono essere approssimate usando le rispettive variazioni di equilibrio stabile alla temperatura T_V , a condizione che il grado di surriscaldamento sia sufficientemente piccolo rispetto alla differenza tra i punti critico e triplo.

In realtà, questo è un modo semplice per stimare $\Delta H_{\text{vol}}(r)$ e $\Delta S_{\text{vol}}(r)$, i cui valori sarebbero altrimenti difficili da determinare, e tenere conto del grado di metastabilità nella derivazione di $\Delta G(r)$. Pertanto, $\Delta H_{\text{vol}}(r)$ e $\Delta S_{\text{vol}}(r)$ sono calcolati rispettivamente come il calore necessario per il cambiamento di fase alla temperatura T_V , e lo stesso calore diviso però per la stessa temperatura T_V , ossia

$$\Delta H_{\text{vol}}(r) = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_V \lambda, \quad (22)$$

$$\Delta S_{\text{vol}}(r) = \frac{\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_V \lambda}{T_V}, \quad (23)$$

in cui entrambi ρ_V e λ devono essere valutati alla temperatura T_V . Da cui

$$\Delta G_{\text{vol}}(r) = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_V \lambda \left(1 - \frac{T_L}{T_V} \right). \quad (24)$$

Per quanto riguarda il termine di superficie, in base alle definizioni citate di entalpia ed energia libera, l'entalpia libera può essere espressa come $G = F + pV$, da cui segue che, poiché la regione della superficie della bolla non ha volume, la variazione di entalpia libera $\Delta G_{\text{surf}}(r)$ coincide quella di energia libera $\Delta F_{\text{surf}}(r)$, che può essere direttamente derivata da (8) semplicemente sostituendo R_c con r , ossia

$$\Delta G_{\text{surf}}(r) = 4 \pi r^2 \sigma \quad (25)$$

La combinazione di (20), (24) e (25) dà

$$\Delta G(r) = -\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_v \lambda \frac{T_L - T_V}{T_V} + 4 \pi r^2 \sigma \quad (26)$$

In effetti, (26) può anche essere ottenuta determinando $\Delta H(r)$ e $\Delta S(r)$, e sostituendo le loro espressioni in (19).

Inoltre, la variazione di entalpia $\Delta H(r)$, uguale all'iniezione di calore richiesta per la nucleazione della bolla, può essere derivata da (16), sostituendo R_c con r ,

$$\Delta H(r) = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_v \lambda + 4 \pi r^2 \left(\sigma - T_L \frac{d\sigma}{dT} \right) \quad (27)$$

D'altra parte, la variazione di entropia $\Delta S(r)$ può essere scritta come la somma di un termine di volume $\Delta S_{\text{vol}}(r)$ e un termine di superficie $\Delta S_{\text{surf}}(r)$. Il termine di volume $\Delta S_{\text{vol}}(r)$ è dato da (23), mentre il termine di superficie $\Delta S_{\text{surf}}(r)$ può essere direttamente derivato da (14) sostituendo R_c con r , ottenendo

$$\Delta S(r) = \frac{\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_v \lambda}{T_V} - 4 \pi r^2 \frac{d\sigma}{dT} \quad (28)$$

È opportuno sottolineare che, poiché (26) è stata ottenuta valutando sia ρ_v che λ alla temperatura T_V , anche in (27) sia ρ_v che λ devono essere valutati alla temperatura T_V . D'altra parte, poiché (27) è stata derivata direttamente da (16), anche in (16) sia ρ_v che λ dovrebbero essere valutati alla temperatura T_V , come già

indicato nel paragrafo precedente. Al contrario, sia σ che $d\sigma / dT$ devono essere valutati alla temperatura T_L .

Il raggio critico della bolla di vapore R_c viene quindi determinato calcolando la radice della derivata $\Delta G'(r)$, sempre assumendo che σ sia indipendente dalla curvatura della bolla di vapore [30],

$$R_c = \frac{2\sigma}{\rho_v \lambda \frac{T_L - T_v}{T_v}} \quad (29)$$

Quindi, la formazione di una bolla di vapore avviene attraverso un percorso che coinvolge il superamento della barriera di potenziale $\Delta G(R_c)$, il cui valore è dato da (26) con $r = R_c$. Alcune distribuzioni di $\Delta G(r)$ relative a C_3F_8 - cioè il liquido bersaglio utilizzato per il rilevamento del rinculo negli esperimenti condotti da PICO [19] e MOSCAB [20] - sono tracciate in Figura 3 in funzione del raggio r per $T_L = 20^\circ C$, utilizzando il grado di surriscaldamento ΔT come parametro. I valori delle proprietà fisiche sono presi dal NIST Chemistry WebBook [50].

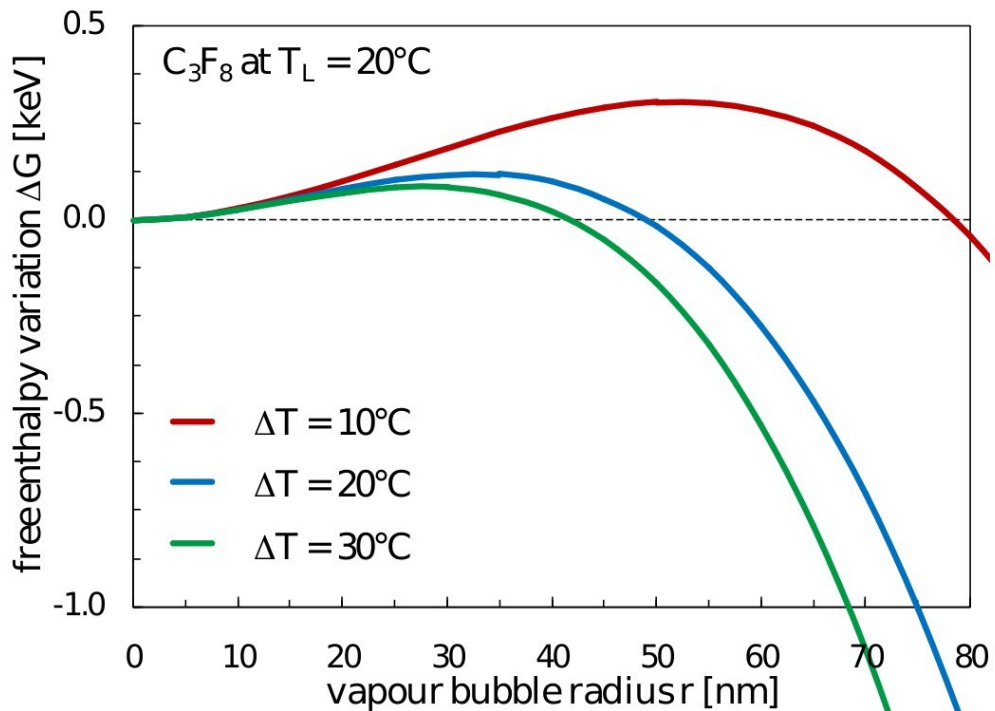


Fig. 3 Distribuzioni di $\Delta G(r)$ su r per C3F8 a $T_L = 20$ °C, usando ΔT come parametro

Naturalmente, se il grado di metastabilità del liquido surriscaldato è sufficientemente basso, allora (1) può essere riscritta approssimando la derivata della temperatura dp / dT con il rapporto incrementale corrispondente, cioè il rapporto tra la sottopressione Δp e il surriscaldamento ΔT , ottenendo così

$$\frac{p_V - p_L}{T_L - T_V} \approx \frac{\rho_V \lambda}{T_V (1 - \rho_V / \rho_L)}, \quad (30)$$

e quindi

$$\rho_V \lambda \frac{T_L - T_V}{T_V} \approx (p_V - p_L) \left(1 - \frac{\rho_V}{\rho_L} \right), \quad (31)$$

in cui, a causa del basso ΔT , il rapporto di densità alle temperature T_V e T_L è praticamente lo stesso.

La sostituzione di (28) in (26) porta a (18).

Inoltre, se consideriamo che $\rho_V / \rho_L \ll 1$, (31) può essere ulteriormente ridotta a

$$\rho_V \lambda \frac{T_L - T_V}{T_V} \approx p_V - p_L, \quad (32)$$

che, sostituito in (29), porta a (17).

Nelle Figure 4 e 5 sono riportate due serie di distribuzioni del raggio critico espresse da (29) e la relativa energia critica espressa da (16), tracciate rispetto al grado di surriscaldamento utilizzando la temperatura del liquido (C3F8) come parametro. Si noti che l'incertezza sui valori dell'energia critica può essere stimata nell'ordine del 6 - 7%, a causa delle incertezze sulle proprietà fisiche, principalmente sulla tensione superficiale.

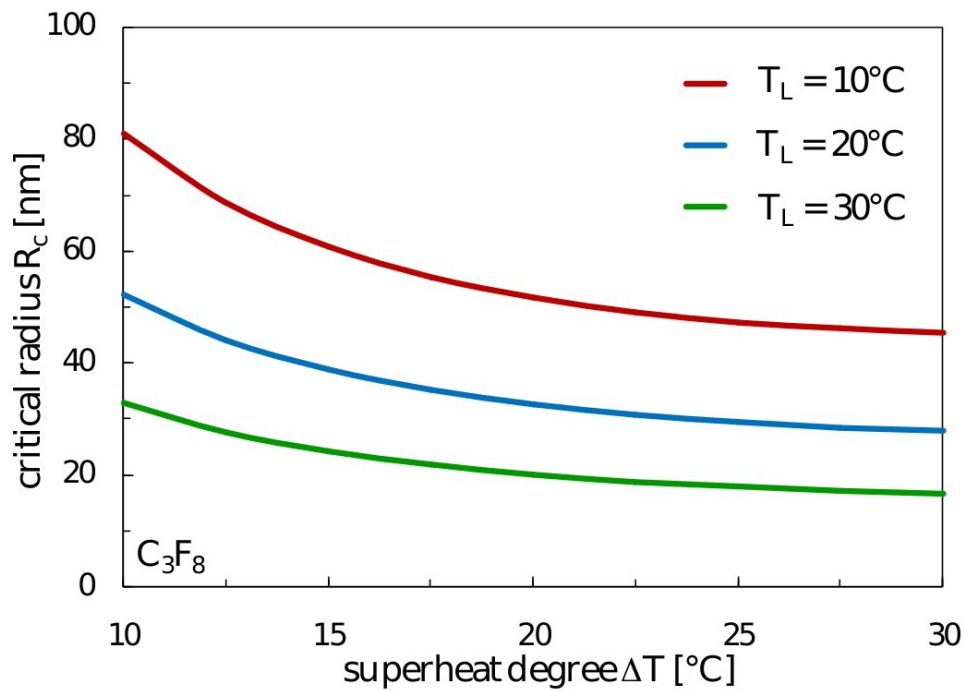


Fig. 4 Distribuzioni di R_c su ΔT per C_3F_8 usando T_L come parametro

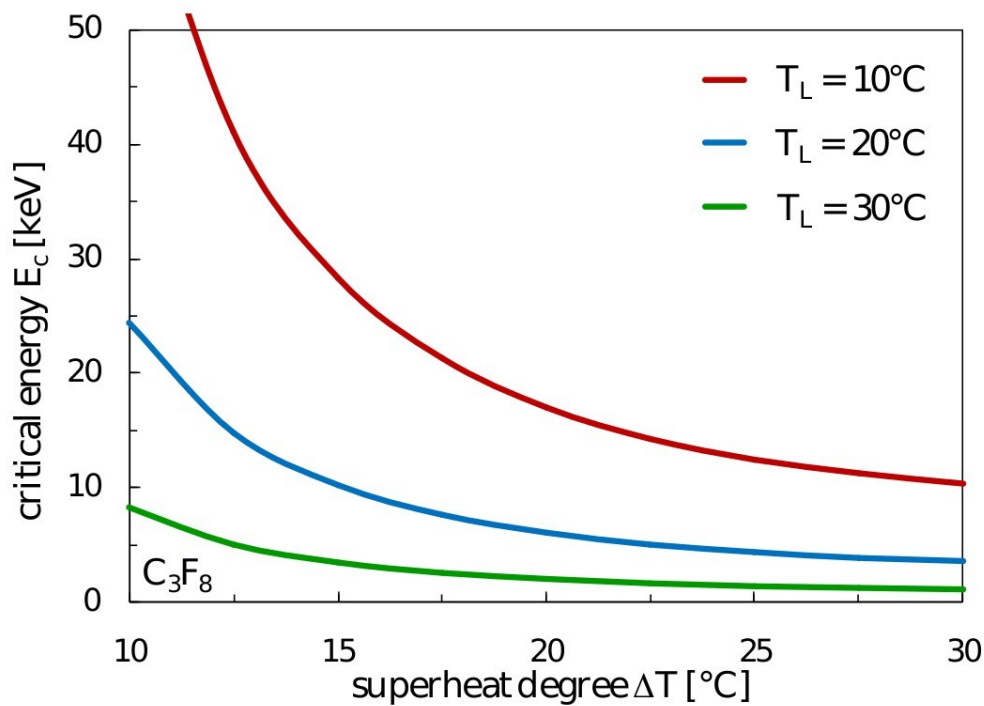


Fig. 5 Distribuzioni di E_c su ΔT per C_3F_8 usando T_L come parametro

Vale ora la pena osservare che la procedura seguita per ottenere (29) determinando $\Delta H(r)$ e $\Delta S(r)$, e quindi sostituendo le loro espressioni in (19), dimostra intrinsecamente la validità di (16). In effetti, se l'iniezione di calore

richiesta per nucleare una bolla di vapore fosse stata derivata da una relazione diversa da (16), si sarebbe ottenuta una relazione diversa da (29) per il raggio critico R_c . Di conseguenza, né (17) né (18) avrebbe potuto essere ottenuta per bassi livelli di metastabilità.

Inoltre, va sottolineato che il calcolo del raggio critico R_c per mezzo di (17) o (18) porta a valori inferiori a quello calcolato con (29), conseguenza diretta del fatto che, poiché la curva della tensione di vapore è concava verso l'alto, la derivata della pressione di saturazione rispetto alla temperatura, calcolata nel punto T_V , è inferiore al corrispondente rapporto incrementale $(p_V - p_L) / (T_L - T_V)$. Naturalmente, la discrepanza aumenta all'aumentare del grado di metastabilità, come mostrato in Figura 6, in cui alcune distribuzioni della differenza relativa $\delta_R = (R_c - R_c^*) / R_c$ (dove R_c e R_c^* sono i valori del raggio critico indicati da (29) e (18), rispettivamente) tra i risultati ottenuti applicando (18) anziché (29) vengono tracciate in funzione del grado di surriscaldamento ΔT per C3F8, utilizzando la temperatura del liquido T_L come parametro. Si ottengono anche discrepanze più marcate se si applica (17) anziché (18).

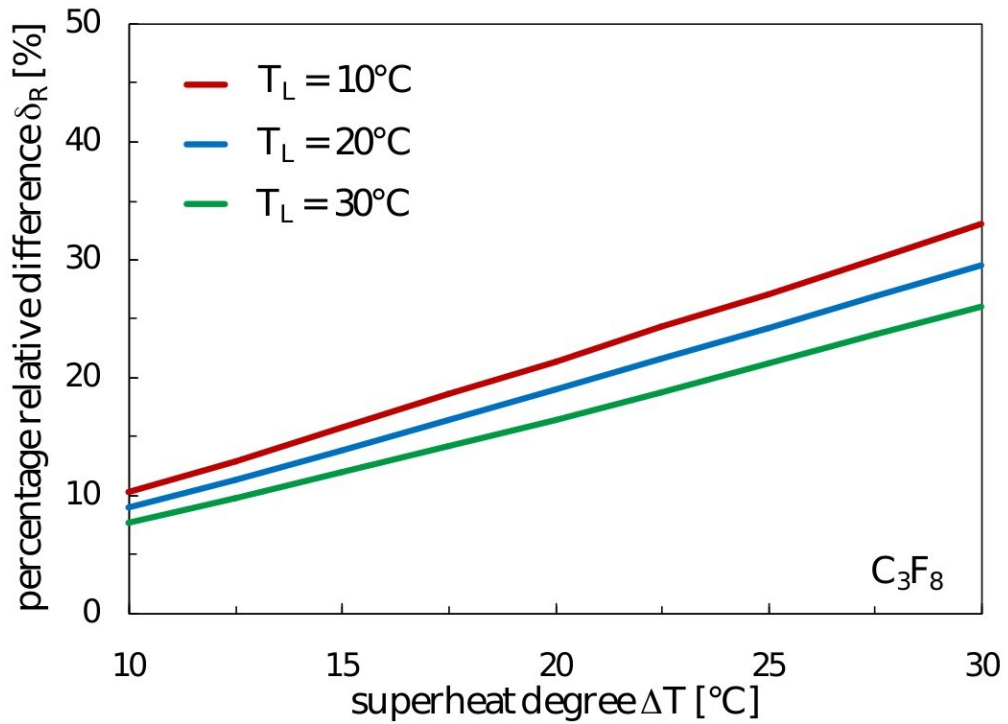


Fig. 6 Distribuzioni di $\delta R = (R_c - R_c^*) / R_c$ su ΔT per C3F8 usando T_L come parametro

Di conseguenza, l'energia critica ottenuta attraverso (16), in cui R_c è calcolato con (29), è superiore all'energia critica derivata applicando, ad esempio, l'equazione proposta da Bugg [23] e usando (18) per calcolare R_c .

Alcune distribuzioni della differenza relativa $\delta_E = (E_c - E_c^*) / E_c$ tra i risultati ottenuti applicando l'equazione di Bugg in combinazione con (18), anziché (16) in combinazione con (29), sono tracciate in Figura 7 in funzione del grado di surriscaldamento ΔT per C3F8 utilizzando la temperatura del liquido T_L come parametro.

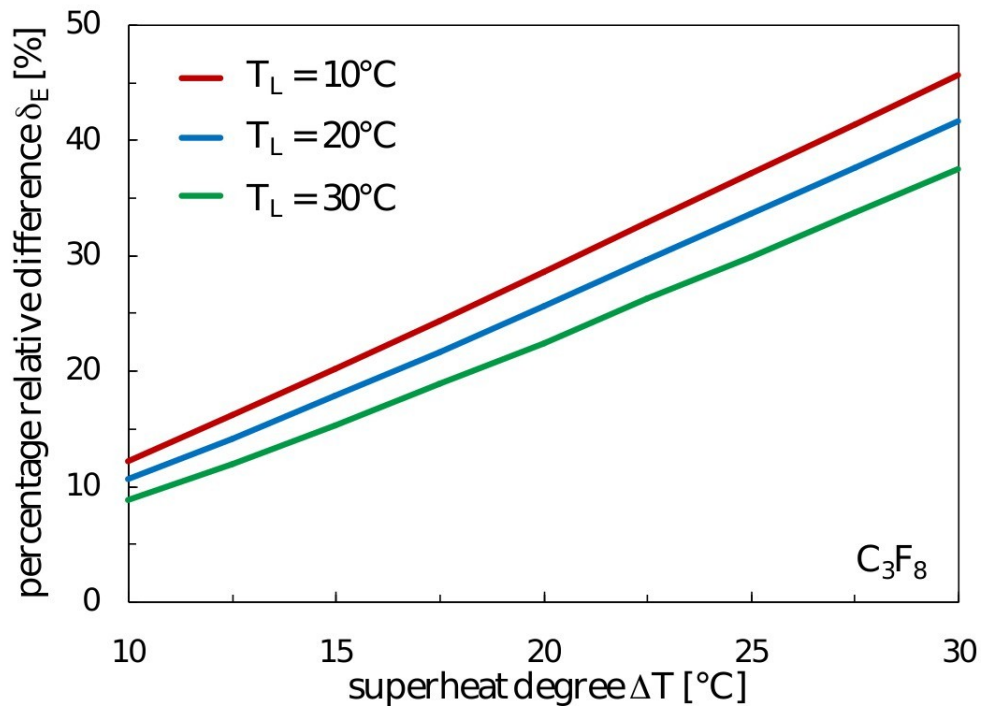


Fig. 7 Distribuzioni di $\delta E = (E_c - E_c^*) / E_c$ su ΔT per C_3F_8 usando T_L come parametro

Si può osservare che, quando il grado di metastabilità del liquido surriscaldato è abbastanza elevato, la differenza relativa tra i due valori diventa molto alta, quasi indipendentemente dalla temperatura del liquido T_L .

Tutto considerato, a causa delle maggiori energie critiche ottenute usando (16) e (29), la loro applicazione può essere considerata come un approccio prudentiale al problema, risultando in quello che potremmo chiamare un limite teorico superiore della soglia di energia termodinamica. Naturalmente, fintanto che vengono qui considerati solo i processi reversibili, è possibile rilevare sperimentalmente soglie di energia anche più elevate, a causa di perdite dinamiche e/o rilascio di energia inefficace da parte dello ione che rincula.

2.3 Confronto con altre formule di calcolo

Alla luce di quanto esposto è utile approfondire il confronto con le altre formule presenti in letteratura (Tabella 1).

Per fare ciò, è utile soffermarsi sul lavoro di espansione W_{exp} in (3). Questo non è il lavoro totale eseguito dal sistema durante la formazione di bolle di vapore, ma solo la parte del lavoro totale che viene trasferita al liquido, e la quantità di lavoro ricevuta dal liquido è uguale alla quantità di lavoro trasferita fuori dalla bolla di vapore. Esso può quindi essere facilmente calcolato come meno il lavoro di compressione ricevuto dal liquido a pressione costante p_L , supponendo che tale trasferimento di energia avvenga in modo reversibile

$$W_{\text{exp}} = -W_{\text{liq}} = - \int_{\text{vol}} p_L dV = -p_L |-\Delta V| = p_L \Delta V = p_L |V_c - V_{\text{liq}}|, \quad (33)$$

in cui V_c è il volume della bolla di vapore di dimensioni critiche, mentre V_{liq} è il volume del liquido che deve diventare la bolla di vapore di dimensioni critiche.

così

$$V_c = \frac{4}{3} \pi R_c^3 \quad (34)$$

e

$$V_{\text{liq}} = \frac{4}{3} \pi R_{\text{liq}}^3, \quad (35)$$

dove R_{liq} è tale che

$$\frac{4}{3} \pi R_{\text{liq}}^3 \rho_L = \frac{4}{3} \pi R_c^3 \rho_V, \quad (36)$$

che significa

$$R_{\text{liq}}^3 = \frac{\rho_V}{\rho_L} R_c^3. \quad (37)$$

Quindi

$$W_{\text{exp}} = p_L \left(\frac{4}{3} \pi R_c^3 - \frac{4}{3} \pi \frac{\rho_V}{\rho_L} R_c^3 \right) = \frac{4}{3} \pi R_c^3 p_L \left(1 - \frac{\rho_V}{\rho_L} \right), \quad (38)$$

che è l'espressione proposta correttamente da Tenner [25] (quinta riga della Tabella 1).

Si noti che, essendo $\rho_V \ll \rho_L$, l'equazione sopra può anche essere ridotta a

$$W_{\text{exp}} = \frac{4}{3} \pi R_c^3 p_L, \quad (39)$$

che è l'espressione approssimativa inizialmente proposta da Pless e Plano [22] (prima riga della Tabella 1), e successivamente calcolata da Peyrou [26] (sesta riga della Tabella 1).

Ritornando alla (3), se esprimiamo ΔU come somma ($\Delta U_{\text{vol}} + \Delta U_{\text{surf}}$), possiamo scrivere

$$E_c = \Delta U_{\text{vol}} + \Delta U_{\text{surf}} + W_{\text{exp}}, \quad (40)$$

in cui, in base alla definizione del calore latente di vaporizzazione, la somma ($\Delta U_{\text{vol}} + W_{\text{exp}}$) è uguale al calore Q_{evap} richiesto per il cambiamento di fase, quindi

$$E_c = Q_{\text{evap}} + \Delta U_{\text{surf}}, \quad (41)$$

in cui, pertanto, non è incluso alcun termine di espansione.

Per quanto riguarda il lavoro totale che deve essere eseguito per formare la bolla di vapore W_b , si può scrivere

$$W_b = \int_{\text{bubble}} p_b dV, \quad (42)$$

dove la pressione p_b all'interno della bolla può essere direttamente derivata da (2) semplicemente sostituendo R_c con r , a causa dell'ipotesi di reversibilità, ossia

$$p_b = p_L + \frac{2\sigma}{r}, \quad (43)$$

ottenendo così

$$W_b = \int_{bubble} \left(p_L + \frac{2\sigma}{r} \right) dV = \int_{bubble} \left(p_L + \frac{2\sigma}{r} \right) 4\pi r^2 dr, \quad (44)$$

e quindi

$$\begin{aligned} W_b &= \int_{bubble} p_L 4\pi r^2 dr + \int_{bubble} 8\sigma\pi r dr \\ &= p_L \cdot \frac{4}{3} \pi r^3 \Big|_{bubble} + \sigma \cdot 4\pi r^2 \Big|_{bubble} = p_L \Delta V_b + \sigma \Delta A_b \end{aligned} \quad (45)$$

Il lavoro totale eseguito durante la formazione della bolla di vapore è perciò composto da un termine di volume, $p_L \Delta V_b$, cioè il lavoro trasferito fuori dalla bolla (che, pertanto, deve essere incluso in (3), come richiesto dalla prima legge della termodinamica) e un termine di superficie, $\sigma \Delta A_b$, ovvero il lavoro richiesto per formare la superficie della bolla (che, poiché questo lavoro non viene trasferito fuori dalla bolla, deve non essere incluso nella (3)). Si noti che un tale lavoro di superficie non è l'energia totale richiesta per formare la superficie della bolla.

Quindi

$$W_b = W_{vol} + W_{surf} = \frac{4}{3} \pi R_c^3 p_L \left(1 - \frac{\rho_V}{\rho_L} \right) + 4\pi R_c^2 \sigma$$

Ritornando alla (41) si può scrivere

$$Q_{evap} = \frac{4}{3} \pi R_c^3 \rho_V \lambda \quad (7)$$

e, secondo la prima legge della termodinamica applicata alla superficie della bolla

$$\Delta U_{surf} = Q_{surf} - W_{surf},$$

dove, come visto in precedenza, W_{surf} è uguale a $4\pi R_c^2 \sigma$, mentre Q_{surf} , tenendo conto del fatto che la formazione della superficie della bolla si verifica alla temperatura costante T_L , è data da

$$Q_{surf} = T_L \Delta S_{surf},$$

in cui, come si è visto,

$$\Delta S_{surf} = -4 \pi R_c^2 \frac{d\sigma}{dT}. \quad (15)$$

Tutto sommato abbiamo

$$\Delta U_{surf} = 4 \pi R_c^2 \left(\sigma - T_L \frac{d\sigma}{dT} \right) \quad (16)$$

e quindi

$$E_c = \frac{4}{3} \pi R_c^3 \rho_V \lambda + 4 \pi R_c^2 \left(\sigma - T_L \frac{d\sigma}{dT} \right). \quad (17)$$

In conclusione, Tenner [25] è stato l'unico a dare un'espressione corretta per il cosiddetto termine di espansione. Rapporti approssimativi, ma accettabili, furono anche formulati da Pless e Plano [22] e successivamente da Peyrou [26]. Tuttavia, per quanto è stato discusso sopra, tale termine di espansione non dovrebbe essere incluso nell'equazione di E_c . Ovviamente, anche il cosiddetto termine di energia cinetica, che è la stessa energia trasferita attraverso la bolla di lavoro, ma quantificato in termini di effetti sullo spostamento del liquido, non deve essere incluso nell'equazione di E_c .

Per finire, si può chiarire che c'è molta differenza tra il lavoro W_b eseguito (o "speso") durante la formazione della bolla ed il lavoro W (di Gibbs) che bisogna fornire dall'esterno per generare la bolla.

Per comprendere questo passaggio si può pensare alla formazione (in modo reversibile) della bolla come costituita di due fasi successive.

La prima fase consiste nella formazione di una "cavità" di volume pari al volume critico V_c che sarà destinata ad ospitare il vapore. Per fare ciò occorre eseguire il lavoro di espansione contro la pressione costante p_L del liquido ed il

lavoro di contemporanea formazione della superficie limite di separazione della "cavità" dal liquido circostante. Il lavoro di espansione è dato dall'equazione (5), mentre il lavoro di formazione della superficie è pari a $4\pi R_c^2 \sigma$. Si ottiene

$$W_{cav} = 4\pi R_c^2 \sigma + p_L (V_c - V_{liq}),$$

che coincide con il lavoro W_b calcolato qui sopra.

La seconda fase consiste nel riempimento del volume V_c così formato usando vapore a pressione costante p_{vap} uguale alla pressione finale del vapore nella bolla (la pressione non è esattamente p_v perché il vapore non è saturo ma lievemente surriscaldato), immaginando che il vapore venga inserito attraverso la superficie limite della cavità (supposta permeabile al vapore) creando un fronte sferico di avanzamento che si sposta lentamente in direzione radiale verso l'interno. Il corrispondente lavoro è pari a

$$W_{vap} = \int_{V_c}^{V_{liq}} p_{vap} dV = p_{vap} (V_{liq} - V_c) = -p_{vap} (V_c - V_{liq})$$

Il lavoro totale è dato dalla somma di W_{cav} (uguale a W_b) e W_{vap} , in cui W_b è il lavoro "speso", mentre W_{vap} , che è negativo, può essere interpretato come lavoro "guadagnato". Il saldo netto di ciò che deve essere fornito dall'esterno è

$$W = 4\pi R_c^2 \sigma - (V_c - V_{liq}) (p_{vap} - p_L) = 4\pi R_c^2 \sigma - \frac{4}{3} \pi R_c^3 \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_L}\right) (p_{vap} - p_L)$$

o, più semplicemente

$$W = \sigma A - (p_{vap} - p_L) \Delta V$$

che coincide con il noto risultato di Gibbs.

Per quanto riguarda l'equazione di Bugg (terza riga di Tabella 1), che in parte è stata analizzata prima, vale la pena sottolineare che non basta "sostituire" nel calore latente di evaporazione il lavoro specifico calcolato alla temperatura T_L (eseguito a

pressione p_v) con il lavoro specifico calcolato alla temperatura T_v (eseguito a pressione p_L) per rendere l'equazione di Bugg equivalente a quella presentata: nel calore latente di evaporazione c'è anche la variazione di energia interna specifica, che qui è calcolata a T_v e in Bugg a T_L , ed inoltre il tutto è moltiplicato per la densità ρ_v , che qui è calcolata a T_v e in Bugg a T_L . È ovvio che, se il ΔT non è eccessivo, la differenza è marginale.

D'altra parte, partendo dallo stato iniziale di liquido metastabile a pressione p_L e temperatura T_L , nel suo stato finale la bolla contiene vapore a pressione p_{vap} e a temperatura T_L . Quindi, mettendo da parte l'evidenza (approssimata) che, se non si esegue il calcolo di ρ_v e λ a T_v , non si ricava l'espressione di $\Delta G(r)$ che serve per ottenere al raggio critico annullando la sua derivata, c'è bisogno di dare una possibile spiegazione "fisica" al fatto che, pur partendo da T_L ed andando a finire a T_L , si possa giustificare il calcolo di Q_{evap} a T_v (oltre al fatto che a p_L l'evaporazione all'equilibrio avviene a T_v).

La situazione potrebbe essere schematizzata come segue, immaginando di spezzare il percorso in successive trasformazioni reversibili che conducano comunque allo stato finale:

a) il liquido contenuto nel volume V_{liq} si raffredda da T_L a T_v a pressione costante p_L , cedendo ad un soggetto esterno il calore Q necessario per eseguire questa trasformazione dallo stato metastabile (p_L, T_L) allo stato stabile (p_L, T_v);

b) il liquido contenuto nel volume V_{liq} evapora a T_v e p_L espandendosi fino ad occupare il volume V_c e per fare questo chiede calore all'esterno, che è quello fornito qui con Q_{evap} ;

c) il vapore contenuto nel volume V_c si surriscalda a spese del calore Q precedentemente ceduto al soggetto esterno (che, restituendolo integralmente al

vapore, non modifica il suo assetto e, dunque, è come se non partecipasse al fenomeno) ritornando da T_V a T_L a volume costante V_c , quindi aumentando la sua pressione da p_L a p_{vap} , cioè quanto necessario per compensare p_L e $2\sigma/R_c$.

Ci si potrebbe chiedere perché il liquido non passi da (p_L, T_L) allo stato stabile (p_V, T_L) dove potrebbe vaporizzare e restare in quello stato (visto che p_{vap} e p_V sono pressoché uguali). Questo si potrebbe giustificare considerando che probabilmente l'aumento di pressione del liquido *prima* della vaporizzazione non sarebbe "giustificato", mentre lo sarebbe *dopo* la vaporizzazione (in conseguenza del surriscaldamento) per arrivare a contrastare l'azione della tensione superficiale dell'interfaccia.

2.4 Confronto con altri dati sperimentali

La previsione teorica della combinazione di (16) e (29) è stata esaminata usando i dati sperimentali disponibili in letteratura. A tal fine, è stato scelto un risultato sperimentale recentemente ottenuto per lo xeno liquido, che sembra essere più indicato degli altri liquidi bersaglio abituali per testare una nuova equazione teorica dell'energia critica. In effetti, a qualsiasi energia di rinculo, uno ione di Xe che viaggia nello stesso xeno liquido puro ha una forza di arresto piuttosto superiore, ad esempio, a quella di ^{12}C o ^{19}F nel liquido C3F8, il che significa che la condizione aggiuntiva per la nucleazione della bolla, che richiede che l'energia critica venga rilasciata all'interno di un volume di dimensione caratteristica R_c , è soddisfatta con maggiore precisione. D'altra parte, l'uso di un bersaglio ad atomo singolo elimina le incertezze su come spiegare il contributo relativo degli ioni di una molecola multi-atomo nel determinare la soglia.

La misurazione della soglia citata è stata eseguita da Baxter [51] usando una camera a bolle allo xeno da 30 g operata a 2,1 bara e $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$, la cui energia critica corrispondente calcolata dall'equazione di Bugg in combinazione con (18) sarebbe di 8,3 keV. In effetti, i tassi di nucleazione singola e multipla osservati dopo un'esposizione di 3,1 ore a una sorgente di neutroni di ^{252}Cf erano coerenti con i tassi assoluti previsti da una simulazione numerica ipotizzando che l'energia minima di rinculo nucleare necessaria per nucleare una bolla di vapore fosse $19 \pm 6\text{ keV}$, dove l'intervallo era dominato dall'incertezza del 30% nella loro sorgente. Viceversa, l'applicazione delle relazioni proposte per il calcolo di E_c e R_c , ovvero (16) e (29), produce un'energia critica pari a 20,2 keV, con un'incertezza che si potrebbe presumibilmente ritenere essere del stesso ordine citato in precedenza.

Sebbene siamo consapevoli che solo i processi reversibili sono considerati nel calcolo della soglia di energia termodinamica, la differenza tra il valore misurato di $19 \pm 6\text{ keV}$ e il valore previsto di 8,3 keV sembra troppo alta per essere interpretata come l'energia persa in processi irreversibili, anche includendo le perdite di energia per scintillazione. Infatti, secondo le misurazioni eseguite su xeno liquido da diversi gruppi di ricerca (es. [52]) la resa di scintillazione per i rinculi nucleari tra 1 keV e 100 keV è ampiamente inferiore al 15%, il che rientra ampiamente nell'intervallo di incertezza del 30% indicato. Ovviamente, il confronto con il risultato per lo xeno non è una prova di correttezza della formula proposta, tuttavia rappresenta un supporto all'affermazione precedente che l'approccio proposto può essere considerato come un limite teorico superiore della soglia di energia termodinamica.

2.5 Discussione

Le relazioni attualmente disponibili per il calcolo dell'energia critica richiesta per la nucleazione omogenea in un liquido surriscaldato, E_c , e il raggio critico corrispondente della bolla di vapore nucleata R_c mostrano una serie di incongruenze. Questo è il motivo per cui la loro applicazione può comportare una sottostima più o meno evidente della soglia di energia termodinamica delle camere a bolle da impiegare nella rivelazione di neutroni. In realtà, in base alla procedura seguita per ottenerle, la coppia di equazioni qui proposte per il calcolo di E_c e R_c risulta essere più coerente con i dati fisici, la prima essendo basata sull'applicazione della prima legge della termodinamica, la seconda derivante dal presupposto che la condizione di estrema instabilità rappresentata dalla bolla di vapore di dimensioni critiche deve corrispondere a un massimo della differenza tra le entalpie libere della fase liquida metastabile e della fase di vapore stabile.

3 Studio della firma acustica della bolla

Oltre che visivamente, attraverso le telecamere, il riconoscimento delle bolle può essere eseguito acusticamente, tramite trasduttori piezoelettrici. Furono per la prima volta Glaser e Rahm [61] ad osservare che la nucleazione di una bolla di vapore indotta dalle radiazioni in un liquido surriscaldato è accompagnata da un'emissione sonora.

Le "firme acustiche" delle nucleazioni di bolle sono state originariamente misurate da Martynyuk e Smirnova [62], e più recentemente sono state registrate da vari ricercatori come ad esempio Aubin et al. [63], Felizardo et al. [64], Behnke et al. [65], Mondal e Chatterjee [66], Archambault et al. [67], Amole et al. [68] e Sarkar et al. [69]. È fondamentale, per la corretta misura del flusso di neutroni incidenti, distinguere le bolle prodotte dai nuclei che rinculano (perché colpiti da neutroni) da quelle risultanti da eventi di decadimento alfa. Questo si può fare basandosi sull'analisi dell'ampiezza dei segnali acustici associati, perché i segnali dovuti a decadimenti alfa sono generalmente più forti di quelli dovuti a rinculo nucleare.

Secondo la maggior parte delle opere sopra citate, l'ampiezza del segnale acustico, e quindi la sua chiarezza, aumenta quando la pressione del liquido sensibile diminuisce e la sua temperatura aumenta, ma nessuna correlazione diretta tra le condizioni operative termodinamiche del rivelatore e la firma acustica della bolla è prontamente disponibile in letteratura.

In questo quadro, è stato fatto uno studio teorico per determinare in quale misura l'emissione sonora associata a un evento di nucleazione della bolla è correlata allo stato termodinamico in cui viene mantenuto il liquido surriscaldato, che

potrebbe essere utile per definire le condizioni operative del rivelatore, e comprendere meglio come mai l'emissione sonora del decadimento alfa è più alta di quella da rinculo nucleare.

3.1 Procedura computazionale

Le onde sonore vengono prodotte durante la crescita della bolla di vapore nucleata. Nell'ipotesi che questa bolla in crescita possa essere trattata come un corpo pulsante [62,67,71] e che la lunghezza d'onda λ del suono emesso sia grande rispetto alla dimensione della bolla, la velocità del fluido U è legata alla derivata seconda rispetto al tempo del volume della bolla dalla relazione [72]

$$U = \frac{1}{4\pi c_s r} \left(d^2 V / d\tau^2 \right), \quad (1)$$

dove c_s è la velocità del suono nel liquido, e si suppone $r \gg \lambda$.

Di conseguenza, a una distanza r dal centro della bolla, l'ampiezza della pressione sonora ΔP e la relativa potenza acustica emessa W sono

$$\Delta P = \frac{\rho_L}{4\pi r} \left(d^2 V / d\tau^2 \right) \quad (2)$$

$$W = \frac{\rho_L}{4\pi c_s}, \quad (3)$$

in cui ρ_L è la densità di massa del liquido.

Si noti che, una volta calcolato $d^2 V / d\tau^2$ al tempo τ , allora W è la potenza acustica emessa proprio al tempo τ , mentre U e ΔP sono la velocità del fluido e l'ampiezza della pressione sonora al tempo $\tau + r / c_s$, dove r / c_s rappresenta l'intervallo di tempo richiesto all'onda per coprire la distanza r propagandosi alla velocità c_s .

Ovviamente, il calcolo dell'evoluzione temporale di ΔP e W richiede la conoscenza dell'evoluzione temporale del raggio della bolla R il cui valore, così come i valori della sua derivata prima e seconda, entrano nel calcolo della derivata seconda rispetto al tempo del volume della bolla

$$d^2 V / dt^2 = 4 \pi \left[2 R \left| dR / dt \right|^2 + R^2 \left| d^2 R / dt^2 \right| \right] \quad (4)$$

Lasciando da parte il primissimo stadio di crescita durante il quale la protobolla neonata diventa una bolla di vapore che supera le dimensioni critiche, ciò che realmente interessa sono i tre regimi di crescita successivi, chiamati regime controllato (a) dalla tensione superficiale, (b) dall'inerzia e (c) dalla diffusione del calore. Nel primo dei tre, l'opposizione esercitata dalla tensione superficiale alla crescita della bolla si traduce in quello che viene generalmente definito il periodo di ritardo nella crescita della bolla. Nel successivo regime, controllato dall'inerzia, l'espansione della bolla è determinata dalla sua capacità di respingere il liquido circostante utilizzando l'energia disponibile al suo interno, che provoca una caduta di pressione e quindi una diminuzione della temperatura del vapore. Nell'ultimo regime, controllato dalla diffusione del calore, la crescita delle bolle è dovuta alla continua evaporazione dello strato liquido situato appena dietro la sua superficie, dove il calore necessario viene fornito dal liquido surriscaldato.

Una volta allentate le tensioni superficiali e superato il primo regime, sembra logico che il regime di crescita controllato dall'inerzia sia più veloce del regime di crescita controllato dalla diffusione del calore, che è chiaramente limitato dal tasso di evaporazione, dettato dalla velocità di trasferimento del calore attraverso il liquido sulla superficie della bolla. Quantitativamente parlando, nel regime controllato dall'inerzia il raggio della bolla aumenta linearmente con il tempo, come descritto dalla relazione di Rayleigh-Plesset [73]. Viceversa, nel regime controllato

dalla diffusione del calore, il raggio della bolla aumenta con la radice quadrata del tempo, come descritto dalle relazioni ottenute da Plesset e Zwick [73] o da Scriven [74], che sono rispettivamente applicabili a seconda che lo strato limite che circonda la bolla di vapore sia sufficientemente sottile o meno.

Inoltre, è abbastanza logico che il tasso di crescita nel regime controllato dall'inerzia debba dipendere dalla resistenza del liquido che deve essere respinto dalla bolla di vapore in espansione, il che significa che, poiché l'energia immagazzinata all'interno della bolla viene trasferita al liquido circostante per lavoro meccanico, maggiore è la pressione del liquido, minore sarà l'aumento di volume della bolla, fino all'inizio del successivo regime controllato dalla diffusione del calore.

Un altro parametro che dovrebbe influenzare significativamente il tasso di aumento del volume della bolla, e quindi la sua firma acustica, è il grado di metastabilità. In effetti, maggiore è il grado di metastabilità, più "esplosivamente" dovrebbe avvenire il cambiamento di fase. D'altra parte, un tale grado di metastabilità non può essere espresso semplicemente in termini di distanza assoluta dalla saturazione, cioè in termini di ΔT o Δp . In realtà, lo stesso ΔT o Δp gioca un ruolo diverso se la relativa temperatura di saturazione o pressione è vicina o lontana dal suo valore critico, poiché la massima distanza teorica dalla saturazione, rappresentata dal limite di stabilità spinodale, aumenta col diminuire della temperatura di saturazione o della pressione. Pertanto, ciò che conta non è il surriscaldamento assoluto, ma quanto vicino al limite di stabilità viene mantenuto il liquido sensibile grazie al surriscaldamento imposto. Tale informazione è utile fornita dal cosiddetto parametro di surriscaldamento SH introdotto da d'Errico [75]:

$$SH = \frac{t_L - t_V}{t_K - t_V}, \quad (5)$$

dove t_K indica la temperatura critica.

Infine, è importante che la durata del periodo di ritardo sia adeguatamente tenuta in considerazione, perché deve senza dubbio svolgere un ruolo significativo nel determinare le caratteristiche di crescita della bolla di vapore. In effetti, più lungo è il periodo di ritardo, maggiore è la quantità di energia interna utilizzata per ridurre le sollecitazioni di tensione superficiale durante il regime controllato dalla tensione superficiale, il che lascia una minore disponibilità di energia da trasferire dalla bolla al liquido nel successivo regime controllato dall'inerzia, prima dell'inizio del regime controllato dalla diffusione del calore.

L'evoluzione temporale del raggio della bolla durante i tre regimi di crescita discussi sopra è descritta in modo affidabile dalla seguente correlazione proposta da Robinson e Judd [76]:

$$R(t) = R_c + \frac{2}{3} C_0 \left[(t + 4C)^{3/2} - t^{3/2} - (4C)^{3/2} \right], \quad (6)$$

dove le costanti C_0 e C sono

$$C_0 = \sqrt{\frac{\pi}{27 \alpha_L} \left[\frac{\Delta p}{\rho_L Ja} \right]}, \quad (7)$$

$$C = 9 \rho \alpha_L. \quad (8)$$

Nelle equazioni precedenti, α_L è la diffusività termica del liquido e Ja è il numero di Jakob definito come

$$Ja = \frac{\rho_L c_L \Delta T}{\rho_V \lambda}, \quad (11)$$

in cui c_L è il calore specifico a pressione costante del liquido, e ρ_V è la densità di massa della fase di vapore.

In effetti, l'equazione (6) è una rivisitazione della nota equazione di Mikic-Rohsenow-Griffith [77], modificata per includere il periodo di ritardo tra i regimi

di crescita, per tener conto del fatto che la descrizione della crescita della bolla inizia quando il raggio è appena maggiore di R_c , nonché per estendere la soluzione a bassi numeri di Jakob e riconoscere la non linearità della relazione esistente tra la pressione di saturazione e la temperatura.

Per quanto riguarda il calcolo di ΔP e W , in base all'equazione (6) la prima e la seconda derivata del raggio della bolla da sostituire nelle equazioni (2) e (3) sono

$$\frac{dR}{d\tau} = C_0 \left[(\tau + 4C)^{1/2} - \tau^{1/2} \right] \quad (12)$$

e

$$\frac{d^2 R}{d\tau^2} = \frac{1}{2} C_0 \left[(\tau + 4C)^{-1/2} - \tau^{-1/2} \right] \quad (13)$$

3.2 Confronto con dati sperimentali

Le distribuzioni tipiche del raggio della bolla tracciate nel tempo per C3F8 sono riportate in Figura 1 per le diverse condizioni operative selezionate per ottenere la stessa energia critica $E_c = 10 \text{ keV}$.

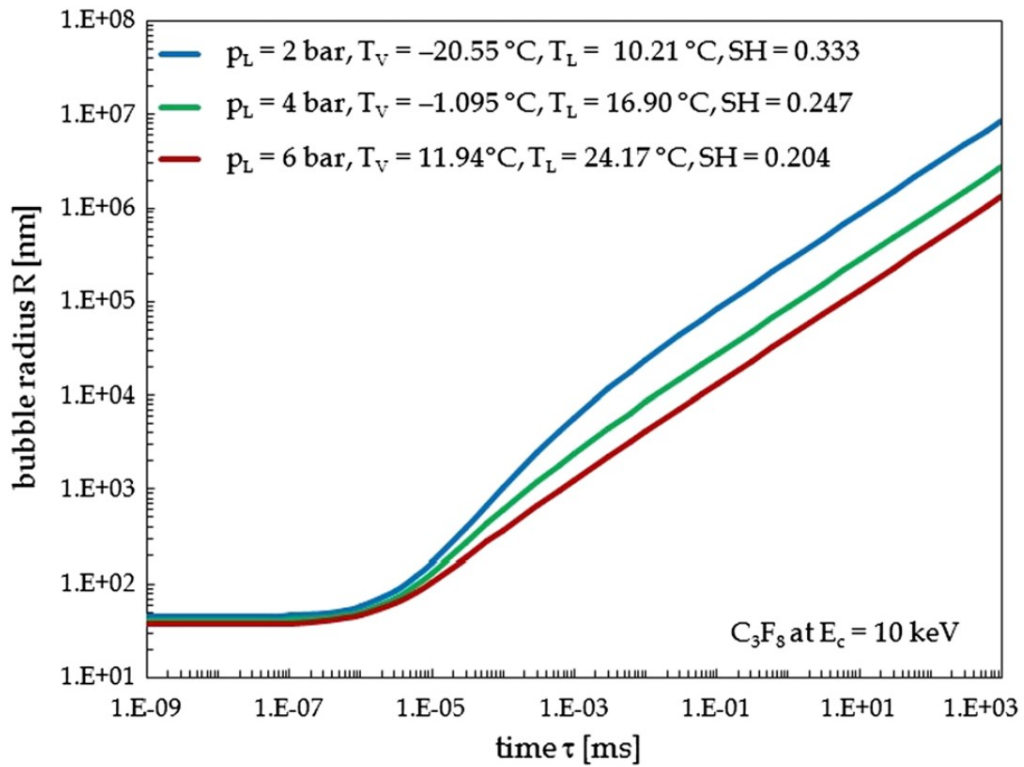


Fig. 1 Distribuzioni del raggio della bolla ($R > R_c$) rispetto al tempo a $E_c = 10 \text{ keV}$ usando p_L come parametro.

Vale la pena sottolineare che, quando la pressione di esercizio p_L , e quindi la temperatura di saturazione T_V , viene ridotta, il surriscaldamento ΔT da imporre per raggiungere la stessa energia critica deve essere aumentato, il che si traduce in un aumento del parametro di surriscaldamento SH , come mostrato in Figura 2, per vari valori di E_c .

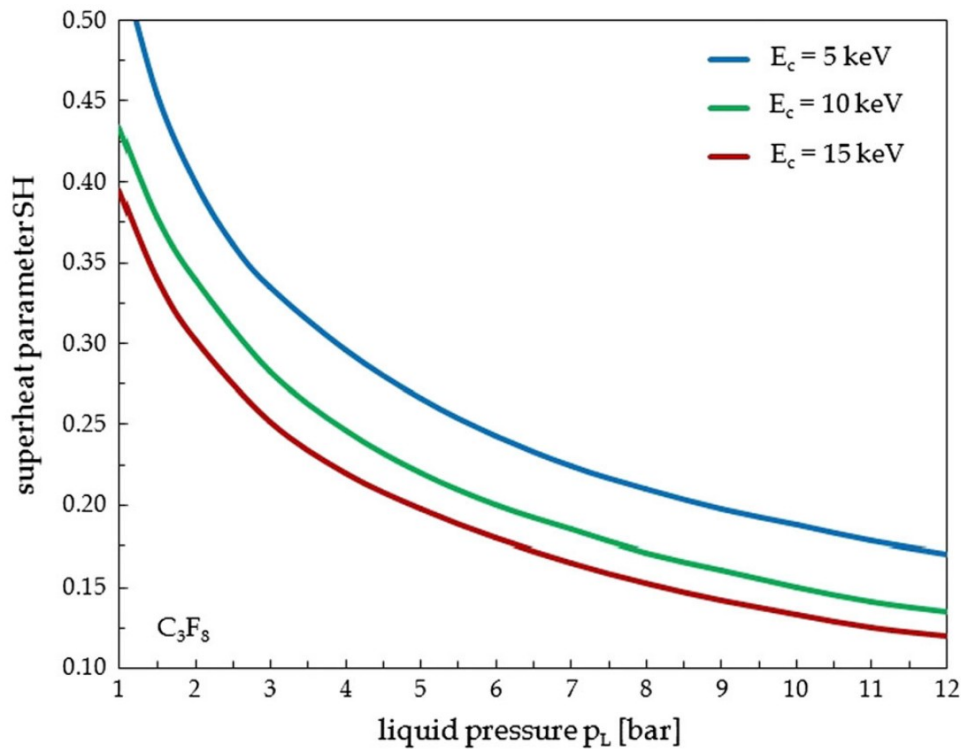


Fig. 2 Distribuzioni di SH su p_L , usando E_c come parametro.

Secondo le distribuzioni di $R(\tau)$ mostrate in Figura 1, la durata del periodo di ritardo, avente una scala temporale dell'ordine di 10^{-6} ms, aumenta al diminuire di p_L , a causa della diminuzione di T_L e del conseguente aumento della tensione superficiale, la cui opposizione alla crescita della bolla diventa più marcata. D'altra parte, si può vedere che la crescita della bolla nei due regimi successivi al periodo di ritardo si verifica ad una velocità che aumenta al diminuire di p_L , a causa della minore opposizione all'espansione della bolla di vapore esercitata dal liquido.

Le corrispondenti distribuzioni nel tempo della potenza acustica emessa W , calcolate usando (3), (5) e (8)-(13), sono mostrate in Figura 3, mentre le relative distribuzioni nel tempo dell'energia acustica AE_τ emessa durante la formazione e la crescita della bolla, calcolate usando (4), (5) e (8)-(13), sono rappresentate in Figura 4.

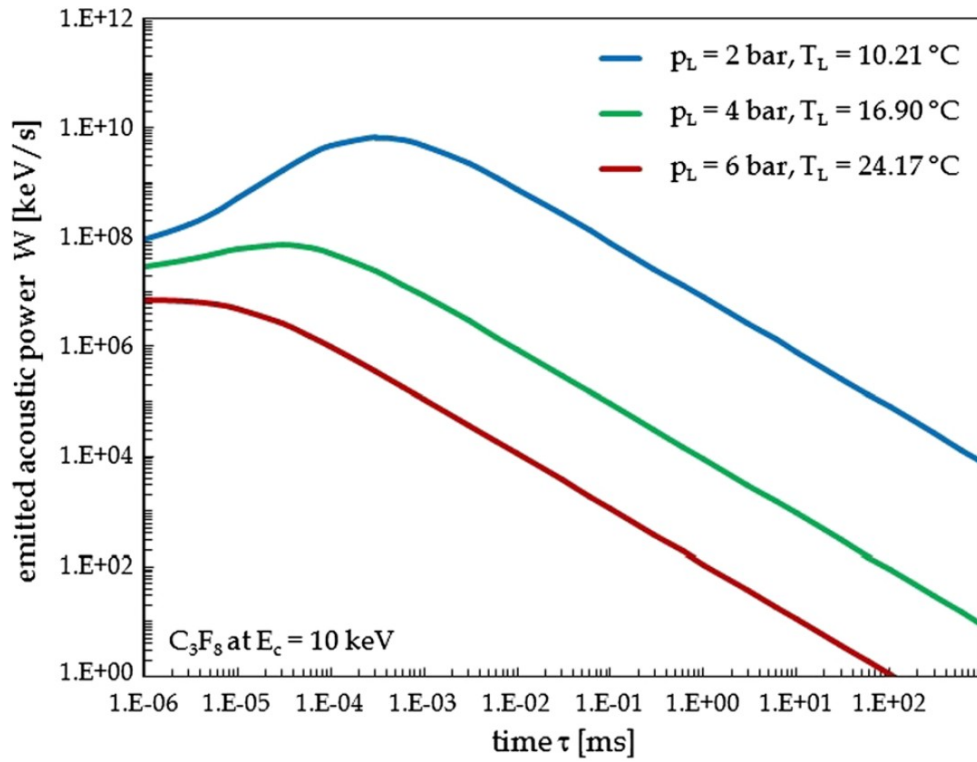


Fig. 3 Distribuzioni di W rispetto al tempo a $E_c = 10$ keV usando p_L come parametro

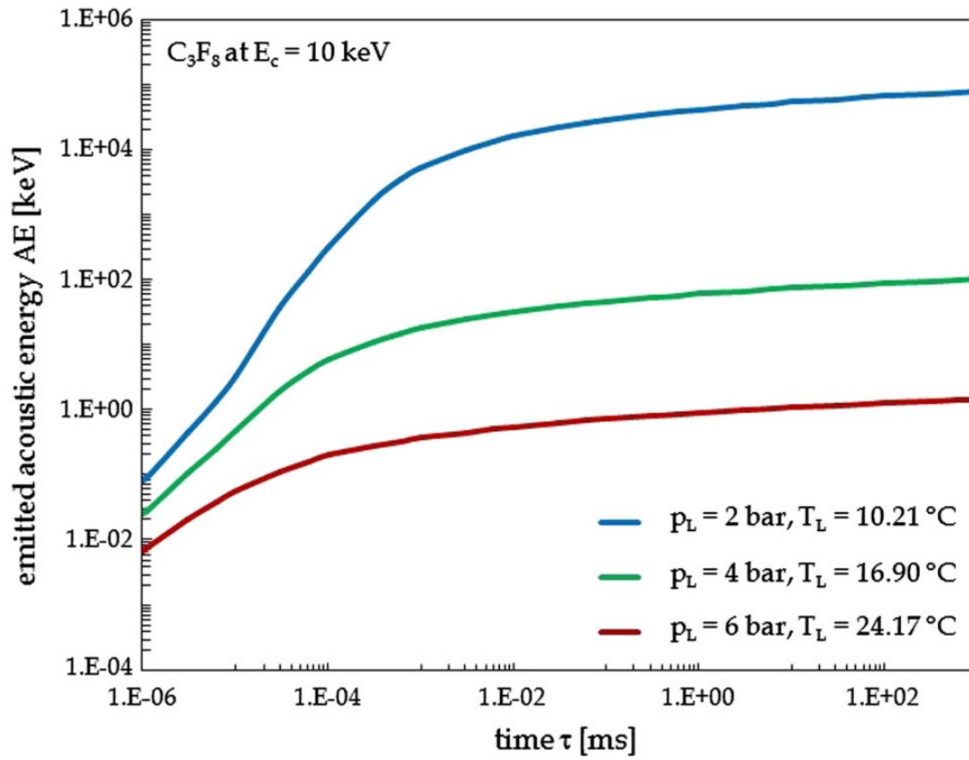


Fig. 4 Distribuzioni di AE rispetto al tempo a $E_c = 10$ keV usando p_L come parametro

Per qualsiasi distanza assegnata r dal centro della bolla, in un diagramma Log-Log le distribuzioni temporali di ΔP hanno la stessa tendenza di quelle di W . In effetti, in base alla relazione esistente tra l'ampiezza della pressione e la potenza del suono irradiato, che può essere ottenuta dalla combinazione di equazioni (4) e (5), possiamo scrivere $\text{Log}(\Delta P) = 0,5 \times \text{Log}(W) + K$, dove la costante è $K = 0,5 \times \text{Log}(\rho_{LCs} / 4\pi r^2)$.

Si può osservare che W , e quindi anche ΔP , aumenta nel regime controllato dall'inerzia, a causa della velocità crescente della formazione di bolle, e diminuisce nel regime controllato dalla diffusione di calore, a causa della velocità decrescente della formazione di bolle.

Inoltre, a pressioni del liquido più elevate, il tasso di crescita è inferiore, e anche la durata del regime controllato dall'inerzia è più breve (tipicamente 10^{-5} – 10^{-3} ms), tendendo a svanire a pressioni del liquido molto elevate, con una conseguente riduzione sensibile dell'emissione sonora. Infine, poiché al tempo $\tau = 1$ ms la potenza acustica emessa è ridotta di almeno 3 ordini di grandezza, l'intervallo di tempo 0-1 ms può essere assunto come un intervallo di tempo caratteristico durante il quale si può integrare la potenza acustica del suono emesso per calcolare l'energia acustica convenzionalmente associata alla nucleazione della bolla, che è in linea con la durata dei segnali registrati da Martynyuk e Smirnova [62], Barnabé-Heider et al. [79] e Jordan et al. [80].

A questo proposito, vale la pena sottolineare che, secondo la Figura 1, la dimensione raggiunta dalla bolla di vapore nel tempo $\tau = 1$ ms è dell'ordine di 0,1-0,5 mm, che è la dimensione tipica della bolla di vapore quando inizia ad essere visibile. Ciò significa che, quando la bolla di vapore viene rilevata dalla telecamera, la sua storia acustica è già quasi totalmente scritta, il che sottolinea quanto sia ricco

di dettagli fisici il rilevamento della bolla acustica rispetto alla tecnica di ispezione visiva.

Ancora più importante, si può notare che a $p_L = 2$ bar e $SH = 0,333$ l'energia acustica emessa è da 4 a 5 ordini di grandezza superiore a quella irradiata a $p_L = 6$ bar e $SH = 0,204$, il che richiede una breve discussione sull'importanza relativa del ruolo svolto dalla diminuzione di p_L e dall'aumento di SH sulla generazione di una firma acustica rilevabile della nucleazione della bolla. Infatti, se si vuole ottenere un valore ben definito di E_c , i parametri p_L e SH non sono indipendenti l'uno dall'altro. Pertanto, al fine di valutare in quale misura p_L e SH influenzano il segnale acustico, le distribuzioni della potenza acustica emessa e la relativa energia acustica emessa tracciate nel tempo sono visualizzate nelle Figure 5 e 6 usando sia p_L che SH come parametri. In questo caso una diversa energia critica è associata ad ogni combinazione di valori di p_L e SH .

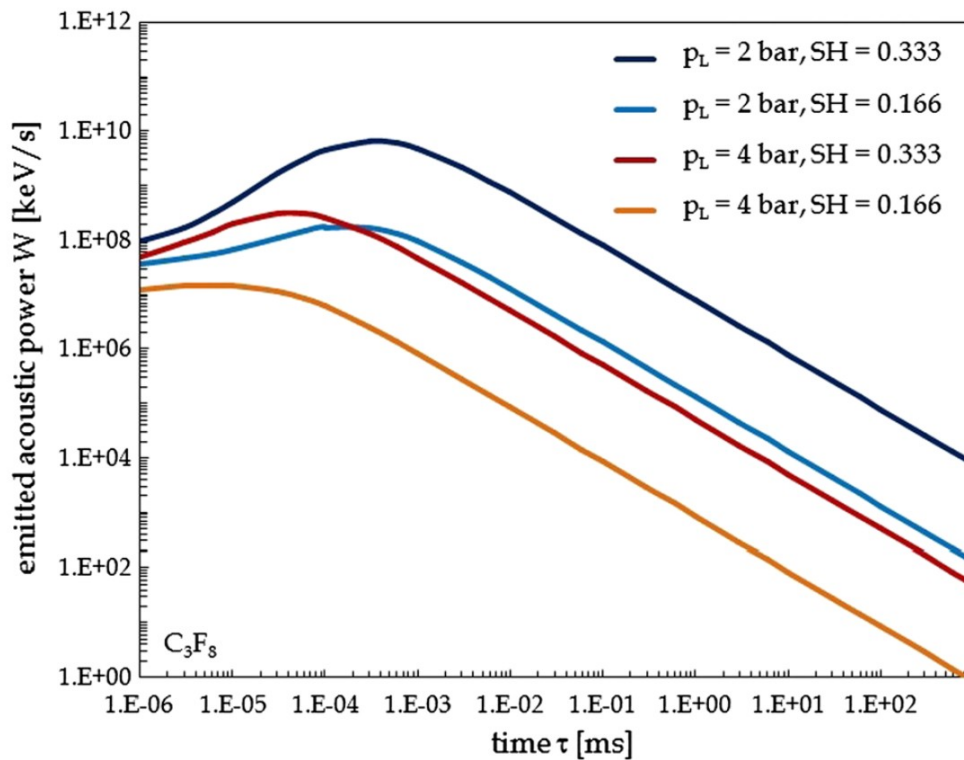


Fig. 5 Distribuzioni di W rispetto al tempo usando p_L e SH come parametri.

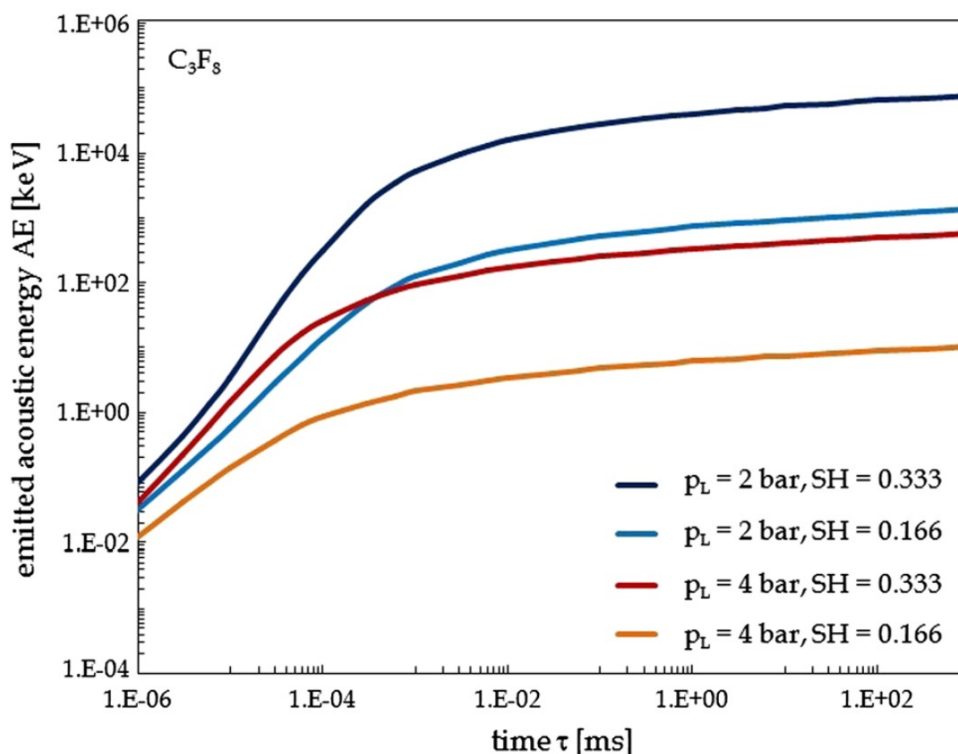


Fig. 6 Distribuzioni di AE rispetto al tempo usando p_L e SH come parametri.

È evidente che l'aumento di W e AE_τ dovuto all'aumento di SH è praticamente indipendente da p_L . Tuttavia, dal punto di vista della chiarezza della firma acustica di nucleazione delle bolle, l'aumento di SH è vantaggioso solo se p_L è sufficientemente basso. Infatti solo a basse pressioni, grazie all'aumentato surriscaldamento, l'energia acustica irradiata può raggiungere valori tali che i relativi segnali acustici siano alti abbastanza da essere facilmente rilevabili, il che sottolinea il ruolo cruciale svolto dalla pressione del liquido.

Questo effetto può essere molto più apprezzato se l'energia acustica AE_{1ms} emessa nell'intervallo di tempo 0-1 ms viene tracciata rispetto a SH usando p_L come parametro, come mostrato in Figura 7, che sottolinea come i dati sperimentali ottenuti da Felizardo et al. [64] e Archambault et al. [67] attraverso l'aumento di T_L (e quindi di SH) a $p_L \cong 1$ atm abbiano seguito una distribuzione marcatamente crescente perché la pressione di esercizio era bassa.

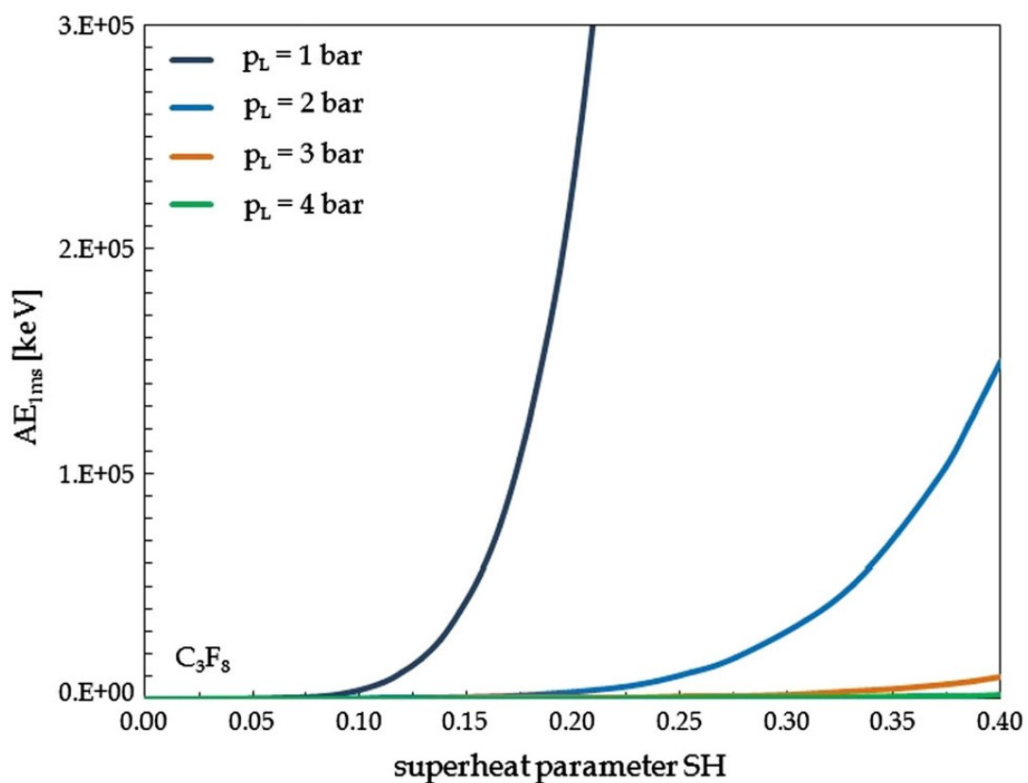


Fig. 7 Distribuzioni di AE_{1ms} su. SH usando p_L come parametro.

Un confronto tra i calcoli presentati qui e le ampiezze dei segnali acustici misurati da Archambault et al. [15] utilizzando C_4F_{10} è mostrato in Figura 8, dove, secondo (3), la previsione teorica del picco della pressione sonora istantanea, alla quale i trasduttori piezoelettrici sono sensibili, viene calcolata utilizzando una proporzionalità diretta alla derivata seconda rispetto al tempo del volume della bolla.

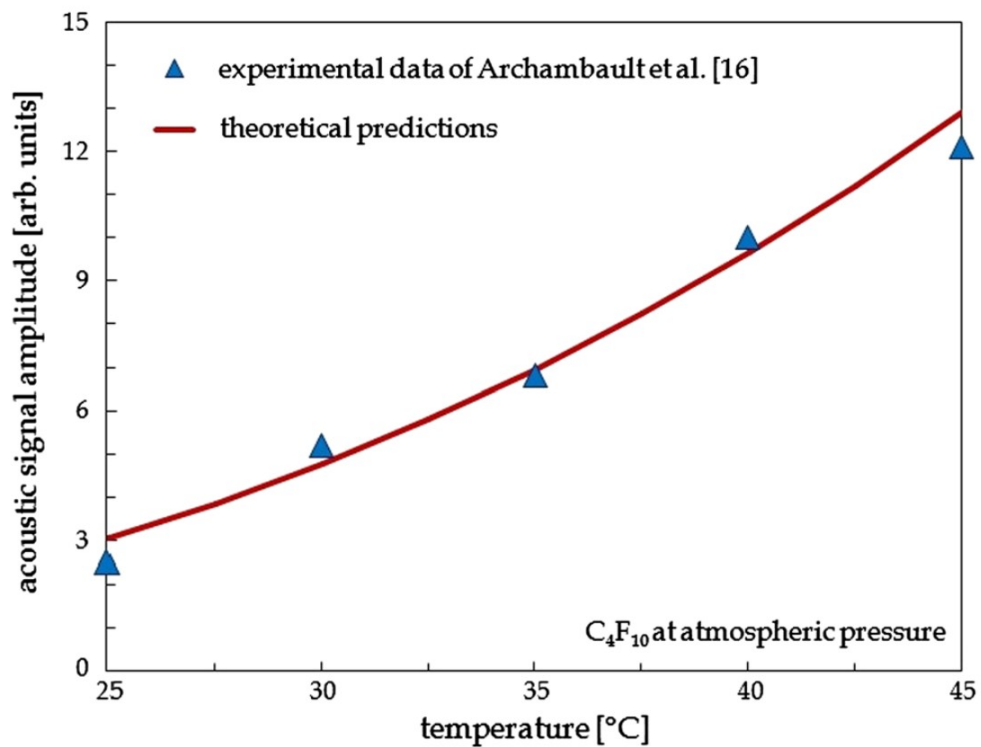


Fig. 8 Ampiezze del segnale acustico calcolate e misurate per C4F10 a $p_L \cong 1$ atm

Risultati dello stesso tipo di quelli mostrati in Figura 7 per il C3F8 possono essere ottenuti anche per altri fluidi, come mostrato in Figura 9, in cui le distribuzioni di AE_{1ms} contro SH a $p_L = 2$ bar e 4 bar sono ad esempio visualizzate per due refrigeranti ampiamente diffusi, il C2Cl2F4, noto anche come R114, e il C2HF5, noto anche come R125.

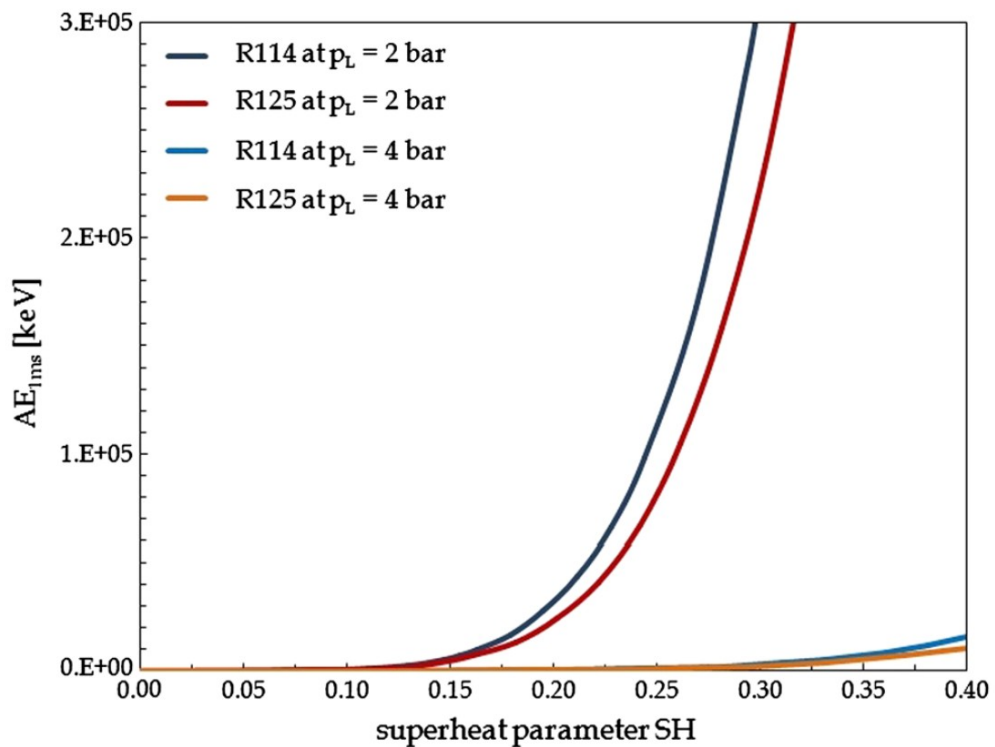


Fig. 9 Distribuzioni di AE 1ms rispetto a SH per R114 e R125 utilizzando p_L come parametro

Pertanto, si può dire che un alto valore del parametro di surriscaldamento SH descrive la potenzialità della bolla di crescere abbastanza nel regime controllato dall'inerzia, che è la condizione richiesta per irradiare un segnale acustico intenso. Ma questa potenzialità è abbastanza difficile da essere messa in atto quando la pressione del liquido p_L è tale che il liquido difficilmente accetta di essere respinto dalla bolla in crescita.

Tutto sommato, dal punto di vista della rilevazione acustica, l'effetto di una pressione più bassa è più importante, e sovrasta quello di una metastabilità più alta. Ciò significa che, poiché una pressione di esercizio inferiore richiede un grado di surriscaldamento più elevato per raggiungere la stessa energia critica assegnata, ogni eventuale esigenza di incrementare la chiarezza dei segnali acustici dovrebbe portare alla progettazione di rivelatori fatti per sopportare gradi di surriscaldamento sempre più elevati.

3.3 Tecniche di discriminazione del background

La procedura di calcolo illustrata sopra può essere utilizzata come primo approccio per una descrizione quantitativa del volume sonoro solitamente più elevato degli eventi di decadimento alfa rispetto agli eventi originati dai rinculi nucleari indotti dai neutroni.

In realtà, essendo ragionevole supporre che il suono generato dalla crescente bolla di vapore dopo il superamento della dimensione critica sia sostanzialmente indipendente dalla particella che l'ha provocata, ciò significa che una bolla prodotta da uno ione di rinculo durante l'arresto, ad esempio ^{12}C o ^{19}F in C_3F_8 , è acusticamente indistinguibile da una bolla prodotta da un figlio della catena di decadimento ^{222}Rn all'arresto, che è ciò che è stato trovato sperimentalmente a livelli di metastabilità bassi o moderati del liquido surriscaldato [63,67].

D'altra parte, se le condizioni termodinamiche dovessero essere tali che la "forza d'arresto critica" $E_c / 2R_c$ richiesta per la nucleazione fosse inferiore alla forza di arresto per le particelle alfa nella regione del picco di Bragg (tipicamente 200-220 keV/ μm , a livelli di metastabilità sufficientemente elevati), allora anche una particella alfa in fase di arresto potrebbe generare una o più nucleazioni in aggiunta a quella prodotta all'inizio della traccia dal figlio della catena ^{222}Rn durante l'arresto. In tal caso, a causa della produzione di bolle gemelle, l'emissione di energia acustica associata al decadimento alfa sarebbe superiore a quella associata a un rinculo nucleare indotto da neutroni, cosa che di solito viene adottata come spiegazione del volume sonoro più alto degli eventi provocati da decadimento alfa [63,67].

In effetti, questa non è una regola assoluta. Infatti, poiché la forza di arresto di ^{12}C e ^{19}F è molto superiore a quella di una particella alfa, è probabile che abbiano luogo più nucleazioni anche lungo il loro percorso per valori sufficientemente bassi

di forza d'arresto critica, a condizione che l'energia dei rinculi di ^{12}C o ^{19}F sia sufficientemente alta. Al contrario, ci si aspetta che i figli della catena di decadimento del ^{222}Rn producano quasi sempre una sola nucleazione, a causa della lunghezza estremamente limitata delle loro tracce. Ciò implica che, se la forza d'arresto critica è tale che una particella alfa non riesce a produrre alcuna nucleazione mentre un rinculo di ^{12}C o ^{19}F ne produce di multiple (cioè che la forza di arresto critica è appena superiore ai 200-220 keV / μm citati) allora, in queste condizioni termodinamiche, un evento di rinculo nucleare sarebbe più forte di un evento di decadimento alfa. In effetti, numerose situazioni in cui segnali acustici dovuti a rinculi nucleari sono più forti di quelli dovuti eventi di decadimento alfa sono state registrate in numerosi esperimenti [57,64,67]. Tuttavia, sulla base degli spettri delle sorgenti di neutroni normalmente impiegate per scopi di calibrazione, la probabilità che un rinculo di ^{12}C o ^{19}F abbia un'energia così alta da produrre più nucleazioni è relativamente bassa. D'altra parte, quando la forza di arresto critica è più bassa di 200-220 keV / μm il numero di nucleazioni prodotte lungo il cammino di un decadimento alfa dovrebbe essere molto maggiore rispetto a quello per un rinculo di ^{12}C o ^{19}F , a causa della lunghezza di cammino significativamente maggiore.

La situazione per il C3F8 con $p_L = 2$ bar è schematizzata in Figura 10 per il decadimento alfa $^{222}\text{Rn} \rightarrow ^{218}\text{Po} (101 \text{ keV}) + \alpha (5,49 \text{ MeV})$ e tre ioni ^{19}F con energie di rinculo da 50, 100 e 200 keV, e riflette il crescente volume sonoro dei segnali di decadimento alfa rilevato sperimentalmente all'aumentare dei gradi di surriscaldamento [64,67].

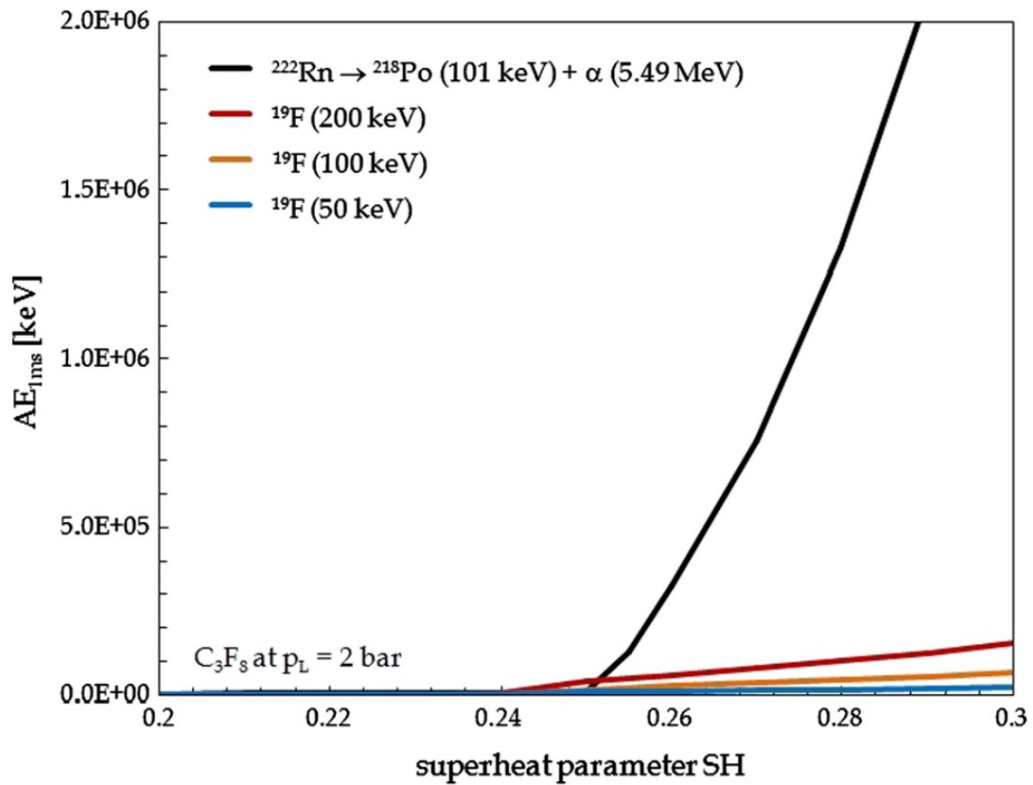


Fig. 10 Distribuzione di AE_{1ms} su SH per rinculi nucleari e decadimenti alfa utilizzando p_L come parametro.

Si noti che le distribuzioni di AE_{1ms} rispetto a SH sono state ottenute come il prodotto dell'energia acustica associata a un singolo evento di nucleazione moltiplicato per il numero di bolle di dimensioni critiche generate lungo il cammino delle particelle, assumendo che si verifichi un evento di nucleazione quando (a) l'energia della particella ionizzante supera l'energia critica e (b) la forza di arresto della particella è maggiore della forza d'arresto critica. Il numero di nucleazioni e la relativa energia acustica associata a un decadimento alfa è calcolato come la somma delle nucleazioni prodotte dalla particella alfa e dall'rincolo di ^{218}Po . È evidente che al di sopra di $SH = 0,251$, che corrisponde a un'energia critica di 29,2 keV e una forza di arresto critica di 215 keV / μm , il volume sonoro del decadimento alfa aumenta rapidamente, a causa delle molteplici nucleazioni che si verificano lungo il

cammino della particella alfa come conseguenza della discesa della forza di arresto critica al di sotto della forza di arresto per le particelle alfa al picco di Bragg.

Al contrario, come mostrato nell'ingrandimento di Figura 11, in cui viene utilizzata una scala logaritmica per rappresentare l'energia acustica AE_{1ms} , per $SH = 0,250-0,251$ (cioè quando la forza di arresto critica è appena superiore a $215 \text{ keV} / \mu\text{m}$) la quantità di energia acustica iniettata nel liquido dai rinculi nucleari è in qualche modo maggiore di quella associata agli eventi di decadimento alfa.

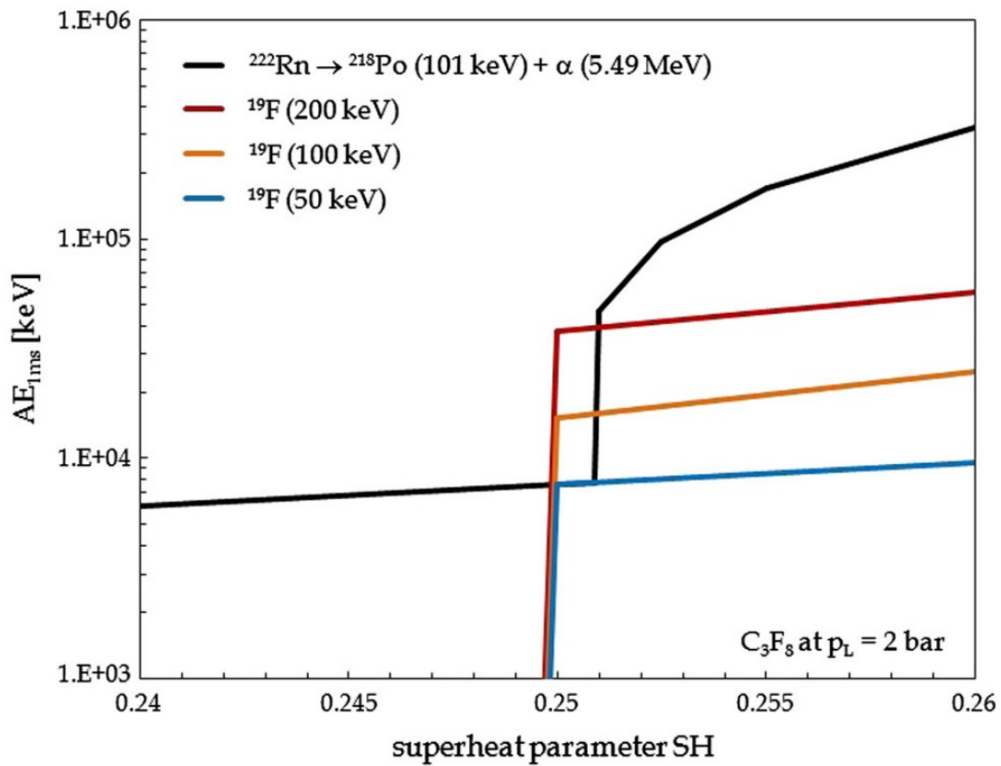


Fig. 11 Ingrandimento delle distribuzioni di AE_{1ms} su SH in scala logaritmica per decadimenti alfa e rinculi nucleari in C_3F_8 a $p_L = 2 \text{ bar}$

Naturalmente, questo è solo un primo approccio semplificato al problema, in quanto la situazione reale è certamente diversa, essendo influenzata dalla coalescenza delle bolle consecutive, nonché dal potenziale rilascio di energia inefficace da parte della particella di arresto e / o dall'uso inefficace dell'energia rilasciata dal liquido surriscaldato.

3.4 Discussione

L'uso di liquidi surriscaldati nei rivelatori di neutroni richiede di conoscere gli effetti delle condizioni termodinamiche di funzionamento del rivelatore sulla firma acustica di nucleazione della bolla, utile sia per effettuare un riconoscimento acustico della bolla in aggiunta all'ispezione visiva, sia per discriminare gli eventi di decadimento alfa dagli eventi originati dai rinculi nucleari.

È stata quindi stabilita una procedura computazionale per determinare in quale misura l'emissione sonora associata alla crescita di una bolla di vapore sia correlata allo stato termodinamico in cui si mantiene il liquido surriscaldato. Si è riscontrato che l'energia acustica iniettata nel liquido dalla crescente bolla di vapore aumenta al diminuire della pressione di esercizio e all'aumentare del grado di metastabilità (espresso in termini di parametro di surriscaldamento) in cui è la bassa pressione che dà il contributo maggiore. È stato inoltre trovato un buon accordo tra le previsioni della procedura di calcolo proposta e una serie di dati sperimentali disponibili in letteratura riguardo all'ampiezza dei segnali acustici rilevati. Inoltre, i risultati ottenuti applicando la procedura spiegano come il maggior volume sonoro degli eventi di decadimento alfa sia coerente con l'idea che l'incremento di energia acustica emessa sia dovuto al crescente numero di bolle di vapore generate nella regione del picco di Bragg e lungo il cammino della particella alfa, conseguente alla diminuzione della forza di arresto critica richiesta per la nucleazione.

Bibliografia

- [1] G. Bertone, Particle Dark Matter (Cambridge University Press, 2010)
arxiv:1234.5678
- [2] C. Patrignani et al. Particle Data Group, Chin. Phys. **C40**, (2016) 100001.
- [3] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest, Phys. Rep. 267, (1996) 195.
arXiv:hep-ph/9506380
- [4] J.R. Ellis, R.A. Flores, Nucl. Phys. B, **307**, (1988) 883-908.
- [5] C. Amole et al., Phys.Rev. D **93**, (2016) no.5, 052014, arXiv:1510.07754
[hep-ex]
- [6] C. Amole et al., Phys. Rev. D **93**, (2016) no.6, 061101, arXiv:1601.03729.
- [7] C. Amole et al., Phys. Rev. Lett. 118, (2017) no. 25, 251301, arXiv:
1702.07666 [astro-ph.CO].
- [8] F. Seitz, On the Theory of the Bubble chamber (Phys. Fluids) **1**, (1958) 2.
- [9] D.V. Bugg, The Bubble Chamber (Progr. Nucl. Phys.) 7, (1958), 2-52.
- [10] B. Hahn, H.W. Reist, Proceedings of the Fifth International Conference on
High Energy Physics and Nuclear Structure, Uppsala, 18-22 June, 1973, edited by
G. Tibell (Uppsala University, Sweden, 1973), p. 191.
- [11] R. Bertoni et al., Nucl. Inst. Meth. **A744** (2014) 61-68.
- [12] P. J. Linstrom, W. G. Mallard, (Eds., NIST Chemistry WebBook, NIST
Standard Reference Database Number 69, National Institute of Standards and
Technology, Gaithersburg MD, 20899, USA). <http://webbook.nist.gov>.
- [13] J.I. Collar, Phys. Rev. Lett. **110** 211101 (2013).
- [14] D. A. Glaser, Phys. Rev. 87 (1952) 655.
- [15] W. J. Bolte et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 577 (2007) 569-573.

- [16] E. Behnke et al., Phys. Rev. D 88 (2013) 021101(R).
- [17] M. Felizardo et al., E3S Web of Conferences 12 (2016) 03002.
- [18] E. Behnke et al., Astropart. Phys. 90 (2017) 85-92.
- [19] C. Amole et al., Phys. Rev. Lett. 118 (2017) 251301.
- [20] The MOSCAB Collaboration, Eur. Phys. J. C 77 (2017) 752.
- [21] F. Seitz, Phys. Fluids 1 (1958) 2-13.
- [22] I. A. Pless and R. J. Plano, Rev. Sci. Instr. 27 (1956) 935-937.
- [23] D. V. Bugg, Progr. Nucl. Phys. 7 (1959) 2-52.
- [24] A. Norman and P. Spiegler, Nucl. Sci. Eng. 16 (1963) 213-217.
- [25] A. G. Tenner, Nucl. Instr. Meth. 22 (1963) 1-42.
- [26] Ch. Peyrou, in Bubble and Spark Chambers, Academic Press, New York (1967).
- [27] C. R. Bell et al., Nucl. Sci. Eng. 53 (1974) 458-465.
- [28] H. Ing et al., Radiat. Meas. 27 (1997) 1-11.
- [29] P. Denzel et al., Phys. Rev. E (2016) 013301.
- [30] V. P. Skripov, Metastable Liquids, John Wiley & Sons Inc., New York (1974).
- [31] L. W. Deitrich and T. J. Connolly, Nucl. Sci. Eng. 50 (1973) 273-282.
- [32] F. d'Errico, Radiat. Prot. Dos. 84 (1999) 55-62.
- [33] S. Archambault et al., New J. Phys. 13 (2011) 043006.
- [34] C. Amole et al., Phys. Rev. Lett. 114 (2015) 231302.
- [35] B. DiGiovine et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 781 (2015) 96-104.
- [36] F. H. Poesposoetjipto and E. Hugentobler, Helv. Phys. Acta 43 (1979) 203-222.
- [37] M. J. Harper, Nucl. Sci. Eng. 114 (1993) 118-123.

- [38] M. J. Harper and J. C. Rich, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 336 (1993) 220-225.
- [39] M. Das and T. Sawamura, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 531 (2004) 577-584.
- [40] I. Lazanu and S. Lazanu, Roman. Rep. Phys. 63 (2011) 707-716.
- [41] F. d'Errico et al., Radiat. Prot. Dos. 70 (1997) 109-112.
- [42] S. C. Roy, Radiat. Phys. Chem. 61 (2001) 271-281.
- [43] S. C. Roy and B. Roy, Curr. Sci. 84 (2003) 516-528.
- [44] E. Fermi, Thermodynamics, Dover Publications Inc., New York (1956).
- [45] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Statistical Physics, Pergamon Press Ltd., Oxford (1959)
- [46] S. Auer and D. Frenkel, Nature 409 (2001) 1020-1023.
- [47] S. Sandhya et al., Cryst. Res. Technol. 47 (2012) 780-792.
- [48] D. Yan et al., J. Phys. Chem. C 120 (2016) 10368-10380.
- [49] G. Du et al., J. Cryst. Growth 441 (2016) 117-123.
- [50] P. J. Linstrom and W. G. Mallard, Eds., NIST Chemistry WebBook, [doi:10.18434/T4D303](https://doi.org/10.18434/T4D303).
- [51] D. Baxter et al., Phys. Rev. Lett. 118 (2017) 231301.
- [52] D. S. Akerib et al., arXiv:1608.05381v2.
- [53] W. J. Bolte et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 577 (2007) 569-573.
- [54] E. Behnke et al., Astropart. Phys. 90 (2017) 85-92.
- [55] M. Felizardo et al., E3S Web of Conferences 12 (2016) 03002.
- [56] E. Behnke et al., Phys. Rev. D 88 (2013) 021101.
- [57] C. Amole et al., Phys. Rev. Lett. 118 (2017) 251301.
- [58] A. Antonicci et al., Eur. Phys. J. C 77 (2017) 752.

- [59] D. A. Glaser, Phys. Rev. 87 (1952) 655.
- [60] F. Seitz, Phys. Fluids 1 (1958) 2-13.
- [61] D. A. Glaser, D. C. Rahm, Phys. Rev. 97 (1955) 474-479.
- [62] Yu. N. Martynyuk, N. S. Smirnova, Sov. Phys. Acoust. 37 (1991) 376-378.
- [63] F. Aubin et al., New J. Phys. 10 (2008) 103017.
- [64] M. Felizardo et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 589 (2008) 72-84.
- [65] E. Behnke et al., Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 021303.
- [66] P. K. Mondal, B. K. Chatterjee, Phys. Lett. A 375 (2011) 237-244.
- [67] S. Archambault et al., New J. Phys. 13 (2011) 043006.
- [68] C. Amole et al., Phys. Rev. Lett. 114 (2015) 231302.
- [69] R. Sarkar et al., Phys. Lett. A 381 (2017) 2531-2537.
- [70] G. Bruno et al., Eur. Phys. J. C 79 (2019) 183.
- [71] B. M. Dorofeev, V. I. Volkova, High Temp. 43 (2005) 620-627.
- [72] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, Fluid Mechanics, 6th volume of the Course of Theoretical Physics (1959).
- [73] M. S. Plesset, S. A. Zwick, J. Appl. Phys. 25 (1954) 493-500.
- [74] L. E. Scriven, Chem. Eng. Sci. 10 (1959) 1-13.
- [75] F. d'Errico, Rad. Prot. Dos. 84 (1999) 55-62.
- [76] A. J. Robinson, R. L. Judd, Int. J. Heat Mass Transf. 47 (2004) 5101-5113.
- [77] B. B. Mikic, W. M. Rohsenow, P. Griffith, Int. J. Heat Mass Transf. 13 (1970) 657-666.
- [78] P. J. Linstrom and W. G. Mallard, Eds., NIST Chemistry WebBook, [doi:10.18434/T4D303](https://doi.org/10.18434/T4D303).
- [79] M. Barnabé-Heider et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 555 (2005) 184-204.

[80] D. V. Jordan et al., *Appl. Rad. Isot.* 63 (2005) 645-653.