

行政院國家科學委員會補助專題研究計畫 成果報告
 期中進度報告

房間火災成長之模擬

計畫類別： 個別型計畫 整合型計畫
計畫編號：NSC 91-2212-E-002-097-
執行期間：91年08月01日至 92年07月31日

計畫主持人：李石頓
共同主持人：
計畫參與人員：羅平輝

成果報告類型(依經費核定清單規定繳交)： 精簡報告 完整報告

本成果報告包括以下應繳交之附件：

- 赴國外出差或研習心得報告一份
- 赴大陸地區出差或研習心得報告一份
- 出席國際學術會議心得報告及發表之論文各一份
- 國際合作研究計畫國外研究報告書一份

處理方式：除產學合作研究計畫、提升產業技術及人才培育研究計畫、列管計畫及下列情形者外，得立即公開查詢
 涉及專利或其他智慧財產權， 一年 二年後可公開查詢

執行單位：台灣大學機械工程學系

中華民國 92年 10月 20日

房間火災成長之模擬

摘要

以逃生、救難的關點來看，由引燃至全面閃燃是火災發展最重要的階段。了解影響這段引燃期的因素是火災研究的重要課題之一。本研究結合了紊流、燃燒以及熱輻射等次模式，建立一個可以適當研究火災引燃過程的數學模式，且以此模擬單房間火災引燃的暫態過程，研究的重點在於研究火場由引燃至穩態的過程，並探討引火源條件以及壁狀態對火場的影響。由數值模擬的結果，吾人得到如下的結論。(1)在引火源緊貼著可燃側壁的情況下，壁引燃的時間決定整體火勢發展的快慢；(2)引火源的發熱量越高，越能加速火勢的發展；(3)壁引燃的時間與引火源的溫度相當有關係，溫度太低，引燃不會成功，溫度提高，引燃時間變短，但如其溫度已高至足以讓引燃成功時，溫度的影響就變小；(4)天花板是否絕熱或等溫對引燃側壁的時間並無太大的影響，但對室溫有影響。

關鍵詞：火災模擬、引燃過程

Abstract

From the viewpoint of escape and rescue, the period between ignition and flashover is the most important stage in the fire development. Understanding the factors affecting this period is one of the important topics of fire research. In this study, an appropriate combination of turbulence, combustion and thermal radiation sub-models is made to set up a mathematical model that can be used to study the fire ignition process properly. The model is used to simulate the transient ignition process of a single-room fire. The main interests are to study the process of fire growth from ignition to steady burning, and to investigate the effects of ignition source and wall conditions on the fire. From the numerical results, the following conclusions have been obtained. (1) When the ignition source is close to the sidewall, the time for igniting the combustible wall dominates the rate of fire growth. (2) The higher heat release rate of the ignition source is, the faster the fire can grow. (3) The temperature of the ignition source has great effects on the wall ignition time. If the temperature is too low, the ignition fails. The ignition time becomes shorter with the increase in the temperature. However, if the temperature is high enough for a successful ignition, the effects become less. (4) Whether adiabatic or thermal, the ceiling has little effects on the ignition time of the sidewall; however, it has effect on the room temperature.

Keywords: fire simulation, ignition process

一、計畫緣由及目的

火是人類非常重要的發現，是我們生活中不可或缺的要害，是促進人類文明發展的動力之一。可是，另一方面，如果火使用不當，引起火災，會對我們生命、財產造成非常大的危害。近些年來，不論國內或國外，每年因建築物失火所造成的損失與日俱增。為了減少不必要的生命與財產的損失，我們除了對建築材料和各種傢俱的燃燒性質須加以研究，以創造更多的防火材料之外，對火災的發展、蔓延以及濃煙的流動也需要有更深入了解，以便對我們逃生、救災有所幫助。這也就是為什麼一些先進的國家（如美國、英國及日本等）對火災研究給予高度重視，並投入充足人力，加以認真研究的原因。國內在這方面的研究，尚在起步中。

火災是一個相當複雜的現象。它不僅包括了固、液體物質因受熱裂解、揮發以及可燃氣與空氣混合燃燒等的燃燒過程，還包括了燃燒後高溫所引起的流動、熱傳及質傳等的物質、能量輸送過程。就是因為火災是這麼複雜的現象，所以遲至二十世紀人類對火災現象才積極開始研究。早期的研究以實驗為主，因對這一類複雜的現象，理論分析不是很難就是根本不可能。即使到現在，實驗仍然是研究火災現象最有效的工具。可是實驗的成本很高，尤其是全尺寸的實驗。模型(model)實驗的價格較低，缺憾是模型實驗所得到的寶貴資料並不能完全應用到全尺寸的建築物上[1]。

近年來，隨著電腦硬體及相關軟體的快速發展，電腦模擬已成為科學研究的另一種有效的工具，可以用來彌補實驗的不足。目前以電腦來模擬火災現象有兩種方式：(一)區域模式(zone model)[2]及(二)場模式(field model)[3]。區域模式是將建築物內的空間劃分成若干區域(通常為兩個區域)，並假設每個區域內的流場及物理化學性質是均勻的，不同區域的性質則不一樣，區域間的動量、質

量及熱量交換率是由動量通量、質量通量及熱通量來表示。因區域模式在計算上很簡單，故為一般實用者所喜愛，可是它需要許多實驗數據的輸入，因此對實驗的依賴性很高，使用上有很大的局限性。場模式則由原始的統御方程式組出發，利用數值方法解析該等動量、組份及能量方程組，以達到了解火災現象的目的。雖然一般通用的場模式在使用時仍需要許多物理及化學等次模式(如紊流模式、化學反應模式、炭粒生成模式及熱輻射模式...等)的支援，但基本上，這種模式所需要的假設較少，對火災現象也能有較仔細正確的描述，缺點是計算耗費的時間和所需硬體資源較多。以往電腦模擬以區域模式為主流，但近年來電腦科技的長足進步，使得場模式變得可行，利用場模式的電腦模擬已愈來愈多了。

由於場模式模擬火災場所所需的物理、化學模式還是不簡單，所以早期的研究者為了能早點獲得一些有意義的結果，大都簡化模式以避開複雜性。有的只為研究燃燒的因素而只處理層流的火災；有的只為研究高溫濃煙的流動行為，僅考慮紊流因素，而不處理燃燒過程，有的只考慮熱輻射的熱傳而不考慮熱對流而已，有的則做相反的假設。在火災場模擬的研究上，對火災的物理、化學過程考慮的較齊全的始於 Bagnaro 等人[4]及 Lockwood 等人[5]。他們不僅考慮了火災時的燃燒、紊流現象，也考慮了熱輻射的現象。近年來，更有 Yan 與 Holmstedt [6]及 Luo 與 Beck [7]將場模式分別運用在單房間及多房間火災的成長。他們對火災的物理、化學過程的考慮也較齊全。由於利用場模式來模擬火災場所所需的電腦計算時間很多，所以早期(七、八年以前而已)場模式的研究者皆以二維或三維(較少)且完全發展的火災為對象，真正模擬火場隨時間發展的研究並不多，近些年來已有經有較多的研究者有這種企圖。

按照火災的發展來看，整個火災的歷程

大約可區分為五個階段：火源的引燃期、火災的成長期、閃燃、完全發展期以及火災衰退期。由此可知完全發展的火災狀況已是在火災發生全面閃燃後的狀態。火災場一旦發生全面閃燃後，屋內的人員已經很難逃生了，必死無疑。全面閃燃後的火場也很難被撲滅。所以如以逃生、救難以及滅火、救屋的關點來看，研究發生全面閃燃後的火災是於事無補。真正重要，最值得研究的是全面閃燃前的引燃期及發展期。火災如能在引燃期被發現當然最好，因這樣就沒有火災了。引燃期如能拉長，火災被發現的機率就越高，所以耐火材料的開發在火災研究中一直佔很重要地位，這是毫無疑問的。但如火災已被引燃，則火場內溫度及有毒氣體(以一氧化碳為最重要)成長的預測對逃生及救難對策的研擬相當有幫助。可是這段時期內火場的發展牽涉到固體燃料(如壁裝潢、傢俱等)受熱、裂解、揮發、延燃及固體燃燒與氣體燃燒的交互作用，火場的狀況隨時間而變，故要處理這段時期火場的發展不僅需要同時處理固體、氣體的燃燒，也須以暫態來處理火場的發展。因為處理困難度較高，故到目前火災發展期的模擬並不多見，尚屬發展階段，本研究的目的即在從事這方面的模擬。

二、數學模擬及模式說明

為了減少模擬計算時間，本研究的對象設定為二維單房間內之暫態火災，房間的幾何圖與座標如圖一所示，其尺寸為縱深 2.8 m，高 1.5m，門高 1.1m。除了右壁面為可燃的壓克力 (PMMA) 面外，其他壁面、天花板及地面皆假設為不可燃。在靠右壁的地面上有噴出口(位於 $x=4.0m\sim 4.3m$)，噴出高溫未燃氣，用於模擬引燃右壁壓克力面的引火源。

本研究之目的雖然在於研究火災的發展過程，可是對大多數的工程問題，迫切的需要並不在於單一火場個案的精細發展過程，而在於其物理、化學性質的系統(ensemble)

平均值之發展過程。因此本研究模擬時並不採用需要很多計算時間的直接模擬法(direct simulation)，而是採用平均法，只計算物理性質的平均值(還是時間、位置的函數)。雖然較省時，但因統御方程式在經過雷諾分解(Reynolds decomposition)與平均後，會產生許多不封閉的二階關連量，故需要更多的物理、化學模式來模擬這些二階關連量。本研究所使用的物理、化學模式敘述如下。

除連續方程式的形式維持不變之外，平均化後的動量之守恆方程式組含有所謂的雷諾應力之二階速度關連量，為使動量方程式能封閉起見，本文採用的雷諾應力模式如下：

$$\overline{\rho u_i u_j} = \frac{2}{3} \delta_{ij} (\overline{\rho k} + \mu_t \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_k}) - \mu_t (\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i})$$

式中， $\overline{\rho}$ 平均密度、 $\overline{\rho u_i u_j}$ 為雷諾應力、 $\overline{u_i}$ 為 i 方向的 Favre 平均速度、 $k = \overline{u_i'' u_i''} / 2$ 為紊流動能、 μ_t 為所謂的紊流黏性係數、 δ_{ij} 為 Kronecker δ 。

為使動量平均守恆方程式封閉，雷諾應力模式引入了一個紊流黏性係數 μ_t 及紊流動能 k 。為計算 μ_t 及 k 吾人需要適當之紊流模式。由於火災場是屬於一個非常複雜的紊流場，並非整個房間內全為高紊流區，其中存在著弱紊流的區域，因此只適用於高雷諾數流場的傳統 $k-\epsilon$ 模式並不適合使用，且高雷諾數 $k-\epsilon$ 模式所需之壁函數也不易取得(尤其是在表面有噴、吸氣時)，所以本研究採用不需壁函數且同時可適用於高雷諾數流場與低雷諾數流場的低雷諾數 $k-\epsilon$ 模式。本研究採用 Launder-Sharma 之低雷諾數 $k-\epsilon$ 模式 [8]。

平均化後的組份以及能量守恆方程式組不僅含有二階速度-組份關連量、二階速度-溫度關連量，更包含了非線性化學反應的平均。仿照雷諾應力的模擬，假設二階速度-組份關連量、二階速度-溫度關連量分別與平均組份與平均溫度的梯度成正比，如此引入了

紊流組份以及溫度擴散係數。因紊流擴散遠大於分子擴散，故不論組份或熱擴散在大部份的區域皆由紊流支配，故本研究假設各組份間的擴散係數皆相同，且 Le_i 數皆等於 1，同時又令 $C_{p,i} = C_p$ 且為常數。

由於燃燒化學反應屬於高非線性，所以在做 Favre 平均時產生了許多的物種及溫度擾動量間的交互作用項(correlation terms)而使得紊流燃燒率難以求得，故吾人需要一個燃燒模式來克服這個困難。由 Spalding[9]提出，Magnussen 等人[10]修正的渦漩破碎模型(Eddy Break-up model)被廣泛地應用於高紊流燃燒之模擬上，本研究亦採用此模式。為了避免渦漩破碎模型不適用於低紊流或低溫度區(內無劇烈的化學反應發生)，本研究另使用一 Arrhenius 型的反應速率模式來計算燃燒率[11]，然後取二者中的最小值來模擬燃燒率。至於燃料的燃燒化學反應，本研究假設其為單一步驟不可逆的反應。

本研究以 4 通量(4-flux)法[12]來計算熱輻源項，在計算過程中，吾人假設燃氣的吸收常數(absorptivity coefficient)為炭粒(soot)濃度和燃燒後的產物(如 CO_2 、 H_2O 等)的函數，本文採用參考資料[13]所提供的函數，又假設炭粒(soot)的濃度與燃料的濃度成一定的比例[14]，其比值設為 0.03。

從引燃至全面閃燃的這一段時間，可燃壁(右壁面)燒掉的量很少，可忽略不計，故本研究假設可燃壁的位置固定。又這一段時間內熱傳導入可燃壁的深度也相當有限，故在數值處理上本研究把可燃壁為視為無限厚的壁，其遠端的溫度維持為大氣溫度 T_x 。隨著火災場中溫度的上升，房內可燃壁表面溫度因熱對流及熱輻射之故上升至 $T_w(y)$ ，可燃壁受熱後以裂解成氣態燃料離開壁面。假設壁在 y 方向的热傳導量比 x 方向小得很多可忽略不計，則統御壁內溫度分佈 $T(x,t)$ 的微分方程式可寫為

$$\rho_s C_{p,s} \frac{\partial T}{\partial t} - \dot{m} C_{p,s} \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{d}{dx} \left(\lambda_s \frac{dT}{dx} \right)$$

式中 λ_s 為壁的热導係數，下標 s 代表壁其

值， \dot{m} 為單位時間單位面積可燃壁的热裂解量，可由熱裂解速率公式算出

$$\dot{m} = B \exp\left(-\frac{E_s}{RT_w}\right)$$

假設熱在壁內的穿透深度為 $\delta(y,t)$ ，則利用積分法(integral method)，統御壁內溫度分佈的微分方程式可改寫為

$$\frac{d}{dt} \int_0^{\delta(y,t)} T dx - T_x \frac{d\delta}{dt} + \frac{\dot{m}}{\rho} (T_w - T_x) = \frac{q''}{\rho C_p}$$

式中 $q'' = \dot{q}_{conv} + \dot{q}_{rad} - \dot{m}L$ ，其中 \dot{q}_{conv} 及 \dot{q}_{rad} 分別為熱對流、熱輻射傳給壁的热量， L 為壁面熱裂解所需的潛熱。假設在固態壁內的溫度分佈(滿足邊界條件)為：

$$T - T_x = \frac{\dot{q}}{2\lambda_s \delta} (x - \delta)^2$$

代入積分式後，可得

$$\frac{1}{6} \frac{d\delta^2}{dt} + \frac{\dot{m}}{2\rho} \delta - \alpha_s = 0$$

式中 α_s 為牆壁的热擴散係數。

當氣態熱對流及熱輻射算得後，可由以上述諸式聯立算出 T_w 、 \dot{m} 及 δ 。

氣態部分的热統御方程組可寫成如下通式：

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}u\phi)}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{\rho}v\phi)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\Gamma_x \frac{\partial\phi}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\Gamma_y \frac{\partial\phi}{\partial y} \right] + S_\phi$$

本研究採用控制體積法(control volume)來離散統御偏微分方程組，以 TDMA 來解所得的差分方程組，至於速度與壓力間關係之處理則採用 SIMPLE 法，這方面已有專書詳細介紹[15]。因房間開口的邊界條件非常難給定，所以本研究將計算的邊界外移至單房間之開口外(圖 1)，避免邊界條件影響房間內所計算的物理性質。

三、結果與討論

計算的結果顯示單房間火場內氣體的流動形態主要是受制於房間的幾何形狀，與火源大小的關係度不高。引火源處的高溫燃料

及燃燒產物因浮力作用的關係而加速上升，順勢牽引室外的新鮮空氣沿著地面流入室內。流入的新鮮空氣將高溫燃料及燃燒產物推向牆壁使其沿著右壁面流至天花板，於天花板與右壁交接處形成停滯點後，再沿著天花板向門口方向流動，至左壁面處因受阻而改變方向往下流，流至門口處，部分產物因浮力作用而向上流出室外，其餘則受流入之新鮮空氣的牽引而在房間內形成迴流。由於高溫氣體這樣的流動，故火災的延燃也一樣受制於房間的幾何形狀，當新鮮空氣將高溫燃料及燃燒產物推向右壁面時，高溫氣體一開始會先引燃地板附近的右壁面，隨著時間的增加，位於天花板與右壁面交接處的靜止高溫氣體開始引燃緊接著天花板的右壁面，再來才是中間部分壁面(約 $y=0.7\text{ m}\sim 1.2\text{ m}$ 處)的引燃。以引燃高溫氣體燃料的出口速度為 0.12 m/s 、溫度為 1200 K 為例。圖二與圖三分別為在時間 11 秒與 24 秒時的溫度分佈圖。圖二顯示在 11 秒時僅右壁的上、下部位被點燃，而在 24 秒時火場已呈全面閃燃的狀態，此時右壁面已處於燃燒狀態，火焰沿著右壁面向上燃燒到天花板，會隨著高溫產物及燃料流動，貼著天花板向門口方向開始燃燒。火焰在天花板蔓延的速度很快且較貼近天花板，氧氣會因反應消耗而逐漸減少，因此劇烈反應的高溫區域會慢慢遠離天花板壁面，而大部分通過此缺氧區域的燃料不會燃燒，隨著高溫產物沿著天花板流出門口。圖三更顯示房間內的流體可分為三層，一為貼近地板由房外流進房內的冷空氣，二為靠近天花板處流向屋外的缺氧高溫氣體，以及兩者之間冷熱空氣的混合層。圖四為點($x=2.5, y=1.0$)之溫度隨時間之變化圖，大體上溫度隨時間之增加而升高。在 3 秒時溫度有下降的情況，是因為剛開始燃燒時整個流場並未穩定，3 秒前高溫產物持續累積於天花板附近，等累積至門頂後高溫產物加速流出屋內因而在此時天花板附近的高溫產物層突然變薄觀

察點的溫度因而下降、隨後右壁面引燃後，觀察點的溫度又迅速上升，到 27 秒後溫度已趨於一穩定溫度，此時有劇烈燃燒反應的高溫區域大致在：1.燃料出口區靠近右壁面處、2.門口外側、3.天花板下方約 0.4 m 靠近右壁面處，靠近地板處為低溫區。圖五為 27 秒時房內的速度分佈圖。

計算結果顯示改變引火源高溫燃料的出口速度(但維持其溫度為 1200 K)雖然對火災蔓延的過程沒有改變，但對火場到達閃燃的時間卻有顯著的影響。譬如出口速度為 0.18 、 0.1 及 0.04 m/s 時，到達閃燃的時間分別為 19.5、27.5 及 89.7 秒。故引火源的大小對逃生時間的影響很大。圖六、圖七顯示出口速度對 $x=2.5\text{ m}$ 截面處的穩定溫度與速度的影響。圖六顯示溫度場並無太大差異，天花板附近的高溫區、劇烈反應區與低處的低溫區之溫度分佈幾乎相同；至於速度場方面，由於引火源高溫燃料出口速度的不同，造成火源發熱量的差異，火場的自然對流效應也隨之有強弱之分，但差異性也不大。固態壓克力在高於 616 K 後便開始有大量的熱裂解量，故吾人定義此溫度為固態壁引燃的溫度。表一為右側壁於 $y=0.1\text{ m}$ 處到達 616 K 所花的時間，以及達到穩定時間的比較。從表一可看出火勢的發展速度主要決定在引燃可燃壁面的快慢，愈快的燃料出口速度愈快引燃壁面，也愈快達到穩定。

圖八、圖九分別顯示燃料出口溫度為 1000 K 、 1100 K 時(出口速度固定為 0.2 m/s)，觀察點($x=2.5, y=1.0$)的溫度隨時間之變化。二圖顯示火場達到穩定的時間分別約為 20.6 秒、19.3 秒，可看出溫度較高者，越快達到穩定，雖然這二個個案的差異性並不顯著，可是當出口溫度改變為 800 K 以下時火場並不能發展起來。可見當引火源的溫度太低時，外界的冷氣流會將其溫度降到不易引燃右壁，火災也就不易發生，這種現象在出口速度越低時越明顯。不過只要出口溫度高到

足可引燃右壁，那出口溫度所造成的差異並不顯著。

本研究也探討天花板及地板絕熱狀況對火災發展的影響，在此個案中吾人將天花板及地板的溫度改定為 298K，燃料出口速度及溫度分別保持為 0.2m/s、1200K。計算結果顯示在火災發展初期等溫狀況與絕熱狀況的差異性很小，對引燃側壁的時間並無太大的影響，不過一旦高溫產物接觸到天花板後，便開始有了差異，等溫壁面會將室內因燃燒所產生的熱能散失掉，故室內溫度會比絕熱壁面低，隨著時間的增加，兩者溫度場的高低差異愈加明顯，天花板附近區域的溫度差較明顯，可是流場型態大致上是還是相同的。

四、計畫成果自評

雖然本結果滿足計畫書第一年擬執行的工作，可是本研究乃需要有實驗資料驗證，才能算是完備。這是未來需要努力的方向。

五、參考文獻

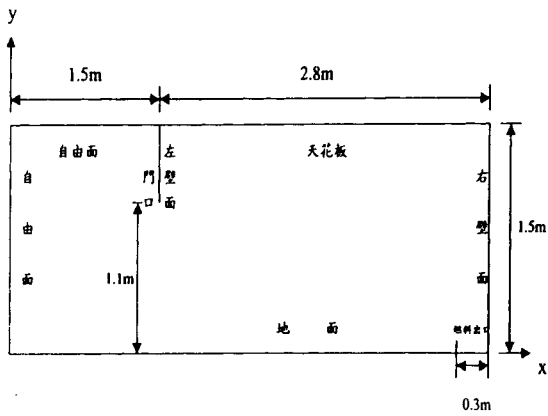
1. Spalding, D.B. (1963), 9th Symposium (International) on Combustion, the Combustion Institute.
2. Emmons, H.W., Mitler, H.E. and Trefethen, L.N. (1978), "Computer Fire Code III", Harvard University Home Fire Project Technical Report No.25.
3. Kumar, S. (1983), Fire and Materials, vol.13, No.1, pp.1-23.
4. Bagnaro, M., Laouisset, M., Lockwood, F.C. (1983), HTD-vol.25, ASME, New York, pp.107-114.
5. Lockwood, F.C. and Malalasekera, W.M.G. (1988), 22nd Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp.1319-1328.
6. Yan Z. and Holmstedt G., (1996), Fire Safety Journal, 27, pp.201-238.
7. Luo M. and Beck, V., (1996), Fire safety Journal, 26, pp. 191-219.
8. Launder, B.E. and Sharma, B.I. (1974), Letters in Heat and Mass Transfer, vol.1,

No.9, pp.131-138.

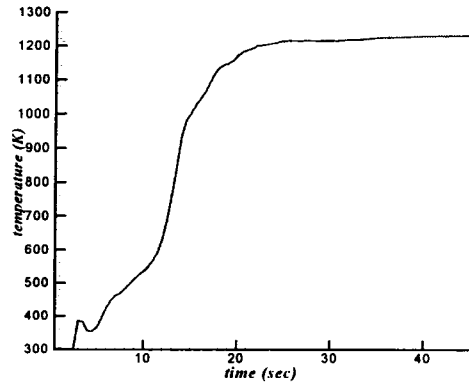
9. Spalding, D.B. (1971), 13th Symposium (International) on Combustion, pp.649-657.
10. Magnussen, B.F. (1977), 16th Symposium (International) on Combustion, pp.719-729.
11. 李石頓, (1993) 國科會專題研究計劃報告, NSC 82-0401-E002-14。
12. Siegel, R. and Howell, J. R.(1981), Thermal Radiation Heat Transfer, 2nd ed. McGraw-Hill, New York.
13. Lee, S.T. and Tien, J.S. (1989), Journal of the Chinese Society of Mechanical Engineering, vol.10, No.4, pp.245-253.
14. Novozhilov, V. (2001), Progress in Energy and Combustion Science, 27, PP. 611-666.
15. Patankar, S.V. , (1980), "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow" , Hemisphere Publishing Corporation.

表一 不同引燃氣體出口速度各階段歷時之比較

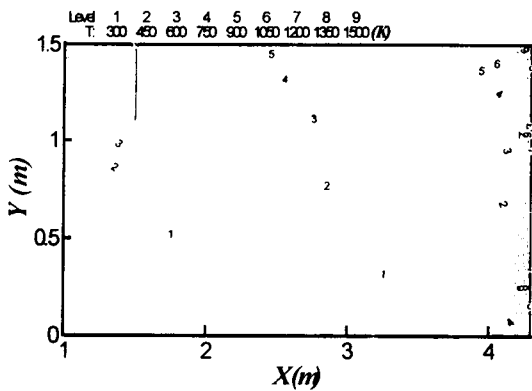
燃料出口速度(m/s)	可燃壁面(y=0.1m處)	
	溫度達到614K時間(sec)	達到穩定時間(sec)
0.20	3.8	18.0
0.18	4.1	19.5
0.16	6.7	20.4
0.14	8.7	23.5
0.12	9.8	25.6
0.10	10.9	27.5
0.06	26.1	47.5
0.04	46.5	89.7



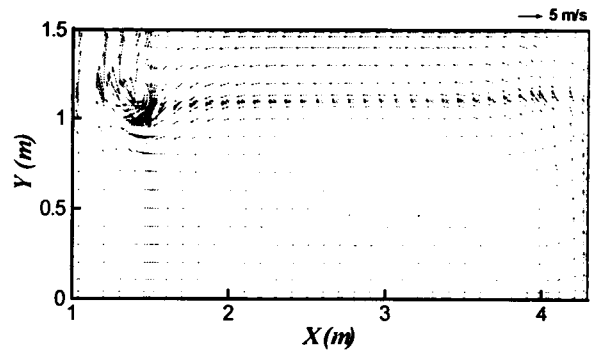
圖一 單房間示意圖及座標



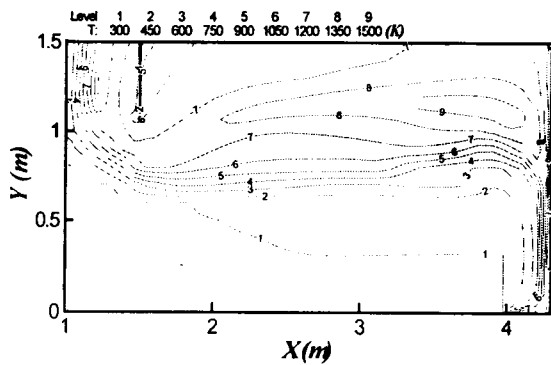
圖四 引燃氣體出口速度 0.12m/s、溫度 1200K，觀察點 ($x=2.5m, y=1.0m$) 的溫度隨時間之變化。



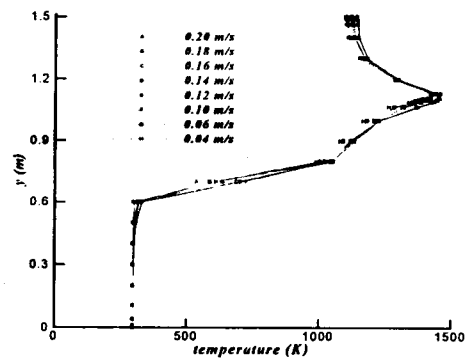
圖二 引燃氣體出口速度 0.12m/s、溫度 1200K， $t=11s$ 時的溫度分佈圖



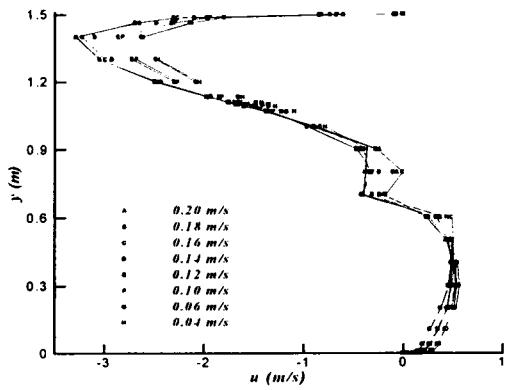
圖五 引燃氣體出口速度 0.12m/s、溫度 1200K， $t=27s$ 時的速度分佈圖。



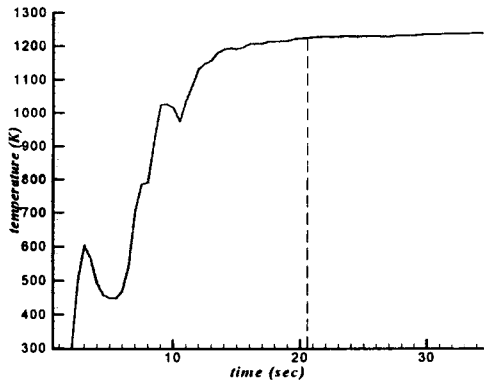
圖三 引燃氣體出口速度 0.12m/s、溫度 1200K， $t=24s$ 時的溫度分佈圖。



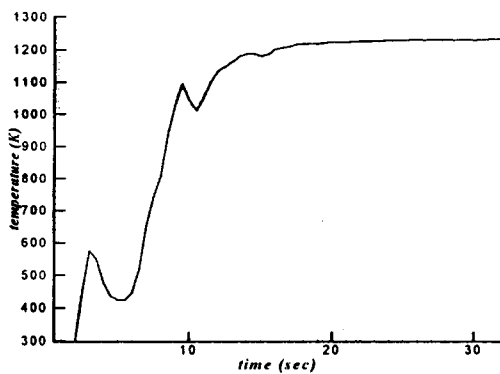
圖六 不同燃料出口速度，火場達到穩後，在 $x=2.5m$ 截面處的溫度比較圖。



圖七 不同燃料出口速度，火場達到穩定後在 $x=2.5\text{m}$ 截面處的速度比較圖。



圖八 引燃氣體出口速度 0.2m/s 、溫度 1000K ，壁面為絕熱壁時，點 $(x=2.5\text{m}, y=1.0\text{m})$ 的溫度隨時間之變化。



圖九 引燃氣體出口速度 0.2m/s 、溫度 1100K ，壁面為絕熱壁時，點 $(x=2.5\text{m}, y=1.0\text{m})$ 的溫度隨時間之變化。