

計畫名稱：金屬薄膜熱傳導係數及電子/聲子連結因子
之逆運算量測分析

計畫編號：NSC89-2212-E-009-073

執行期限：89年8月1日至90年7月31日

主持人：林振德 國立交通大學機械系

中文摘要

本計畫針對雷射脈衝加工金屬薄膜過程中，金屬傳導係數以及電子-聲子連結因子(the electron-phonon coupling factor)的逆運算量測分析。對敏感係數的理論分析顯示，用於逆運算的電子溫度最佳量測點應選取在雷射脈衝加熱表面溫度到達最高值後的電子溫度；在雷射脈衝加熱背面則應選取整個未平衡時間的電子溫度變化。文中並透過統計理論分析逆運算模式的準確度，並且運用文獻中對金薄膜受雷射脈衝加熱的實驗結果，進行金薄膜的熱傳導係數以及電子-聲子連結因子之逆運算。結果顯示熱傳導係數與電子-聲子連結因子兩者皆與金薄膜的厚度有關。

英文摘要

This project is proposed in order to develop an inverse analysis performed for simultaneous estimation of both thermal conductivity and the electron-phonon coupling factor of thin metal films during nonequilibrium laser heating of metals. Theoretical analyses on the sensitivity coefficients illustrate that optimal choices of measurements would include temperature variations at the front surface over the time interval after the electron temperature reaches its maximum, combined with measurements of temperature variations at the rear surface for the whole thermalization time. Statistical analyses are performed to depict the accuracy of the inverse schemes. Experimental data taken from the literature are used to estimate thermal conductivity and the electron-phonon coupling factor for the gold film. Results show that both thermal conductivity and the electron-phonon coupling factor are size dependent.

前言

快速脈衝雷射技術在近年來蓬勃發展。時至今日，最短的雷射脈衝已經可以達到幾個 femtosecond (10^{-15} s, 百兆分之一秒)的等級。百兆分之一秒等級的雷射與第一代的超快雷射相比，它的脈衝寬度小了三個數量級，輸出功率也高了 20 至 50 倍。此種高能快速脈衝雷射具有精確控制加工深度及位置的優點，在新的材料加工技術及微機電系統加工技術當中經常被使用，例如：雷射微加工[1]、雷射製模[2]，除了工業上的應用之外，近年來更常用於微系統熱傳的基礎科學研究上。最新的進展更朝向擴展可調範圍、縮短脈衝寬度，以及提高輸出功率等，因而提高了快速脈衝雷射技術的實用性。所以，了解雷射加工過程中詳細的加熱機制，將可以進一步改善製造加工技術並且提升產品品質。

對於高能量快速雷射加熱過程，傳統的巨觀熱傳理論由於並未考慮電子與晶格之間的交互作用，只考慮熱能在介質中傳遞，而對於詳細的電子與晶格間的交互作用並沒有列入考慮。所以對於高熱能快速雷射加熱過程來說，如傅立葉定律等的巨觀熱傳理論將無法解釋一些物理現象：例如薄膜中的彈道傳輸特性 (Casimir, 1938) [3]；以及在快速雷射加熱金屬薄膜情況下，電子與晶格之間的非平衡現象 (Kaganov 等人, 1957) [4]。

電子的熱容量與金屬材料之晶格的熱容量比起來小很多，電子與晶格之間的熱傳遞存在著非平衡現象，熱傳機制通常包括了三個步驟：輻射能量直接加熱電子、電子與晶格之間的傳熱作用以及熱能在介質中的傳遞。早期的理論預測證明了：當快速雷射激發的時間小於電子能量弛豫時間時，金屬中的電子會脫離與晶格之間的平衡關係。而在雷射激發後，能量會經由聲子的放射而使得電子回復到與晶格之間的平衡關係。

已經有許多研究者藉由「暫態熱調節」或是「百兆分之一秒光電放射」所得到的實驗結果，觀察到在金屬極短脈衝加熱過程中電子與晶格之間的非平衡現象 (Eesley, 1983 [5]; Elsayed-Ali 等人 1987 [6]; Elsayed-Ali 等人 1991 [7])。通常，實驗是經由使用 pump-probe 系統而加以進行。在系統中，雷射光束被分成兩個不同強度的光束。其中強度較高的光束用來加熱試樣，稱為 pump beam；而另一個強度較弱的光束則用來檢測試樣溫度的改變，稱為 probe beam。在實驗中，probe beam 也可同時檢測反射率、穿透率的改變。

Qiu 和 Tien[8]在 1993 年曾提出：在快速加熱過程中，有兩個重要的特徵時間：分別為弛豫時間以及電子熱化時間。弛豫時間是電子在不同能階跳動所需時間；而電子熱化時間則是原本不同溫度的電子與晶格在經過交互作用後，最後到達相同溫度所需要的時間。對於金屬薄膜來說，這兩個特徵時間都相當小，以金薄膜或是銅薄膜來說，弛豫時間大約是百兆分之一秒等級，而電子熱化時間則是在幾個兆分之一秒等級。

在雷射脈衝加熱時間大於電子熱化時間的情況下，電子有足夠的時間與晶格達成熱平衡，也使得能量的傳遞可以使用傅立葉傳導模式加以描述；反之，對於加熱金屬薄膜非常短時間的雷射脈衝，傅立葉傳導模式的使用將存有非常大的疑問。

對於快速加熱過程中電子與晶格之間存在非平衡狀態溫度，遠在十幾年前便已經有學者提出此一熱傳機制模型，其中提出了一套拋物線型二階段數學模式 (Parabolic Two-Step Model, PTS)來描述電子與晶格之間的溫度分佈。但是在提出此一熱傳機制模型時並沒有嚴謹的理論背景作支持。一直到 1993 年 Qiu 和 Tien [9]才由波茲曼傳遞方程式(Boltzmann Transport Equation)推導出此一加熱過程，而認為描述電子與晶格溫度分佈的統御方程式應該是一組雙曲線兩階段數學模式(Hyperbolic Two-Step Model, HTS)，並且經由實驗證明此一模型的準確性。當加熱的時間比起弛豫時間來的長時，雙曲線兩階段數學模式(HTS)將會簡化成拋物線兩階段數學模式(PTS)；而當弛豫時間和電子熱化時間均遠小於雷射脈衝時間時，雙曲線兩階段數學模式(HTS)則將會簡化成傅立葉熱傳模式。在高能量快速雷射加熱金屬的過程中，於兩階段數學模式裡面有兩個重要的物理參數影響著熱傳速率與熱傳量：一個是電子的熱傳導係數 K ，另一個是

電子-聲子連結因子 G (the electron-phonon coupling factor)。

本計畫針對快速雷射加熱金屬薄膜的過程，建立可以同時估算熱傳導係數與電子-聲子連結因子的逆運算程式，並將 Brorson 等人[19]針對不同厚度的金薄膜所做的實驗數據帶入逆運算程式以驗證逆運算程式的正確性。

物理與數學模式

若我們利用 Fourier conduction model 來描述金屬受雷射加熱的情況，會呈如下情況：

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k \nabla T) + S$$

T 為溫度， C 為體積熱容量， S 為雷射加熱的熱源項。

我們可以稱 Fourier model 為 Parabolic one-step radiation model (POS)，POS 具有以下兩個假設：(1) 假設雷射產生的能量能立即的傳至晶格中；(2) 假設在固體中，能量是以擴散的形式傳遞。

但是對於極短脈衝雷射加熱的過程，上述 POS model 因為忽略了以波形式傳遞的熱傳而顯得有待商榷。Qiu 和 Tien [8]考慮受極短脈衝雷射加熱之金屬的熱傳機制。由量子力學求解 Boltzmann transport equation 的電子散射項，然後捨棄在 POS model 中所描述的假設情況，而建立 Hyperbolic two-step model (HTS)：

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = -\nabla q - G(T_e - T_l) + S(r, t)$$

$$C_l(T_l) \frac{\partial T_l}{\partial t} = G(T_e - T_l)$$

$$t_e \frac{\partial q}{\partial t} + k \nabla T_e + q = 0$$

在電子與聲子之間的熱傳速率由電子-聲子連結因子 G 支配，並且可經由自由電子理論加以計算。如果晶格溫度比起 Debye 溫度 T_D 不會顯得過小的話，則可以大致上以下列方程式描述：

$$G = \frac{f^2 m_e n_e \xi^2}{6 t_e T_e}$$

上式中 m_e 代表電子質量， n_e 代表每單位體積的電子密度（濃度）， v 則為聲速。在 Wiedemann-Franz's law 的使用限制之內，Qiu 和 Tien[8]進一步推導成如下式：

$$G = \frac{f^4 (n_e \xi k_B)^2}{18 k_{eq}}$$

如果電子的弛豫時間比起雷射脈衝時間要小很多的話，則雙曲線兩階段模型(hyperbolic two-step model, HTS)可化簡成拋物線型兩階段模型(PTS)：

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla(k \nabla T_e) - G(T_e - T_i) + S(x, t)$$

$$C_i(T_i) \frac{\partial T_i}{\partial t} = G(T_e - T_i)$$

因為電子溫度在預期情況下大約為 1000K 明顯小於費密溫度，所以我們可以假設電子氣的熱容量與電子氣的溫度呈以下的線性比例：

$$C_e(T_e) = \alpha \cdot T_e$$

我們進一步忽略隨溫度而變的光學性質，在 HTS 或 PTS models 之中的雷射加熱熱源項會變成如下形式：

$$S(x, t) = (1 - \dots) q_0 r \cdot e^{-rx} e^{-\frac{t}{t_p}}$$

在上式中， r 為反射係數， q_0 為最大雷射通量， α 為吸收係數， y 為常數， t_p 則為雷射脈衝半高寬(FWHM)的加熱時間。為了讓上式中忽略壁面多次反射的效應合理化，我們對於厚度大於 500Å 的金薄膜的情況，將其光學厚度值估計大於 30。

在雷射加熱的短暫過程中，我們假設由薄膜的正面與背面所產生的熱散失為可忽略掉的值，因此雷射加熱短暫過程的邊界條件具有以下形式：

$$\frac{\partial T_i(0, t)}{\partial x} = \frac{\partial T_i(L, t)}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial T_e(0, t)}{\partial x} = \frac{\partial T_e(L, t)}{\partial x} = 0$$

$$q(0, t) = q(L, t) = 0$$

上式中， L 為薄膜厚度。對於電子與金屬晶格的起始溫度則都假設與室溫一樣：

$$T_e(x, -3t_p) = T_i(x, -3t_p) = 300K$$

Qiu 和 Tien [8]證明在脈衝雷射加熱金屬薄膜的過程中，熱傳導係數與過程參數有關（例如雷射脈衝時間、雷射強度）他們並且推導出在極短時間規模條件下的熱傳導率，其式子表示如下：

$$k = \left(\frac{T_e}{T_i}\right) k_{eq}(T_i)$$

數值方法分析

在逆運算分析中，我們根據已知反射率變化的瞬間量測值，然後採用最小平方誤差法來同時估算不同反射率情況下的電子-聲子連結因子以及熱傳導率。本計畫中，正規化的反射率變化被視為與正規化的電子溫度變化成比例：

$$\frac{\Delta \dots}{(\Delta \dots)_{\max}} \approx \frac{\Delta T_e}{(\Delta T_e)_{\max}}$$

如此比例的關係式子，在電子溫度由室溫至大約 700K 左右的範圍之間應成立。上式右半邊，亦即電子氣中暫態過程的正規化溫度變化，可經由第二章所描述的直接解問題加以計算；上式的左手邊，則經由 pump-probe 系統的實驗量測出來。

我們定義一平方誤差函數。藉由減小「反射率變化的實驗值」與「電子溫度變化的理論值」之間的平方誤差，而加以求解此逆運算問題。

$$E(k_{eq}, G) = [Y - \dots(k_{eq}, G)]^T [Y - \dots(k_{eq}, G)],$$

上式中：

$$[Y - \dots(k_{eq}, G)]^T = [Y(x, t_1) - \dots(x, t_1; k_{eq}, G), \dots, Y(x, t_n) - \dots(x, t_n; k_{eq}, G)],$$

$$Y(x, t_i) = \frac{\dots(x, t_i) - \dots(x, -3t_p)}{\dots(x, t_{x, \max}) - \dots(x, -3t_p)}$$

$$\dots(x, t_i; k_{eq}, G) = \frac{T_e(x, t_i; k_{eq}, G) - T_e(x, -3t_p)}{T_e(x, t_{x, \max}; k_{eq}, G) - T_e(x, -3t_p)}$$

上面式子中 $Y(x, t_i)$ 代表所量測之反射率的正規化變化， $q(x, t_i; k_{eq}, G)$ 則是電子溫度的正規化變化；而 $t_{x, \max}$ 則是代表在位置 x 的電子，溫度達到最高溫所需的時間。

我們想求出最小的 E ，於是將 E 對參數 k_{eq} 、 G 微分而得到下式：

$$\nabla_s E(k_{eq}, G) = 2[-\nabla_{s'}^T(k_{eq}, G)][Y - \dots(k_{eq}, G)] = 0$$

其中

$$\nabla_s \equiv \left[\frac{\partial}{\partial k_{eq}} \right] \quad s = \begin{bmatrix} k_{eq} \\ G \end{bmatrix}$$

接下來我們定義敏感矩陣如下：

$$X(k_{eq}, G) = [\nabla_{s'}^T(k_{eq}, G)]^T = \begin{bmatrix} X_{1k_{eq}} & X_{1G} \\ X_{2k_{eq}} & X_{2G} \\ \vdots & \vdots \\ X_{nk_{eq}} & X_{nG} \end{bmatrix}$$

上式中：

$$X_{i, k_{eq}} = \frac{\partial \dots(x, t_i; k_{eq}, G)}{\partial k_{eq}} = \frac{[T_e(x, t_{x, \max}) - T_e(0, -3t_p)][\partial T_e(x, t_i) / \partial k_{eq}] - [T_e(x, t_i) - T_e(0, -3t_p)][\partial T_e(x, t_{x, \max}) / \partial k_{eq}]}{[T_e(x, t_{x, \max}) - T_e(x, -3t_p)]^2}$$

$$X_{i, G} = \frac{\partial \dots(x, t_i; k_{eq}, G)}{\partial G} = \frac{[T_e(x, t_{x, \max}) - T_e(0, -3t_p)][\partial T_e(x, t_i) / \partial G] - [T_e(x, t_i) - T_e(0, -3t_p)][\partial T_e(x, t_{x, \max}) / \partial G]}{[T_e(x, t_{x, \max}) - T_e(x, -3t_p)]^2}$$

結果與討論

由前述所建立的物理模式與數學模式，本文分別以 PTS(Parabolic two-step model)、HTS(Hyperbolic two-step model)兩種模型，針對雷射脈衝加熱金屬的非平衡過程中的兩個重要特性：熱傳導率 K 與電子-聲子連結因子 G ，做逆運算分析。其中除了探討金屬薄膜厚度對熱傳導率、電子-聲子連結因子所造成的影響外，也根據不同逆運算方式來討論對逆運算結果的影響，最後並且探討光學反射率與電子溫度變化之間關係的適用性。

脈衝加熱過程的物理現象

在進行逆運算分析之前，我們先討論直接解的結果，有助於我們了解 PTS、HTS models 的特性以及其他物理參數對於溫度變化的影響。圖一與圖二是分別針對金薄膜厚度 500, 1000 以及 2000 Å 情況下，以 PTS model 預測正表面、背表面正規化的電子溫度變化情形。程式中的熱物理參數， $G=2.6 \times 10^{16}$ 、 $K_{eq}=315$ 。圖三與圖四是分別針對金薄膜厚度 500, 1000 以及 2000 Å 情況下，以 HTS model 預測正表面、背表面正規化的電子溫度變化情形。在圖三中，也就是以 HTS model 預測的正表面正規化電子溫度變化，發現對於薄膜厚度 500、1000 Å 會有溫度振盪的情況發生；圖四結果顯示：HTS model 預測的背表面正規化電子溫度變化，溫度振盪則發生在 500 Å；而在圖一和圖二中並未發現有溫度振盪的情況。我們認為 HTS model 之所以會有溫度振盪的情況發生，是因為 HTS model 具有波的特性：當波鋒抵達薄膜的背表面時便會產生反射，於是當反射的波鋒遇到雷射加熱脈衝的波鋒時，溫度變化便會產生振盪；反觀，對於薄膜厚度較厚的情況下(2000 Å)溫度振盪消失的原因，是因為抵達薄膜背表面的反射熱波的強度，在經過長距離傳遞後已經小到可以忽略不計。與圖三和圖四結果相比，以 PTS model 所預測的正背表面正規化電子溫度變化(圖一和圖二)並沒有溫度振盪的情況，是因為 PTS model 具有擴散的特性，意即雷射脈衝能量是以擴散形式在薄膜中傳遞，完全不同於 HTS model 具有的波的特性。

比較圖一與圖三，即分別以 PTS、HTS 模式預測的薄膜正表面正規化電子溫度變化。發現不論對於 PTS 或 HTS model，電子溫度都會在達到最高溫度之後有快速衰減的情況。原因是因為，對於受快速雷射脈衝加熱的金屬而言，能量的傳遞大部分是由受激發的電子負責，(Qiu 和 Tien, [8])而經由電子傳遞或是電子-聲子之間的交互作

用的方式，能量會被快速地從電子移至其他溫度較低的地方。比較圖二與圖四，分別以 PTS、HTS model 預測的薄膜背表面正規化電子溫度變化。受雷射脈衝激發的電子因為負責能量的傳遞而造成電子溫度的上升，而後因為受到電子-聲子之間交互作用的影響而使得電子溫度逐漸減少。此外，由圖二中我們可以看出，電子溫度開始突升的時間，會隨著薄膜厚度的增加而往後延遲。原因是因為能量傳遞是經由受雷射脈衝激發的電子來傳遞 (Qiu 和 Tien, [8])，因此傳遞能量到薄膜背表面便需要時間。隨著薄膜厚度越厚，傳遞至背表面的時間相較之下自然越長，也因此造成電子溫度開始突升時間的延後現象。

熱傳導係數與電子-聲子連結因子對電子溫度的影響

雷射脈衝對金屬薄膜非平衡的加熱過程中有兩個重要的特性，分別是熱傳導係數 K_{eq} 與電子-聲子連結因子 G 。圖五與圖六以及圖七與圖八表示針對薄膜厚度為 1000 Å 的情況下，正規化的電子溫度改變分別受 G 與 K_{eq} 的影響情況。由圖五與圖六，我們可以得知，電子的熱化時間受電子-聲子連結因子所支配，對於較大 G 值的情況，電子與晶格會較快達到熱平衡。圖七與圖八是針對不同 K_{eq} 的情況，觀察電子溫度變化情形。就正表面而言，在整個熱化時間範圍的前段，電子溫度的變化不受 K_{eq} 的改變所影響；就背表面而言，對於整個熱化時間範圍，電子溫度的變化皆受 K_{eq} 值變化所影響。我們同時也在圖八中觀察到：電子溫度變化上升至最大值所費的時間 t_{max} 會隨著 K_{eq} 的增加而減少。

圖九與圖十是在不同的 G 值情況下，針對 PTS model 所呈現的敏感係數 X_G 與 $X_{K_{eq}}$ 。由於要決定量測的最佳時間間隔與量測位置，我們需要對敏感係數做詳細檢驗。由圖九我們發現，在 $t < t_{max}$ 時，無論是正表面或是背表面的情況， $X_G \approx 0$ 。這也暗示了在 $t < t_{max}$ 的區域下進行量測，逆運算的分析將沒有意義。由圖十顯示，在較早的時間階段下，背表面的敏感係數 $X_{K_{eq}}$ 值會遠大於正表面的敏感係數 $X_{K_{eq}}$ 值。這也說明了，背表面情況下，電子溫度的改變對於 K_{eq} 很敏感。

厚度對於熱傳導係數、電子-聲子連結因子的影響

我們嘗試以三種不同的逆運算方法，同時估算熱傳導係數 K_{eq} 與電子-聲子連結因子 G ，然後討論三種方法彼此之間的優劣與適用性。第一種方法只使用正表面的電子溫度變化值來估算 K_{eq} 與 G ；第二種方法是使用正

表面的電子溫度變化來估算 G ，以背表面的電子溫度變化來估算 K_{eq} ；第三種方法是將正表面、背表面的電子溫度變化都用來估算 K_{eq} 與 G 。為了確定此三種逆運算方法的正確性，我們先仿造電子溫度的量測值，用來逆運算分析：

$$Y = Y_{ex} + \tilde{S}t$$

上式中 Y_{ex} 代表由直接解所計算出來的電子溫度， t 則當作量測誤差的標準偏差， \tilde{S} 則是由子程式 GASDEV 所決定、在 -1 到 1 之間平均分佈的亂數值， Y 就是模擬成電子溫度量測值、最後將帶入逆運算程式的數值。表三、表四是分別以前述三種逆運算方法，對 PTS、HTS models 做逆運算的結果。接下來我們將 Brorson 等人[9]針對不同厚度情況下金薄膜的實驗數據帶入前述的逆運算方程式中估算 K_{eq} 與 G 。表五便是分別以三種逆運算方法，針對不同厚度的金薄膜情況，逆運算所得到的結果比較。圖十一與圖十二，是在薄膜厚度為 500\AA 情況下，將第三種逆運算方法所得到的 K_{eq} 與 G 值重新帶回直接解中，然後再與 Brorson 等人[9]的實驗數據作比較的結果。同理，圖十三與圖十四以及圖十五與圖十六分別為薄膜厚度 1000 和 2000\AA 情況下與 Brorson 等人[9]實驗數據比較的結果。由表六我們得知，隨著薄膜厚度的減少，金薄膜的熱傳導率也會隨之下降。顯然，從圖十七中我們可以看到，對於薄膜厚度分別為 500、 1000\AA 的情況，所逆運算得到的 K_{eq} 皆落在 Kumar 等人[10]與 Qiu 和 Tien [11] 的估計範圍之間。Kumar 等人[10]研究受表面散射 (Surface Scattering) 影響的尺寸效應 (Size Effect) 但是並未考慮 Grain Boundary Scattering；而 Qiu 和 Tien [11] 則同時考慮正表面與背表面兩面的表面散射與 Grain Boundary Scattering。

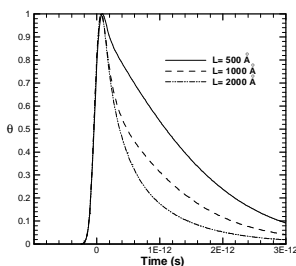
結論

本文針對快速雷射脈衝加熱過程中的兩個重要物理參數：熱傳導係數 k_{eq} 以及電子-聲子連結因子 G 進行逆運算分析。結果顯示，量測的最佳選擇方式應該同時包括正表面與背表面的電子溫度變化。此外，我們將文獻中針對金薄膜的實際實驗數據帶入逆運算程式中估算熱傳導係數 k_{eq} 以及電子-聲子連結因子 G 。由結果可以看出，金薄膜的熱傳導係數會隨著薄膜厚度的減少而減少。而逆運算程式最後所得到的熱傳導係數以及電子-聲子連結因子的值也都與之前文獻相吻合。

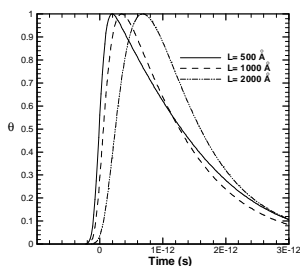
參考文獻

1. Knapp, J. A., Borgesen, P. and Zuhr, R. A., "Beam-Solid Interactions - Physical Phenomena : Materials Research Society Symposium Proceedings," Materials Research Society, Pittsburgh, 1990.
2. Elliott, D. J. and Pivczyk, B. P., "Single and Multiple Pulse Ablation of Polymeric and High Density Materials with Ex-Cimer Laser Radiation at 193 nm and 248nm," Mater.Res.Soc.Symp.Proc., Vol. 129, pp. 627, 1989.
3. Casimir, H. B. G., "Note on the conduction of Heat in Crystals," Physica, Vol. 5, pp. 495-500, 1938.
4. Kaganov, M. I., Lifshitz, I. M. and Tanatarov, M. V., "Relaxation Between Electrons and Crystalline Lattices," Soviet Physics JETP, Vol. 4, pp. 173- 178, 1957.
5. Eesley, G. L., "Observation of Nonequilibrium Electron Heating in Copper," Physical Review Letters, Vol. 51, pp. 2140-2143, 1983.
6. Elsayed-Ali, H. E., Norris, T. B., Pessot, M. A. and Mourou, G. "Time-Resolved Observation of Electron-Phonon Relaxation in Copper," Physical Review Letters, Vol. 58, pp. 1212-1215, 1987.
7. Elsayed-Ali, H. E., Juhasz, T., Smith, G. O., and Bron, W. E., "Femtosecond Thermorefectivity and Thermotransmissivity of Polycrystalline and Single-Crystalline Gold Films," Physical Review B, Vol. 43, pp. 4488-4491, 1991.
8. Qiu, T. Q. and Tien, C. L., "Heat Transfer Mechanisms during Short-Pulse Laser Heating of Metals," ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 115, pp. 835-841, 1993.
9. Brorson, S.D., Fujimoto, J.G., and Ippen, E.P., "Femtosecond Electronic Heat-Transport Dynamics in Thin Gold Films," Physical Review Letters, Vol. 59, pp. 1962-1965, 1987.
10. Kumar, S., and Vradis, G. C., "Thermal Conduction by Electrons Along Thin Films: Effects of Thickness According to Boltzmann Transport Theory," Micromechanical Sensors, Actuators, and Systems, D. Cho et al., eds., ASME DSC-Vol. 32, pp. 89-101.
11. Qiu, T. Q. and Tien, C. L., "Size Effects on Non-equilibrium Laser Heating of Metal Films," ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 115, pp. 842-847, 1993.

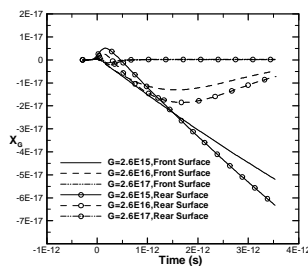
圖



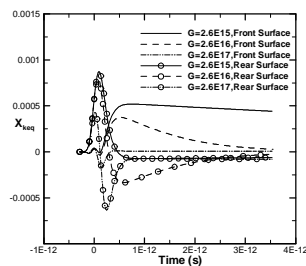
圖一 不同厚度的金薄膜以 PTS model 預測正表面正規化的電子溫度變化



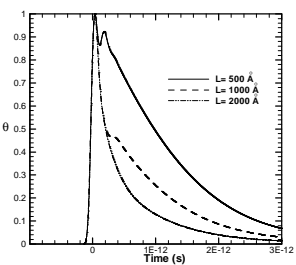
圖二 不同厚度的金薄膜以 PTS model 預測背表面正規化的電子溫度變化



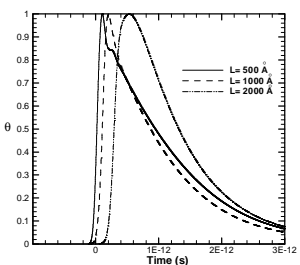
圖九 敏感係數 X_G



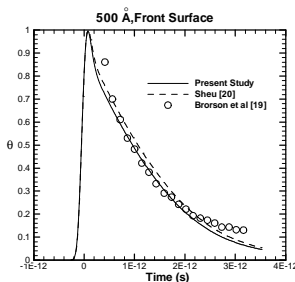
圖十 敏感係數 X_{keq}



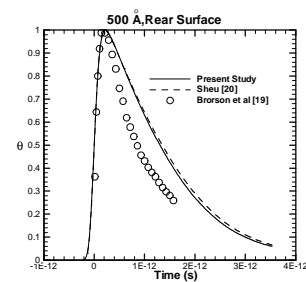
圖三 不同厚度的金薄膜以 HTS model 預測正表面正規化的電子溫度變化



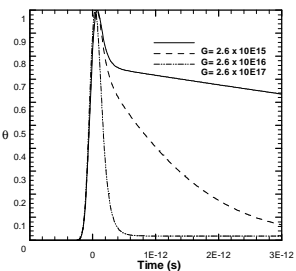
圖四 不同厚度的金薄膜以 HTS model 預測背表面正規化的電子溫度變化



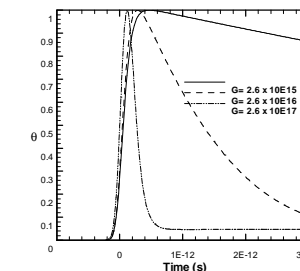
圖十一 針對金薄膜厚度 500Å 正表面的情況下比較電子溫度變化的估算值與實驗值



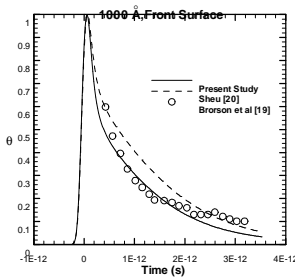
圖十二 針對金薄膜厚度 500Å 背表面的情況下比較電子溫度變化的估算值與實驗值



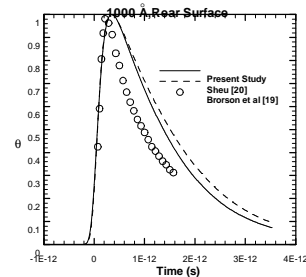
圖五 不同的 G 值以 PTS model 預測正表面正規化電子溫度變化



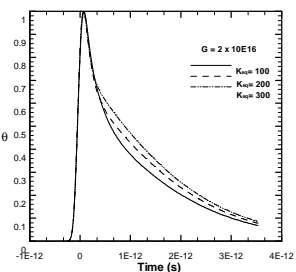
圖六 不同的 G 值以 PTS model 預測背表面正規化電子溫度變化



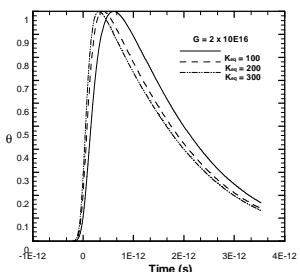
圖十三 針對金薄膜厚度 1000Å 正表面的情況下比較電子溫度變化的估算值與實驗值



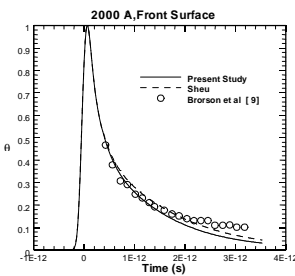
圖十四 針對金薄膜厚度 1000Å 背表面的情況下比較電子溫度變化的估算值與實驗值



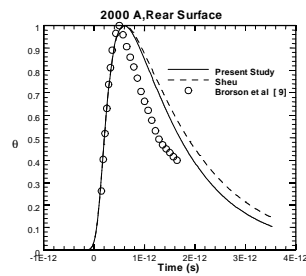
圖七 不同的 K_{eq} 值以 PTS model 預測正表面正交化電子溫度變化



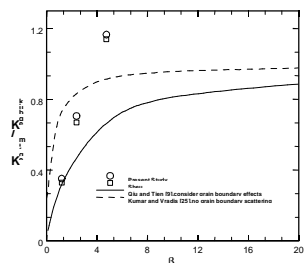
圖八 不同的 K_{eq} 值以 PTS model 預測背表面正交化電子溫度變化



圖十五 針對金薄膜厚度 2000Å 正表面情況下比較電子溫度變化的估算值與實驗值



圖十六 針對金薄膜厚度為 2000Å 背表面的情況下比較電子溫度變化的估算值與實驗值



圖十七 金薄膜的熱傳導係數受薄膜厚度影響的情況