

研究論文

熱物理特性の温度依存性を考慮した ホウ素／硝石系点火薬のレーザ着火モデル

中山久広^{*†}，宮下友則^{*}，吉武直彦^{**}，織田律生^{**}

^{*}防衛省技術研究本部航空装備研究所 〒190-8533 東京都立川市栄町 1-2-10
TEL : 042-524-2411 FAX : 042-524-2432

[†]Corresponding address : hisahiro@cs.trdi.mod.go.jp

^{**}旭化成ケミカルズ株式会社大分工場 〒870-0392 大分県大分市大字里 2620

2010年3月5日受付 2010年4月22日受理

要旨

一次元的な入熱条件下において、ホウ素／硝石系点火薬のレーザ着火モデルについて検討を行った。点火薬内部のエネルギーバランスを考える上で、点火薬の熱物理特性の温度依存性を考慮し、支配方程式を導出した。支配方程式は非線形であり厳密解が得られないことから、数値的に支配方程式を解くことによりレーザ受光面温度の履歴を導出した。一方、ホウ素と硝石の発熱反応がレーザ照射により加熱されたレーザ受光面の極近傍において生じるものと仮定し、この領域における発熱反応がレーザ照射による入熱がなくとも継続可能となったときに着火に至るという条件から、着火時のレーザ受光面温度を導出し、これを着火温度として定義した。この着火温度は実験的に得られた着火温度とよく一致したことから、レーザ受光面温度が着火温度に到達するか否かを着火判定基準として採用した。本手法により予測される着火遅れ時間は、実験結果と良く一致することが確認された。

1. 緒言

小型半導体レーザ技術の発展に伴い、ロケットモータ用点火装置としてレーザ点火装置が検討されるようになった^{1),2)}。レーザ点火装置では鋭敏な点火薬を含むイニシエータを除去できるため、点火装置に機械的な安全装置が不要となり、点火装置の小型化およびロケットモータのIM (Insensitive Munitions) 化が期待できる。

ホウ素／硝石系点火薬（以下、B/KNO₃点火薬と表記）はMIL-P-4699Bに点火装置用点火薬として仕様が規定されており、レーザ点火装置用のブースタ点火薬の有力な候補と考えられる。B/KNO₃点火薬をブースタ点火薬とするレーザ点火装置を適切に設計するためには、レーザビームの照射状態とB/KNO₃点火薬の着火の関係を明らかにしなければならない。レーザ点火装置の設計において、この関係をレーザ光学系の形態や点火薬形状に応じて全て実験的に確認することは、供試体の種類および試験回数増加により開発コストおよび期間の増大を招き、非効率的である。そのため、効率的なレーザ点火装置の設計を行うためには、B/KNO₃点火薬のレーザ着火現象が簡略的にモデル化されていることが望ましい。

B/KNO₃点火薬のレーザ着火モデルについては、これまでに幾つかの提案がなされている。Dingのモデル³⁾は簡略な一次元モデルであるが、着火判定基準が明確ではないこ

とに加え、低いレーザパワー密度領域における実験による検証しか行われていない。一方、同じく一次元モデルであるGillardらのモデル⁴⁾は、実用的である高いレーザパワー密度領域において実験による検証が行われている。しかしながら、三次元性が強く現れるビーム径の小さいレーザビームを用いた実験により検証が行われているため、モデルの妥当性は十分とは言えず、実験結果も模擬できていない。このように、現時点ではB/KNO₃点火薬の実用的なレーザ着火モデルは未だ構築されていないと考えられる。

将来的にB/KNO₃点火薬の実用的なレーザ着火モデルを構築するための足掛かりとして、著者らはB/KNO₃点火薬のレーザ着火機構の近似理論を検討し、一次元モデルである熱平衡着火理論⁵⁾を提案してきた。これまでの研究から、熱平衡着火理論により予測される着火時のレーザ受光面温度（以下、着火温度と表記）は実験結果と良く一致するが、レーザ照射開始から着火に至るまでの時間（以下、着火遅れ時間と表記）は実験結果に比べ若干長めになることが明らかになっている。これは、従来の熱平衡着火理論においては、温度変化がB/KNO₃点火薬の熱物理特性に及ぼす影響を考慮せずにエネルギーバランスを考えており、点火薬内部における熱伝導現象が忠実に模擬されていないためと考えられる⁵⁾。

本研究では、熱平衡着火理論の忠実度の向上を図るため、

点火薬内部のエネルギーバランスを考える上で温度変化がB/KNO₃点火薬の熱物理特性(熱伝導率, 密度および比熱)に及ぼす影響を考慮する。このように修正を施した熱平衡着火理論による着火温度, 着火遅れ時間およびレーザー受光面温度の予測値を, 実験結果および従来の熱平衡着火理論による予測値と比較することにより, その妥当性について検証する。

2. 理論

2.1 熱平衡着火理論

著者が提案してきた熱平衡着火理論の概念について説明し, 本研究における熱平衡着火理論からの修正点について述べる。ただし, 熱平衡着火理論の詳細な説明については別報⁵⁾に示しているため, ここでの説明は概略に留める。

熱平衡着火理論では, B/KNO₃点火薬の発熱反応がレーザー照射により加熱されたレーザー受光面の極近傍において生じるものと仮定し, この領域における発熱反応がレーザー照射による入熱がなくとも継続可能となったときのレーザー受光面温度を着火温度として定義する。レーザー受光面温度が着火温度に到達した際に自発的に発熱反応が進行して着火に至ると考え, レーザー受光面温度が着火温度に到達するか否かを着火判定基準として採用する。

点火薬内部の温度分布を得るためには, 発熱反応を考慮して点火薬内部のエネルギーバランスを考え, 支配方程式となる熱伝導方程式を導出する必要がある。レーザー受光面温度の履歴は, この支配方程式を解くことによって得ることができる。しかしながら, この支配方程式は非線形であるため, 厳密解を得ることは不可能である。したがって, 熱平衡着火理論ではB/KNO₃点火薬の熱物理特性である熱伝導率, 密度および比熱の温度依存性を無視することにより支配方程式を単純化し, 点火薬内部における温度上昇過程を便宜的に二段階に分割することにより, 支配方程式の準線形化を図った。第一段階では発熱反応を無視し, レーザー照射による入熱のみによって点火薬内部の温度が上昇するものと考えた。第二段階ではレーザー照射による入熱や熱伝導による熱拡散を無視し, レーザー受光面の極近傍における発熱反応によって生じる熱によりレーザー受光面温度が上昇するものと考えた。このような考え方に基き変形した支配方程式をFriedmanによって提案された解法⁶⁾を用いて近似的に解くことにより, レーザー受光面温度の履歴を導出した。

熱平衡着火理論では, 温度変化がB/KNO₃点火薬の熱伝導率, 密度および比熱に及ぼす影響を考慮せずにエネルギーバランスを考えており, 点火薬内部における熱伝導現象が忠実に模擬されていないと考えられる。したがって, 熱平衡着火理論により予測される着火時のレーザー受光面温度は実験結果と良く一致したものの, 着火遅れ時間は実験結果に比べ若干長めになったと考えられる。一方, 熱平衡着火理論により予測される着火温度は実験結果と良く一致したことから, 熱平衡着火理論の着火判定基準に対する考え方は妥当であったと考えられる。

本研究では, 熱平衡着火理論における着火判定基準に対する基本的な考え方については変更を加えずに踏襲し, 点

火薬内部のエネルギーバランスを考える上で新たにB/KNO₃点火薬の熱伝導率, 密度および比熱の温度依存性を考慮することにより, 点火薬内部における熱伝導現象の忠実度の向上を図る。このように修正を施した熱平衡着火理論を本報では修正熱平衡着火理論と称する。

2.2 支配方程式

修正熱平衡着火理論では, B/KNO₃点火薬のレーザー着火機構の支配方程式を導出するため, 以下の仮定を設ける。

- (1) 固相および凝縮相はホウ素 (B), 硝石 (KNO₃) およびバインダを成分とする不均質混合物であり, BとKNO₃の粒子径は十分に小さい。
- (2) 固相および凝縮相における発熱はB, KNO₃およびバインダの発熱反応のみに起因する。
- (3) B, KNO₃およびバインダの発熱反応はArrhenius型の反応である。
- (4) 発熱反応の反応速度パラメータは一定である。
- (5) レーザービームはレーザー受光面で吸収され, 固相および凝縮相への透過はない。
- (6) レーザービームの吸収率は一定である。
- (7) レーザー受光面から気相への熱損失は十分に小さい。
- (8) 熱伝導方向の厚さは無限である。
- (9) 固相および凝縮相における温度変化に伴う変形は十分に小さい。
- (10) KNO₃の溶融に伴う熱輸送は十分に小さい。

このとき, B/KNO₃点火薬内部のエネルギーバランスは(1)式のように表される。(1)式が修正熱平衡着火理論における支配方程式であり, 境界条件を(2)式および(3)式として解くことにより, B/KNO₃点火薬の内部の温度分布を求めることができる。

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \rho Q_s Z_p \exp \left(-\frac{E_a}{R_u T} \right) \quad (1)$$

$$= \frac{\partial \lambda}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \rho Q_s Z_p \exp \left(-\frac{E_a}{R_u T} \right) - \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = \alpha Q_{laser} \quad (2)$$

$$- \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=\infty} = 0 \quad (3)$$

ここで, ρ は密度, c は比熱, T は温度, t は時間, λ は熱伝導率, x はレーザー受光面からの距離, Q_s は単位質量当たりの発熱量, Z_p は頻度因子, E_a は活性化エネルギー, R_u は普遍ガス定数, α はレーザー受光面のレーザービームの吸収率, Q_{laser} はレーザーパワー密度である。修正熱平衡着火理論では, B/KNO₃点火薬の熱物理特性である λ, ρ および c の温度依存性を考慮するため, これらを温度の関数として表すこととする。

(1)式は非線形であり, 厳密解を得ることはできないこ

とから、本研究では(1)式を数値計算により陽的に解くことにより、点火薬内部の温度分布を求める。1階微分の項については1次精度前進差分表示、2階微分の項については2次精度中心差分表示として離散化する。(1)式の時間微分項および空間微分項を離散化すると、それぞれ(4)～(7)式のようになる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} \cong \frac{T_i^{j+1} - T_i^j}{\Delta t} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \lambda}{\partial x} \cong \frac{\lambda_{i+1}^j - \lambda_{i-1}^j}{2\Delta x} \quad (5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} \cong \frac{T_{i+1}^j - T_{i-1}^j}{2\Delta x} \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \cong \frac{T_{i+1}^j - 2T_i^j + T_{i-1}^j}{\Delta x^2} \quad (7)$$

ここで、 $i (= 0, 1, 2, \dots, n)$ は格子点を、 $j (= 0, 1, 2, \dots, m)$ は時刻を表す。

(4)～(7)式を(1)式に代入して整理すると(8)式のようになる。

$$T_i^{j+1} = \frac{\Delta t}{\rho_i^j c_i^j} \frac{\lambda_{i+1}^j - \lambda_{i-1}^j}{2\Delta x} \frac{T_{i+1}^j - T_{i-1}^j}{2\Delta x} + \frac{\lambda_i^j \Delta t}{\rho_i^j c_i^j} \frac{T_{i+1}^j - 2T_i^j + T_{i-1}^j}{\Delta x^2} + \frac{Q_s Z_p \Delta t}{c_i^j} \exp\left(-\frac{E_a}{R_u T_i^j}\right) + T_i^j \quad (8)$$

同様に、境界面であるレーザー受光面の外側に仮想格子点を設定し、仮想格子点における温度を T^* とすれば、境界条件である(2)式および(3)式はそれぞれ(9)式および(10)式のようになる。

$$-\lambda_i^j \frac{(T_{i+1}^j - T_{i-1}^{*j})}{2\Delta x} = \alpha Q_{laser} \quad (9)$$

$$-\lambda_i^j \frac{(T_{i+1}^{*j} - T_{i-1}^j)}{2\Delta x} = 0 \quad (10)$$

(9)式および(10)式を T^* について解いて整理すると、それぞれ(11)式および(12)式のようになる。

$$T_{i-1}^{*j} = T_{i+1}^j + \frac{2\Delta x}{\lambda_i^j} \alpha Q_{laser} \quad (11)$$

$$T_{i+1}^{*j} = T_{i-1}^j \quad (12)$$

(8)式が修正熱平衡着火理論の支配方程式の差分表示、(11)式および(12)式が境界条件の差分表示である。(8)式を数値計算によって解くことにより、点火薬内部の温度分布を求めることができる。その際、式中の λ 、 ρ および c には時刻 j の各格子点の温度に対応する値を使用する。境界条件の反映は、 $x=0 (i=0)$ では(11)式の T^* が格子点 $i-1$ に、 $x=\infty (i=n)$ では(12)式の T^* が格子点 $i+1$ に当てはまるものと考え、これらの式を(8)式に代入することによ

て行う。

2.3 着火判定基準

レーザー受光面において単位面積・単位時間あたりに発熱反応により発生する熱量を熱発生率 Q_{er} 、レーザー受光面から点火薬内部への熱伝導の熱流束を熱損失率 Q_{loss} とそれぞれ定義すると、発熱反応がレーザー照射による入熱がなくとも継続可能になるためには、レーザー受光面の極近傍において(13)式の関係が成立しなければならない。

$$Q_{er}^j > Q_{loss}^j \quad (13)$$

単位体積・単位時間あたりに発熱反応により発生する熱量を体積発熱率 q_{er} と定義すると、 q_{er} は(14)式で与えられる。

$$q_{er} = \rho Q_s Z_p \exp\left(-\frac{E_a}{R_u T}\right) \quad (14)$$

したがって、発熱反応がレーザー受光面の近傍の極めて薄い層のみにおいて生じていると仮定すれば、 Q_{er} は近似的に(15)式で表すことができる。

$$Q_{er}^j \cong \delta^j \times q_{er,i=0}^j \quad (15)$$

$$\cong \delta^j \rho_{i=0}^j Q_s Z_p \exp\left(-\frac{E_a}{R_u T_{i=0}^j}\right) \quad (15)$$

ここで、 δ は発熱反応層厚さである。

点火薬内部においてレーザービームにより温度上昇した領域の厚さを温度浸透厚さ Δ と定義する。本研究では流れにおける境界層の厚さと同じ考え方で、初期温度との温度差が初期温度とレーザー受光面温度との差の1%となる深さを Δ として採用する。発熱反応がレーザー受光面の近傍の極めて薄い層のみにおいて生じるものと仮定していることから、 δ は Δ よりも十分に小さくなければならない。そこで、本研究では便宜的に δ を Δ の1%とする。(11)式および(12)式を境界条件として、(8)式を数値計算によって解いて点火薬内部の温度分布を求めることにより、時刻 j における Δ および δ を決定することができる。

フーリエの法則に従い、レーザー受光面では(16)式の関係が成り立つ。

$$\alpha Q_{laser} = -\lambda \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} \quad (16)$$

したがって、 δ が十分に小さいならば、レーザー受光面の近傍では近似的に(17)式の関係が成り立つ。

$$\begin{aligned} Q_{loss}^j &\cong -\lambda \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=\delta} \\ &\cong -\lambda \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} \\ &\cong \alpha Q_{laser} \end{aligned} \quad (17)$$

(13)式の条件より着火の直前では Q_{er} と Q_{loss} が平衡す

ることから、(15)式と(17)式より(18)式の関係が近似的に成り立つ。

$$\delta^j \rho_{i=0}^j Q_s Z_p \exp\left(-\frac{E_a}{R_u T_{i=0}^j}\right) \cong \alpha Q_{laser} \quad (18)$$

したがって、(18)式を $T_{i=0}$ について解くと(19)式のようになる。

$$T_{i=0}^j \cong \frac{E_a}{R_u \{\ln(\delta^j \rho_{i=0}^j Q_s Z_p) - \ln(\alpha Q_{laser})\}} \quad (19)$$

(19)式の条件が修正熱平衡着火理論の着火判定基準である。数値計算により点火薬内部の温度分布を求め、時刻 j において(19)式の条件が成立したならば、時刻 j が着火遅れ時間の理論値となり、時刻 j における $T_{i=0}$ が着火温度の理論値となる。

2.4 熱物理特性の温度依存性

修正熱平衡着火理論では、B/KNO₃ 点火薬の λ 、 ρ および c の温度依存性を考慮するため、これらの熱物理特性を温度の関数として表した。B/KNO₃ 点火薬はB、KNO₃、ポリエステルおよび空気四成分から成る不均質混合物であると想定した。B/KNO₃ 点火薬のうち、BとKNO₃ が全質量の大部分(約94%)を占めることから、B/KNO₃ 点火薬の熱物理特性を温度の関数として表す過程において、BとKNO₃ の熱物理特性の温度依存性のみを考慮し、残りの成分(ポリエステルおよび空気)の熱物理特性については温度依存性を考慮せず、273Kの値で一定とした。

BとKNO₃ の熱物理特性の値には文献値^{7)~10)}を使用し、273~1273Kの温度領域で(20)~(22)式の形態により温度の関数として表した。

$$\ln(\lambda_k) = C_{1,k} \ln(T) + C_{2,k} T + C_{3,k} \quad (20)$$

$$\rho_k = \frac{\rho_{0,k}}{1 + \beta_k (T - T_0)} \quad (21)$$

$$c_k = C_{4,k} + C_{5,k} T + C_{6,k} T^2 + C_{7,k} T^3 \quad (22)$$

ここで、 C_{1-7} は定数、 β は体積膨張率であり、添字の k は各成分(BあるいはKNO₃)を、0は273Kにおける値を表す。(20)式および(22)式は文献⁸⁾の数式形態であり、文献値とのフィッティングを行うことにより定数を決定した。(21)式は単純に密度変化が体積膨張によって連続的に生ずると仮定したものであり、体積膨張率には文献値^{9),10)}を使用した。BとKNO₃ の熱物理特性(体積膨張率を含む)については、文献値は273~1273Kの温度領域を網羅するものではなかったことから、(20)~(22)式には外挿区間が含まれることを許容した。また、KNO₃ の熱物理特性のうち熱伝導率は、転移点から融点の区間における値が得られなかったことから、この区間は線形近似とした。

B/KNO₃ 点火薬の λ は、各成分の熱伝導率および体積比率からKobayashiらの手法¹¹⁾により理論的に導出し、温度の関数として表した。一方、B/KNO₃ 点火薬の ρ および c は、各成分の密度、比熱および重量比率より理論的に導出し¹²⁾、温度の関数として表した。これらの手法によ

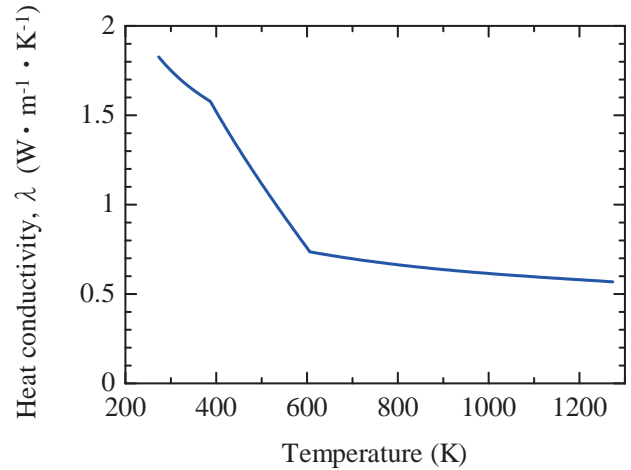


Fig. 1 Heat conductivity of the B/KNO₃ pyrotechnic as a function of temperature.

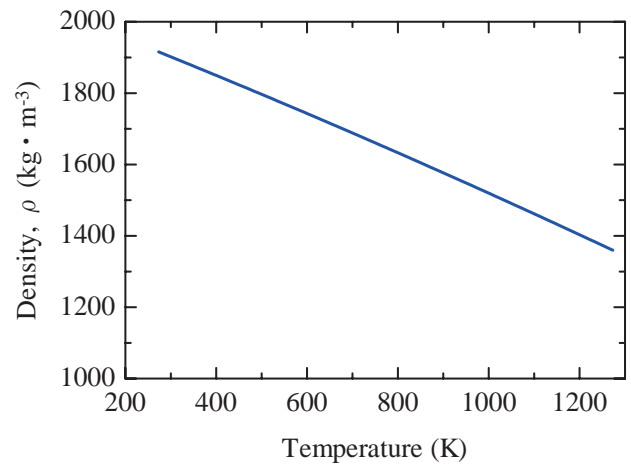


Fig. 2 Density of the B/KNO₃ pyrotechnic as a function of temperature.

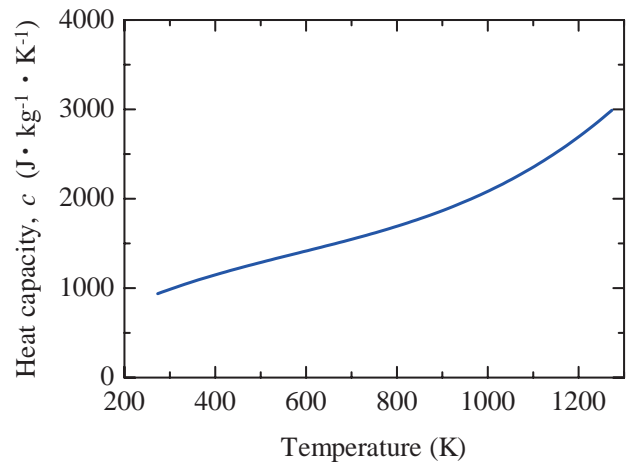


Fig. 3 Heat capacity of the B/KNO₃ pyrotechnic as a function of temperature.

り導出したB/KNO₃ 点火薬の λ 、 ρ および c をそれぞれ Fig. 1~Fig. 3 に示す。

3. 実験

3.1 試料

修正熱平衡着火理論の妥当性を実験的に検証するため、B/KNO₃ 点火薬試料(以下、試料と表記)を製造してレーザー着火実験を実施した。使用した試料は、BとKNO₃ の粉

末を打錠により成形した直径が10mm、厚さが4mmの円柱形であり、バインダとして若干量のポリエステルを含んでいる。各成分の重量割合はMIL-P-4699Bに準拠し、Bが23.7%、 KNO_3 が70.7%、ポリエステルが5.6%である。B/ KNO_3 点火薬の内部には若干の空隙が存在し、密度は最密充填時の93%である。Bと KNO_3 の粒子径はそれぞれ約0.7 μm と約9 μm である。

3.2 レーザ着火実験

レーザー着火実験に使用したセットアップの系統図をFig. 4に示す。

レーザー発振装置には最大1kWの出力が可能な半導体レーザー (NUVONYX: ISL1000M) を使用した。発振されるレーザーの波長は808nmである。発振されたレーザーは光ファイバを経由してレーザーヘッドへ送られ、レーザーヘッドの真下に置かれた試料の上端面に垂直に照射される。レーザーヘッドと試料の間の距離は、試料の上端面がレーザービームの焦点位置になるように設定されている。レーザー受光面への入熱条件が一次元的と見なすことができるよう、Fig. 5に示すように焦点位置におけるレーザービーム形状はレーザーパワー密度分布がほぼ一様となるトップハット型とし、焦点位置において8mmのビーム径を確保した。

レーザー受光面温度は放射温度計 (ジャパンセンサー :

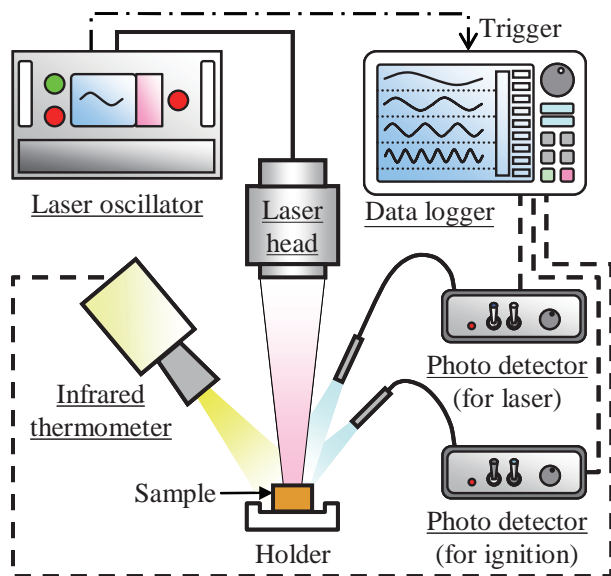


Fig. 4 Schematic diagram of the experimental setup.

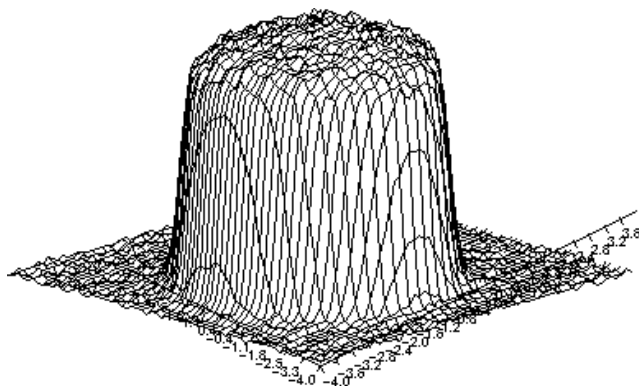


Fig. 5 Distribution of laser power density at the focal point.

TMZ7N2-4) により測定した。この放射温度計では、半導体素子を液体窒素で冷却することにより273~1273Kの温度領域の測定が可能である。実験に先立ち、放射温度計の出力はプレート状のK型熱電対の出力との比較により検定した。

二台の光検知器 (浜松ホトニクス: C9329) を用い、それぞれの出力電圧の立ち上がり開始時間の差から着火遅れ時間を決定した。一方の光検知器はバンドパスフィルタにより808nm付近の波長の光のみに応答し、試料の表面からのレーザー反射光を捉えてレーザー照射開始を検知する。もう一方の光検知器は短波長カットフィルタにより900nm以上の波長の光のみに応答し、試料の表面からの赤外放射を捉えて着火を検知する。

本研究で使用した試料では KNO_3 の重量割合が70%以上であるため、着火に至るまでの過程でレーザー受光面においてBは融解した KNO_3 に覆われ¹³⁾、周囲のガスとの接触は殆どないと考えられる。すなわち、試料の周囲のガスがB/ KNO_3 点火薬の着火特性に及ぼす影響は小さいと考えられる。また、Kazumiらの研究¹⁴⁾により雰囲気圧力がB/ KNO_3 点火薬の着火特性に及ぼす影響も小さいことが明らかになっている。したがって、本研究では試料の周囲環境を特定の条件に設定せずに、通常の周囲環境である1atmの空気雰囲気下においてレーザー着火実験を実施した。レーザーパワー密度の範囲は0.82~9.88MW $\cdot\text{m}^{-2}$ とし、各レーザーパワー密度における実験回数は4とした。

4. 結果および考察

修正熱平衡着火理論による着火温度、着火遅れ時間およびレーザー受光面温度の予測値と、実験結果および従来の熱平衡着火理論による予測値との比較を行った。修正熱平衡着火理論の計算において、B/ KNO_3 点火薬の λ 、 ρ および c にはFig. 1~Fig. 3の結果を用いた。その他の各種パラメータにはTable 1の値を用いており、 Z_b 、 E_a および Q_s は別報⁵⁾における値であり、 α は分光光度計 (島津製作所製: UV-3600) による293Kにおける測定値である。B/ KNO_3 点火薬の初期温度は293Kと設定した。

4.1 着火温度の比較

レーザーパワー密度と着火温度の関係をFig. 6に示す。図の縦軸および横軸はともに対数表示である。図中のプロットは着火温度の実験値を示しており、一点鎖線は修正熱平衡着火理論による着火温度の理論値を示している。参考として、従来の熱平衡着火理論による着火温度の理論値⁵⁾を破線で示している。着火温度の実験値は、着火検知用の光検知器の出力電圧が立ち上がりを開始した時点、すなわち着火が確認された時点におけるレーザー受光面温度である。

着火温度の実験値には多少のばらつきがあるが、レーザーパワー密度の増加とともに着火温度が単調に上昇する傾向が確認された。これに対して修正熱平衡着火理論による着火温度の理論値も同様の傾向を示した。B/ KNO_3 点火薬の λ 、 ρ および c の温度依存性を考慮したことにより、修正熱平衡着火理論による着火温度の理論値は従来の熱平衡着火理論による着火温度の理論値に比べて若干高いものの、

Table 1 Parameters used for the theoretical calculation.

Parameter	Value	Remark
Pre-exponential factor, Z_p [s^{-1}]	3.2×10^{13}	From the literature ⁵⁾
Activation energy, E_a [$J \cdot mol^{-1}$]	187300	From the literature ⁵⁾
Heat of reaction, Q_s [$J \cdot kg^{-1}$]	6.3×10^6	From the literature ⁵⁾
Universal gas constant, R_u [$J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$]	8.314	
Absorptivity, α [-]	0.89	Measured by spectrophotometer
Initial temperature of solid phase, T_{in} [K]	293	

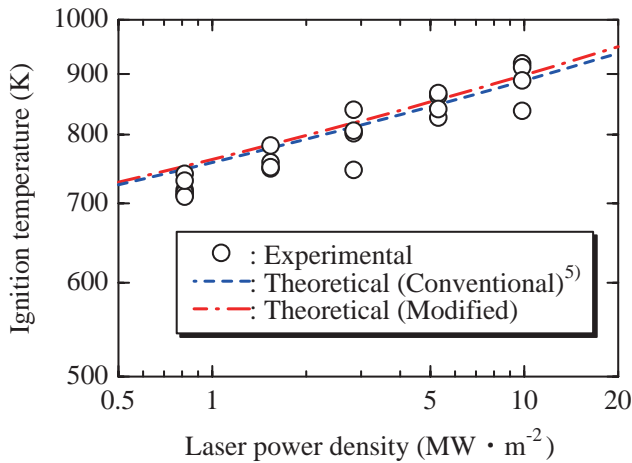


Fig. 6 Relationship between laser power density and ignition temperature.

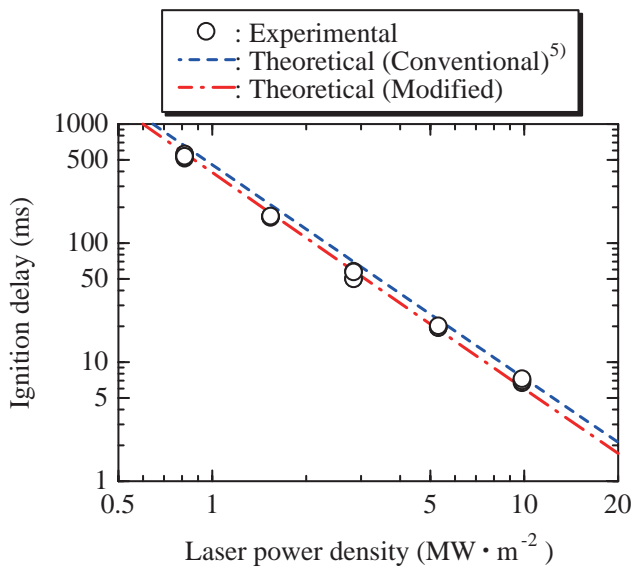


Fig. 7 Relationship between laser power density and ignition delay.

実験値と良く一致した。すなわち、修正熱平衡着火理論では(19)式の条件を満足するレーザー受光面温度を決定することにより、B/KNO₃ 点火薬の着火温度を予測可能である。したがって、(19)式の条件を着火判定基準として使用することが可能であると考えられる。

4.2 着火遅れ時間の比較

レーザーパワー密度と着火遅れ時間の関係をFig. 7に示す。図の縦軸および横軸はともに対数表示である。図中のプロットは着火遅れ時間の実験値を示しており、一点鎖線は修正熱平衡着火理論による着火遅れ時間の理論値を示し

ている。参考として、従来の熱平衡着火理論による着火遅れ時間の理論値⁵⁾を破線で示している。

着火遅れ時間の実験値は着火温度のそれとは異なり、レーザーパワー密度の増加とともに単調に減少した。修正熱平衡着火理論において、レーザーパワー密度の増加に対する着火遅れ時間の理論値の減少率は実験値のそれとほぼ一致しており、従来の熱平衡着火理論の場合と同様であった。従来の熱平衡着火理論による着火遅れ時間の理論値は、本実験のレーザーパワー密度の範囲において実験値よりも長めになる傾向があったが、修正熱平衡着火理論による着火遅れ時間の理論値は実験値とほぼ一致した。すなわち、修正熱平衡着火理論ではB/KNO₃ 点火薬の λ , ρ および c の温度依存性を考慮することにより、従来の熱平衡着火理論に比べて着火遅れ時間の予測精度が向上したものと考えられる。

4.3 レーザ受光面温度の比較

レーザー受光面温度の履歴の一例をFig. 8に示す。レーザーパワー密度は $0.82 MW \cdot m^{-2}$ である。図中の実線はレーザー受光面温度の実験値を示しており、一点鎖線は修正熱平衡着火理論によるレーザー受光面温度の理論値を示している。参考として、従来の熱平衡着火理論によるレーザー受光面温度の理論値⁵⁾を破線で示している。

従来の熱平衡着火理論においては、レーザー受光面温度の理論値は、100ms付近(450K付近)までは実験値と一致するが、その後は時間の経過とともに理論値の方が低くな

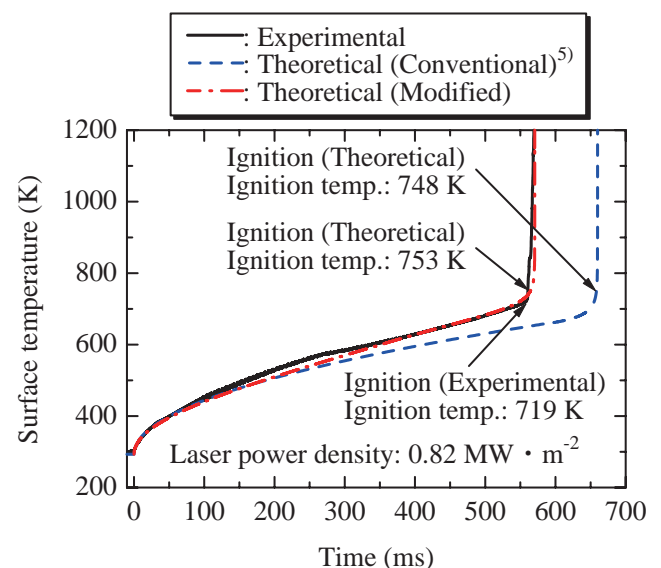


Fig. 8 Temperature histories on the surface irradiated by laser.

り、レーザー受光面温度が着火温度に到達するまでの時間が長かった。一方、修正熱平衡着火理論においては、100～350ms (450～600K) でレーザー受光面温度の理論値は実験値よりも僅かに低いものの、全般的には実験値とほぼ一致し、レーザー受光面温度が着火温度に到達するまでの時間は実験値とほぼ同等であった。ゆえに、修正熱平衡着火理論では点火薬内部における熱伝導現象を良く模擬できているものと考えられる。

修正熱平衡着火理論では、従来の熱平衡着火理論と同様に着火温度の理論値の付近においてレーザー受光面温度が急激に上昇を開始して着火に至った。この傾向は実験値と同じであり、着火温度の理論値も実験値とほぼ一致したことから、修正熱平衡着火理論は着火を決定するB/KNO₃ 点火薬の発熱反応特性を良く模擬できているものと考えられる。

修正熱平衡着火理論では、従来の熱平衡着火理論と同様にB/KNO₃ 点火薬の発熱反応特性を良く模擬できている、点火薬内部のエネルギーバランスを考える上でB/KNO₃ 点火薬の λ , ρ および c の温度依存性を考慮することにより、点火薬内部における熱伝導現象の忠実度が向上したと考えられる。その結果として、修正熱平衡着火理論ではレーザー受光面温度の履歴の予測精度が向上したものと考えられる。以上より、修正熱平衡着火理論の妥当性が検証され、その有効性について示されたものと考えられる。

5. 結論

B/KNO₃ 点火薬の一次元着火モデルである熱平衡着火理論において、点火薬内部のエネルギーバランスを考える上でB/KNO₃ 点火薬の熱伝導率、密度および比熱の温度依存性を考慮し、点火薬内部における熱伝導現象の忠実度の向上を図った。この修正熱平衡着火理論の妥当性について検証するため、修正熱平衡着火理論による着火温度、着火遅れ時間およびレーザー受光面温度の予測値を、実験結果および従来の熱平衡着火理論による予測値と比較した。比較の結果、修正熱平衡着火理論による着火温度の予測値は、従来の熱平衡着火理論と同様に実験結果と良く一致した。したがって、修正熱平衡着火理論においては、レーザー受光面温度が着火温度の予測値に到達するか否かを着火判定基準として使用可能であることがわかった。また、修正熱平衡着火理論による着火遅れ時間およびレーザー受光面温度の予測値も実験結果と良く一致し、従来の熱平衡着火理論よりも予測精度が向上することが確認された。これは、点火薬内部における熱伝導現象の忠実度を向上させたことによ

り、修正熱平衡着火理論ではレーザー受光面温度の履歴の予測精度が向上したためと考えられる。これらの結果から、修正熱平衡着火理論の妥当性が検証され、その有効性について示されたものと考えられる。

謝辞

(株)日鐵テクノロジーの城戸氏には、半導体レーザーおよびレーザーヘッドの製造、操作方法の指導ならびに実験実施の際のレーザー照射条件設定等において、本研究に多大なるご協力を頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

引用文献

- 1) C. F. Chenault and J. E. McCrae Jr., AIAA Paper 92-1328 (1992).
- 2) S. Waughtal, AIAA Paper 89-2870 (1989).
- 3) D. Ding, *Sci. Tech. Energetic Materials*, 67, 23-27 (2006).
- 4) P. Gillard and F. Opdebeck, *Combust. Sci. and Tech.*, 179, 1667-1699 (2007).
- 5) H. Nakayama, T. Miyashita, S. Hashino, N. Yoshitake, and R. Orita, *Sci. Tech. Energetic Materials*, 71, 31-38 (2010).
- 6) M. H. Friedman, *Combust. Flame*, 11, 239-246 (1967).
- 7) T. Bauer, R. Tamme, M. Christ, and O. Öttinger, "PCM-Graphite Composites for High Temperature Thermal Energy Storage," *Proc. of ECOSTOCK, 10th International Conference on Thermal Energy Storage* (2006).
- 8) H. Fukui, "Excel Database for Thermophysical Properties of Chemical Substances (CD-ROM)", Yokendo (1990), (in Japanese.)
- 9) Japan Society of Thermophysical Properties, "Thermophysical Properties Handbook", Yokendo (1990), (in Japanese.)
- 10) The Chemical Society of Japan, "Handbook of Chemistry (Basic Edition)", Maruzen (1984), (in Japanese.)
- 11) M. Kobayashi, H. Maekawa, H. Nakamura, and Y. Kondou, *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. B*, 57, 1795-1801 (1991).
- 12) L. De Luca, E. W. Price, and M. Summerfield, "Nonsteady Burning and Combustion Stability of Solid Propellant", *Progress in Astronautics and Aeronautics*, 143, 145-196 (1992).
- 13) H. Nakayama, T. Miyashita, and S. Hashino, Technical Report No. 7009, Technical Research and Development Institute, Ministry of Defense (2008).
- 14) T. Kazumi, D. Ding, K. Fukase, and T. Saito, Annual Spring Meeting, 41-42 (1998), Japan Explosives Society, Tokyo.

A numerical model of laser-induced ignition of boron / potassium nitrate pyrotechnic incorporating temperature dependence of thermophysical properties

Hisahiro Nakayama^{*†}, Tomonori Miyashita^{*}, Naohiko Yoshitake^{**}, and Ritsuo Orita^{**}

A numerical calculation model of the laser-induced ignition of boron / potassium nitrate pyrotechnic under the condition of one-dimensional heat input was discussed. The governing equation was derived by incorporating an Arrhenius type chemical reaction source and temperature dependence of thermophysical properties of the pyrotechnic. Since the equation was nonlinear, the surface temperature profile was obtained by solving the equation numerically. The surface temperature, at which the exothermic chemical reaction could be sustained without the heat input by laser irradiation, was theoretically derived. In the process of the derivation, the exothermic chemical reaction of boron and potassium nitrate was assumed to occur in the immediate vicinity of the surface heated up by laser irradiation. Since the derived surface temperature agreed with the surface temperature measured at the onset of ignition in the laser ignition test, it was found that the derived surface temperature could be used as the laser ignition criterion. The ignition delay derived from this technique was in good agreement with the test result in the range of the laser power density utilized in the test.

Keywords : boron, potassium nitrate, laser-induced ignition, ignition temperature, thermophysical property

* Air Systems Research Center, Technical Research and Development Institute, Ministry of Defense,
1-2-10, Sakae, Tachikawa, Tokyo 190-8533, JAPAN

† Corresponding Address : hisahiro@cs.trdi.mod.go.jp

** Oita Plant, Asahi Kasei Chemicals Corporation, 2620, Oazasato, Oita, Oita 870-0932, JAPAN