壁面過熱度を考慮した噴霧-壁面干渉モデル*

千田 二郎^{*1}, 高橋 知宏^{*2}, 田中 智之^{*3}
李 奇 衡^{*4}, 藤本 元^{*1}Spray-Wall Interaction Model Considering Superheating Degree
of the Wall SurfaceJiro SENDA^{*5}, Tomohiro TAKAHASHI, Tomoyuki TANAKA,
Ki-Hyung Lee and Hajime FUJIMOTO^{*5} Doshisha University, Dept. of Mechanical Engineering,
Kyotanabe, Kyoto, 610-0321 Japan

In this study, a new concept is proposed in order to simulate the behavior of multicomponent fuel spray impinging on a hot surface. Here, distillation curve of the fuel is considered to describe the vaporization property of each component in gas oil, since the superheating degree of the surface, defined by the temperature difference between the wall surface and the fuel saturated temperature, affects the solid-liquid boiling state. At the first, some impinging sprays structured by single component fuel are calculated to confirm the difference of vaporizing characteristics and impinging behavior in each fuel. Secondary, the spray impingement submodel is made. In this model, the difference of droplet breakup, reflection and dispersion process with the difference of boiling state is considered based on several experimental results of impinging droplet on a hot wall. This new submodel is incorporated into KIVA-II code. And the results calculated by this model are compared with that by KIVA-II original code.

Key Words: Diesel Engine, Fuel, Modeling, Boiling, Fuel Injection, Wall Impingement, Multicomponent Fuel, Saturated Temperature, Distillation, Simulation

1. 緒言

筆者らはこれまで非定常ディーゼル噴霧に対して常温・高圧場⁽¹⁾および高温・高圧場^{(2),(3)}における平板壁面衝突挙動について実験解析を行ってきた。その一方で、KIVA⁽⁴⁾、KIVA-II⁽⁵⁾コードを用いた数値解析においては、噴霧-壁面干渉に関するサブモデルを考案してきた。ここでは、燃焼室の壁面温度が低い条件と高い条件を考慮して、それぞれ壁面上での液膜形成過程と衝突液滴の沸騰分裂過程を考慮したモデルを提案した^{(6),(7)}。また、衝突液滴の持つエネルギーにより、液滴が壁面に衝突する際のWeber数が低い場合と高い場合に分類し、液滴の壁面衝突による分裂・飛散現象、液滴同士の干渉効果、液膜の形成過程、液滴と液膜の干渉効果、壁面からの熱伝達を考慮したモデリングを行

なった^{(8),(9)}。しかし、これらの研究は多成分燃料である軽油の一成分であるn-トリデカンを代表燃料として行ってきたため、解析結果を実際の機関で使用される軽油噴霧に適用するには無理があると考えられる。そのため、今後は実機関で使用される燃料が多数の成分より構成されていることを念頭に置いた研究が要求される。

軽油やガソリンのような多成分燃料の蒸発噴霧についての研究は最近盛んに行なわれている。これまで噴霧特性を実験的に調べる場合、主に噴射条件や雰囲気条件に重点を置いた解析がなされていたが、Canaanら⁽¹⁰⁾やSiebers⁽¹¹⁾は燃料の揮発性に着目し、ディーゼル噴霧における液相の到達距離について調べている。また、数値解析においては計算機の処理速度の向上により、これまで単一液滴の解析に用いられていた多成分燃料蒸発モデルを噴霧の計算に組み込むまでに至っており、ディーゼル機関、ガソリン機関を問わずモデルの構築がなされている。宮川ら⁽¹²⁾は吸気管噴射ガソリン機関を対象とした研究で、多成分燃料蒸発モデルを単一液滴および実機の計算に適用し、ガソリンの蒸発挙動を模擬するには少なくとも3成分を考慮した燃料を用い

* 原稿受付 1999年6月18日。

^{*1} 正員、同志社大学工学部(〒610-0321 京田辺市多々羅都谷1-3)。^{*2} 同志社大学大学院。^{*3} 学生員、同志社大学大学院。^{*4} 漢陽大学校(〒133-791 ソウル市城東区杏堂洞17, 大韓民国)。

E-mail: jsenda@mail.doshisha.ac.jp

る必要があるとしている。Ayoubら⁽¹³⁾は多成分燃料蒸発モデルを用いて、単一液滴ならびにディーゼル機関における噴霧および燃焼の計算を行なっている。Lippertら⁽¹⁴⁾は軽油、ガソリンの燃料組成を分布関数で表し、単一液滴および噴霧に適用し、燃料に含まれる揮発性の高い成分から蒸発することを示唆している。また、Abrahamら⁽¹⁵⁾は多成分燃料液滴を同じ大きさの単一成分より成る液滴に分割し、計算の簡略化を図っている。しかし、これらのモデルには未だ不十分な点も多く、例えば燃料が蒸発することによって時々刻々と変化する燃料成分の混合割合や雰囲気条件など詳細な点までを考慮したモデルは考案されていない。

そこで本研究では多成分燃料の蒸発噴霧モデル⁽¹⁶⁾構築を目的とし、次章で述べる流れに沿って研究を進める。本報ではその最初の段階として、まず、飽和温度の異なる単一成分燃料を用いて計算を行ない、蒸発挙動の違いを明らかにすると共に、噴霧内に生じる成分ごとの空間分布を予測する。次に、噴霧が壁面に衝突する際、成分の飽和温度の違いによって沸騰形態が変化し衝突挙動が異なることから、あらゆる沸騰形態に適用できる壁面衝突モデルを提案する。

2. 研究コンセプト

本研究では、これまで構築した壁面衝突モデルをふまえて、今後多成分燃料噴霧へと展開するためのコンセプトを提案する。実際に機関で用いられる軽油は多数の成分によって構成される多成分燃料であり、ガスクロマトグラフィーによる精密蒸留の結果によると、蒸発が始まる初留点IBP (Initial Boiling Point) は395[deg.]、終了する終留点FBP (Final Boiling Point)

Fig.1 Model of vaporizing impinging diesel spray

は681[deg.]となっており、両者の間には290[deg.]程度の開きがある。したがって、多成分燃料噴霧の場合、図1のイメージ図に示すような成分分布が予測される。飽和温度の低い成分は噴射開始直後にノズル近傍で蒸発を開始し、一方飽和温度の高い成分は液相のまま壁面に衝突して壁面上に液膜を形成する。また、その中間の飽和温度を持つ成分は壁面近傍で蒸気を形成する。

そこで本研究では、図2の手順により多成分燃料噴霧の蒸発挙動ならびに壁面衝突挙動のシミュレーションを行なう。まず、最初の段階として、沸点の異なる単一成分燃料を用いて同一噴射および雰囲気条件で計算を行ない、蒸発挙動の違いを明らかにすると共に、沸騰形態の違いによる液滴-壁面干渉モデルを提案す

Fig.2 Flow chart of this study

る．図2に示した壁面温度 T_w に対する液滴寿命曲線は，燃料の違いにより低沸点成分の場合は左へ，高沸点成分の場合は右へシフトする．すなわち，燃料の違いは同一壁面温度に対しても沸騰形態を変化させ，反射後の分裂挙動（飛散角度，液滴径，速度）に影響を与えるため，以前に提案した壁面衝突モデルの拡張を行なう．次に，一回の噴射過程をタイムステップで分割し，それぞれに飽和温度 T_{sat} の異なる数種類の燃料を噴射させることにより単なる多成分燃料噴霧を形成させ，噴霧構造における成分分布について解析する手法を提案する．最終段階においては単一液滴の多成分燃料蒸発モデル⁽¹⁶⁾を導入する．多成分燃料では図2に示すように圧力-温度線図は，各成分の飽和蒸気曲線が互いに引き寄せ合い，低沸点成分は高沸点成分に，高沸点成分は低沸点成分に引っ張られ，ある幅を持つ二相領域を形成する．このため，単一成分の場合と比べて気液平衡の取り扱いが複雑となる．そこでこれらを考慮した化学熱力学に基づく多成分燃料蒸発モデルの構築を行なう．

3. 単一成分燃料噴霧の計算

燃料性状を考慮するに当たり，燃料の違いが噴霧構造にどのような影響を与えるかを知る必要がある．そこで，燃料としてi-オクタン，n-トリデカン，n-ヘキサデカンの沸点の異なる3成分を用いてKIVA-IIコードにより，同一条件の下で壁面衝突噴霧の計算を行なった．これらの燃料性状を表1に，計算条件を表2に示す．ここで，計算には筆者らの修正TABモデル⁽¹⁷⁾および壁面衝突モデル⁽⁹⁾を用いた．ただし，この壁面衝突モデルでは，液膜形成過程や液膜-液滴干渉過程は考慮されているが，壁面過熱度の差異による壁面上液膜の分裂挙動の変化は考慮されていない．

図3に噴射開始から $t = 1.5$ [ms]のときの燃料蒸気濃度および液滴パールの空間分布を示す．図中の(a)はi-オクタン，(b)はn-トリデカン，(c)はn-ヘキサデカンである．(a)のi-オクタンにおいては，最も沸点が低いいため噴射直後のノズル近傍から蒸発が始まり，噴霧中心軸近傍および壁面上に非常に濃度の高い蒸気が拡がっている．また，壁面にまで到達している液滴は極めて少ないことから，液滴ではなく高濃度蒸気が噴霧を先導して半径方向に拡がっていることが伺える．(b)のn-トリデカンにおいては，比較的濃度の高い蒸気が噴霧中心軸および壁面近傍に拡がっている．(c)のn-ヘキサデカンにおいては，n-トリデカンに比べ蒸気濃度が低くなっており，壁面上に多量の液滴が拡がっている．また，燃料蒸気よりも液滴パールの方が半径方向へ

Table 1 Fuel properties

	i-Octane (C ₈ H ₁₈)	n-Tridecane (C ₁₃ H ₂₈)	n-Hexadecane (C ₁₆ H ₃₄)
Boiling point T_b [K]	372	509	560
Density (293K) ρ [kg/m ³]	692	756	773
Critical pressure p_{cr} [MPa]	2.58	1.72	1.42
Critical temperature T_{cr} [K]	569	677	725
Critical density ρ_{cr} [kg/m ³]	237	240	240

Table 2 Computational conditions

Injection velocity V_{inj} [m/s]	338
Injection duration t_{inj} [ms]	1.54
Injection quantity Q_{inj} [mg]	12.0
Initial droplet temperature T_{pi} [K]	293
Fuel	i-Octane, n-Tridecane, n-Hexadecane
Number of parcel N_p	1000
Ambient temperature T_a [K]	700
Ambient density ρ_a [kg/m ³]	12.3
Wall temperature T_w [K]	550
Impingement distance Z_w [mm]	40
Impingement angle α_w [deg.]	0
Maximum time step dt_{max} [s]	1.0×10^{-6}
Minimum time step dt_{min} [s]	0.5×10^{-8}
Number of mesh	$60 \times 1 \times 32$ (sector mesh)

Distribution of vapor concentration Distribution of droplet parcels

Fig.3 Comparison of spatial distribution of fuel vapor concentration and droplet parcels ($t=1.5$ [ms])

Fig.4 Temporal variations of fuel fraction in each phase

の拡がり大きいことから、液滴がほとんど蒸発せずに壁面上を拡がり、その後壁面および雰囲気から熱を受けて蒸発する様子が伺える。

図4にそれぞれの計算結果における噴射量、燃料蒸気質量、燃料液滴質量および壁面付着燃料量の時間変化を示す。この図からも燃料の違いによる蒸気量の差は明らかであり、噴射終了後の $t=2.0$ [ms]においてi-オクタンの蒸気量が11.4 [mg]と95 [%]が蒸発しているが、n-ヘキサデカンの蒸気量は7.23 [mg]と約60 [%]程度しか蒸発していないことが分かる。

以上のことから、多成分燃料が噴射されると、図1のイメージ図に示したように噴霧内に揮発性に依存する分布が生じると考えられる。そこで次章においては様々な沸点を持つ成分が壁面に衝突した場合の異なる沸騰形態に対応できる壁面衝突モデルの構築を行なう。

4. 壁面衝突噴霧モデルの構築

4.1 壁面過熱度による沸騰形態の変化 筆者らは過去の研究^{(8),(9)}において、高温壁面に衝突する水滴の分裂形態に関する実験結果をもとに、壁面に衝突する液滴の挙動をモデリングするには、壁面過熱度 ΔT_{sat} (=壁面温度 T_w - 液体の飽和温度 T_{sat})を考慮する必要があることを提言してきた。

本研究で対象とする小型直噴式ディーゼル機関の壁面温度範囲は、3~6 [MPa]の加圧条件下で473~673 [K]である。軽油の飽和温度にIBP, 50[%]留出温度, FBPをそれぞれとると、壁面過熱度の範囲は図5に示すように-208~278 [deg.]と非常に広がる。すなわち、FBPに対しては $\Delta T_{sat}=-208\sim-8$ [deg.]で非沸騰領域($\Delta T_{sat}<25$ [deg.])、50[%]留出温度に対しては $\Delta T_{sat}=-81\sim119$ [deg.]で非沸騰領域から核沸騰領域($\Delta T_{sat}=25\sim100$ [deg.])、IBPに対しては $\Delta T_{sat}=78\sim278$ [deg.]で主に遷移沸騰領域($\Delta T_{sat}=100\sim200$ [deg.])から膜沸騰領域($\Delta T_{sat}=200\sim$

300 [deg.])とあらゆる沸騰形態をとることになる。過去の研究^{(8),(9)}においては、n-トリデカンを代表成分として用いたため、実機相当の高圧場では壁面過熱度は $\Delta T_{sat}=-200\sim0$ [deg.]となり、沸騰形態として非沸騰から核沸騰の条件しか考慮していなかった。しかし、多成分燃料である軽油を用いる場合、沸騰形態が遷移沸騰および膜沸騰にまで及ぶために、固液界面の沸騰現象に伴う液滴の種々の分裂形態を考慮する必要がある。

竹内らは単一水滴の高温壁面への衝突実験を行ない、沸騰形態の違いによる液滴の挙動を示している。⁽¹⁸⁾これより、核沸騰においては液膜が形成され、分裂した液滴は上方に吹き上げられるが、遷移沸騰、膜沸騰においては液膜は形成されず、分裂後の液滴は半径方向に飛散することが分かる。したがって、核沸騰領域に対しては参考文献(9)で提案したモデルは適用可能であるが、遷移沸騰および膜沸騰領域には適用することができない。そこで次節より図6に示した遷移沸騰、膜沸騰に適用可能な壁面衝突モデルを提案する。

Fig.5 Boiling curve of each composition in engine condition

Fig.6 Spray impingement model
on high - temperature wall

4.2 液滴分裂モデル 筆者らは以前に、高温壁面に衝突する水滴の変形および分裂挙動に関して、入射液滴のWeber数 We_{in} 、壁面温度 T_w を種々変化させて実験を行なった⁽¹⁸⁾⁻⁽²⁰⁾。この中で、液滴が壁面に衝突し、壁面上を拡がる過程での固液界面における沸騰現象による分裂挙動と分裂後の液滴群のザウタ平均粒径 d_{32} が入射液滴のWeber数 We_{in} と壁面温度 T_w により整理できることを報告している。それによると、壁面衝突時の入射液滴のWeber数 We_{in} が約50以下ならば液滴は分裂せず、それ以上では分裂する。さらに、Weber数が約300以上では分裂液滴群の平均粒径は一定値に漸近する。

図7は液滴径 $d_{in}=450$ [μm]、衝突速度 $V_{in}=5.0$ [m/s]の水が壁面に垂直に衝突する場合の壁面過熱度 ΔT_{sat} と分

Fig.7 Variation in Sauter mean diameter of
breakup droplets with super heat

裂前後の液滴径の比 d_{32}/d_{in} の関係を示したものである⁽¹⁸⁾。図7より、各データの平均値である0.37をもとに壁面過熱度 $\Delta T_{sat}=100 \sim 300$ [deg.]の領域をI~IVの4つの領域に分割し、同一領域内においては沸騰現象による分裂挙動が定性的に一致とする。

また、竹内らの実験結果より⁽¹⁸⁾、衝突後の分裂液滴の平均粒径 d_{32} を入射Weber数 We_{in} の関数としてそれぞれ式(1)~(4)で近似する。これにより、各沸騰形態における液滴の分裂後のザウタ平均粒径が算定可能となる。

・領域I ($\Delta T_{sat}=100 \sim 140$ [deg.])

$$\left. \begin{aligned} We_{in} < 50 : d_{32} &= d_{in} \\ 50 \leq We_{in} < 140 : d_{32} &= (1.07 - 1.01 \times 10^{-2} \times We_{in} \\ &\quad + 3.29 \times 10^{-5} \times We_{in}^2) \times d_{in} \\ 140 \leq We_{in} < 300 : d_{32} &= 0.416 \times 10^{(-1.02 \times 10^{-3} \times We_{in})} \times d_{in} \\ 300 \leq We_{in} : d_{32} &= 0.2 \times d_{in} \end{aligned} \right\} \dots(1)$$

・領域II ($\Delta T_{sat}=140 \sim 190$ [deg.])

$$\left. \begin{aligned} We_{in} < 50 : d_{32} &= d_{in} \\ 50 \leq d_{32} < 160 : d_{32} &= 1.37 \times 10^{(-3.13 \times 10^{-3} \times We_{in})} \times d_{in} \\ 160 \leq We_{in} < 300 : d_{32} &= 0.558 \times 10^{(-9.30 \times 10^{-3} \times We_{in})} \times d_{in} \\ 300 \leq We_{in} : d_{32} &= 0.3 \times d_{in} \end{aligned} \right\} \dots(2)$$

・領域III ($\Delta T_{sat}=190 \sim 240$ [deg.])

$$\left. \begin{aligned} We_{in} < 50 : d_{32} &= d_{in} \\ 50 \leq We_{in} < 140 : d_{32} &= (2.60 - 3.17 \times 10^{-2} \times We_{in} \\ &\quad + 1.12 \times 10^{-4} \times We_{in}^2) \times d_{in} \\ 140 \leq We_{in} < 300 : d_{32} &= 0.687 \times 10^{(-1.92 \times 10^{-3} \times We_{in})} \times d_{in} \\ 300 \leq We_{in} : d_{32} &= 0.2 \times d_{in} \end{aligned} \right\} \dots(3)$$

・領域IV ($\Delta T_{sat} > 240$ [deg.])

$$\left. \begin{aligned} We_{in} < 50 : d_{32} &= d_{in} \\ 50 \leq We_{in} < 190 : d_{32} &= (1.34 - 6.66 \times 10^{-3} \times We_{in} \\ &\quad + 8.19 \times 10^{-6} \times We_{in}^2) \times d_{in} \\ 190 \leq We_{in} < 300 : d_{32} &= 0.753 \times 10^{(-1.55 \times 10^{-3} \times We_{in})} \times d_{in} \\ 300 \leq We_{in} : d_{32} &= 0.3 \times d_{in} \end{aligned} \right\} \dots(4)$$

ただし $50 \leq We_{in} < 300$ の条件において、各式で $d_{32} > d_{in}$ となる場合は $d_{32} = d_{in}$ 、式(1)、(3)で $d_{32} < 0.2 \times d_{in}$ 、式(2)、(4)で $d_{32} < 0.3 \times d_{in}$ となる場合は、それぞれ $d_{32} = 0.2 \times d_{in}$ 、 $d_{32} = 0.3 \times d_{in}$ とする。

4.3 液滴反射モデル Wachtersら⁽²¹⁾は高温壁面($T_w=400$ [°C])に衝突する膜沸騰状態の水の実験を行ない、液滴のWeber数とその反射挙動に影響を与える重要な因子であるとしている。Naberら⁽²²⁾はこれらの実験から入射時と反射時の液滴のWeber数の関係を定式化し、その結果を用いて壁面衝突後の液滴の垂直

方向の速度成分を決定できる反射モデルを考案している．図8はNaberらによって提案された液滴反射モデルである．図8の関係より，反射時の液滴のWeber数 We_{out} は，入射時のWeber数 We_{in} の関数として次式で近似される．

$$We_{out} = 0.678 \times We_{in} \times \exp(-4.415 \times 10^{-2} \times We_{in}) \quad \cdots(5)$$

また，Naberらは式(5)より反射後の液滴の垂直方向の速度成分 V_{yout} を次式で表している．

$$\left. \begin{aligned} We_{in} < 80: V_{yout} &= -\left(We_{out} \frac{\sigma}{\rho_f \cdot d_{in}} \right)^{1/2} \\ We_{in} \geq 80: V_{yout} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad \cdots(6)$$

ここで， σ は表面張力[N/m]， ρ_f は燃料の密度[kg/m³]である．

しかし，このモデルを用いて計算を行なうと，壁面に衝突したほとんどの液滴がwall jetとして壁面上を拡がってしまう．これは，ディーゼル噴霧においては壁面に衝突する液滴のWeber数が非常に高いため，ほとんどの液滴の垂直方向の反射速度が $V_{yout}=0$ として計算されるためである．そこで本研究では，以前に提案した高温壁面衝突モデル⁽⁷⁾と同様に， $We_{in} < 80$ では式(6)の関係を用い， $We_{in} \geq 80$ では高温壁面に衝突する水滴の挙動を観察した過去の研究^{(18)~(20)}を参考にし，反射時の速度 V_{yout} を求める．それによると，高Weber数では壁面に衝突し分裂した液滴は，入射速度 V_{yin} の1/3~1/9の速度で反射する．したがって， $We_{in} \geq 80$ では分裂後の液滴径などに関わらず入射速度 V_{yin} の1/3~1/9の値で反射速度 V_{yout} をランダムに割り振る．これにより，本研究で考慮した壁面からの反射速度 V_{yout} は次式(7)のようになる．

$$\left. \begin{aligned} We_{in} < 80: V_{yout} &= -\left(We_{out} \frac{\sigma}{\rho_f \cdot d_{in}} \right)^{1/2} \\ We_{in} \geq 80: V_{yout} &= V_{yin} / \gamma \end{aligned} \right\} \quad \cdots(7)$$

ここで γ は3~9の値をとる乱数である．

Fig.8 Spray impingement model
by Naber & Reitz

4.4 壁面熱伝達モデル 高温壁面に衝突した液滴は，図6に示すようにある一定期間壁面上で液膜状に拡がり，その後収縮し，分裂あるいは未分裂の状態で壁面より反射する．ノズルより噴射された燃料液滴の温度は，雰囲気の高温気体からの熱供給により上昇するが，衝突時の液滴温度 T_l [K]は壁面温度 T_w [K]よりも低く，壁面から液滴への熱伝達が生じる．壁面より供給された熱量は，液滴が壁面上に滞留している間，液滴の温度上昇および蒸発過程に費やされる．壁面から液滴への熱伝達量 Q [J]は，式(8)で与えられる．

$$Q = \alpha_d \cdot S_d \cdot \tau_d \cdot \Delta T \quad \cdots(8)$$

ここで， α_d ：壁面から液滴への熱伝達率[W/(m²·K)]， S_d ：壁面と液滴との接触面積[m²]， τ_d ：液滴の壁面上での滞留時間[s]， ΔT ：壁面温度 T_w と液滴温度 T_l の温度差(= $T_w - T_l$) [K]である．この熱量が全て液滴の温度上昇に使われたとすると，液滴の上昇温度 ΔT_l [K]は，液滴の質量 M [kg]，液滴の比熱 C_p [J/(kg·K)]を用いて次式で表せる．

$$\Delta T_l = \frac{Q}{M \cdot C_p} = \frac{\alpha_d \cdot S_d \cdot \tau_d \cdot \Delta T}{M \cdot C_p} \quad \cdots(9)$$

式(9)の未知数 α_d ， S_d ， τ_d を決定することにより，壁面からの熱伝達による液滴の上昇温度 ΔT_l [K]が算出可能となる．以下，未知数 α_d ， S_d ， τ_d の求め方について説明する．

4.4.1 熱伝達率 α_d 壁面から液滴への熱伝達率は，衝突時の液滴速度や液滴径さらに壁面温度などの状態によって変化するが，それらに関して詳細に調べた研究例は少なく定式化されていない．筆者ら⁽²⁰⁾は，高温壁面に衝突する水滴の熱伝達特性に関する研究を行っており，図9に示すように衝突頻度をパラメータとして熱伝達率 α_d と壁面過熱度 ΔT_{sat} の関係について調べている．この場合の試料は対象とする炭化水素系燃料と異なるが，液滴の壁面衝突挙動が壁面過熱度に

Fig. 9 Change in heat transfer coefficient
with super heat

よって整理されると考え、本研究ではこの実験結果を用いる。本モデルの対象は $\Delta T_{sat}=100$ [deg.]以上の遷移沸騰および膜沸騰である。そこで、図9において各衝突頻度で熱伝達率 α_d が減少し始める $\Delta T_{sat}=50$ [deg.]以上の全データを次式で近似する。

$$\alpha_d = 9084 \times 10^{-0.003 \cdot \Delta T_{sat}} \quad \dots(10)$$

これにより、計算条件で設定される壁面過熱度 ΔT_{sat} における熱伝達率 α_d が決定される。

4.4.2 壁面滞留時間 τ_d 壁面上での液滴の滞留時間 τ_d について、大久保⁽²⁴⁾は佐藤⁽²⁵⁾の最大液膜径 D_{fmax} に達する時間 τ_{max} を用いて次式で表している。

$$\left. \begin{aligned} \tau_d &= a \cdot \tau_{max} \\ \tau_{max} &= 0.27 \cdot \tau_r \end{aligned} \right\} \dots(11)$$

ただし、 a は非分裂の場合に $a=1/0.27$ 、分裂する場合に $a=0.6/0.27$ をとる定数である。また、 τ_r はRayleigh⁽²⁶⁾の自由振動第一モード周期であり、次式で表される。

$$\tau_r = \pi \cdot \left\{ \rho_f \cdot d_m^3 / (16 \cdot \sigma) \right\}^{1/2} \quad \dots(12)$$

一方、筆者らが以前に提案したモデル⁽⁷⁾においては、高温壁面に衝突する液滴の挙動を高速カメラで撮影した過去の研究⁽¹⁸⁾⁻⁽²⁰⁾より判断し、 $We_{in} < 80$ では、滞留時間 $\tau_d = \tau_r$ 、 $We_{in} \geq 80$ では、 $\tau_d = \tau_r/2$ とし、計算を行なっている。

そこで本研究においては、参考文献(7)をふまえて式(11)において $We_{in} < 80$ では $a=1/0.27$ 、 $We_{in} \geq 80$ では $a=0.5/0.27$ として、液滴の壁面滞留時間 τ_d を次式で与えた。

$$\left. \begin{aligned} We_{in} < 80: \tau_d &= \tau_r = \pi \cdot \left\{ \rho_f \cdot d_m^3 / (16 \cdot \sigma) \right\}^{1/2} \\ We_{in} \geq 80: \tau_d &= 0.5 \cdot \tau_r = \pi \cdot \left\{ \rho_f \cdot d_m^3 / (64 \cdot \sigma) \right\}^{1/2} \end{aligned} \right\} \dots(13)$$

ただし、本研究では計算を簡略化するため、衝突した液滴は滞留時間の間壁面上に留まるのではなく、1タイムステップで反射し、熱量だけが滞留時間中に加えられるものとしている。

4.4.3 接触面積 S_d 筆者ら⁽¹⁹⁾は、高温壁面に衝突する液滴の変形挙動の解析において、液面上で拡がった液膜の最大直径 D_{fmax} は入射時のWeber数 We_{in} の関数となるとしている。これによると、壁面過熱度 ΔT_{sat} が100, 150, 200, 300 [deg.]の場合、液膜の最大直径 D_{fmax} は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \Delta T_{sat} = 100[deg.]: D_{fmax} &= (1 + 0.463 \cdot We_{in}^{0.345}) \times d_m \\ \Delta T_{sat} = 150[deg.]: D_{fmax} &= (1 + 0.279 \cdot We_{in}^{0.473}) \times d_m \\ \Delta T_{sat} = 200[deg.]: D_{fmax} &= (1 + 0.245 \cdot We_{in}^{0.503}) \times d_m \\ \Delta T_{sat} = 300[deg.]: D_{fmax} &= (1 + 0.153 \cdot We_{in}^{0.591}) \times d_m \end{aligned} \right\} \dots(14)$$

過去に構築したモデル^{(6),(7)}においては、液膜の最大直径 D_{fmax} より簡易的に液滴の接触面積を求めていたが、液滴が壁面に接触してから離れるまでの間、接触している面積が $S_d = \pi \cdot D_{fmax}^2/4$ で一定となり、壁面より受ける熱量を過大に見積もってしまう。そこで本研究では、大久保⁽²⁴⁾の一個の液滴による時間平均被覆面積 $A_{d,m}$ を用いて、液滴が壁面に接触してからリバウンドするまでの平均接触面積 S_d を次式で表す。

$$S_d = A_{d,m} = \left\{ \frac{3}{20} - \frac{5}{4} (a^{-0.2} - 1) \right\} \cdot \frac{\pi \cdot D_{fmax}^2}{a} \quad \dots(15)$$

ここで、 a は前項と同様に、 $We_{in} < 80$ では $a=1/0.27$ 、 $We_{in} \geq 80$ では $a=0.5/0.27$ である。

5. 壁面衝突噴霧の計算

5.1 計算条件 噴射条件は表2と同様であるが、衝突距離 $Z_w=30$ [mm]、壁面温度 T_w を560, 660, 760 [K]とした。また、燃料はn-トリデカンである。この場合、壁面過熱度はそれぞれ $\Delta T_{sat}=50, 150, 250$ [deg.]となり、固液界面での沸騰現象はそれぞれ核沸騰、遷移沸騰、膜沸騰となる。

5.2 計算結果 図10に噴射開始から $t=1.5$ [ms]のときの燃料蒸気濃度および液滴パーセルの空間分布を示す。(a)はオリジナルコードによる計算結果、(b), (c), (d)はそれぞれ核沸騰、遷移沸騰、膜沸騰の場合の計算結果である。オリジナルコードの場合、壁面からの熱伝達が考慮されておらず、各壁面温度による計算結果が同等のものとなったため、一つの結果のみを示した。

図10において、(a)では壁面からの熱伝達が考慮されていないこと、噴霧の壁面衝突挙動が詳細に記述されていないことから、蒸気濃度分布が非常に希薄なものとなっており、壁面上の液滴も比較的大きいことが分かる。核沸騰の条件で計算された(b)では、液膜形成モデル^{(8),(9)}が適用されており、液滴分布から、壁面上に厚みを持った液膜が形成されている様子が伺える。さらに、遷移沸騰、膜沸騰の条件で計算された(c), (d)では、壁面上に非常に高濃度の蒸気が形成されており(壁面上の白色部分は蒸気濃度が10 [mol/m³]以上である)、液膜を形成せず液滴が飛散するという両沸騰形態の挙動が記述されていることが分かる。

図11は各計算結果での燃料蒸気質量の時間変化を示している。この図より、壁面温度が上昇するほど蒸気の形成が活発になることが伺える。膜沸騰より遷移沸騰の方が壁面衝突後の液滴径は小さく、熱伝達率は大いだが、壁面と液滴との温度差は膜沸騰の方が大きい。結果として膜沸騰の方が蒸気量が多くなったと考えられる。

Fig.10 Comparison of spatial distribution of fuel vapor concentration and droplet parcels ($t=1.5$ [ms])

6. 結言

多成分燃料噴霧のモデリングに当たり、その第一段階として燃料成分の違いによる噴霧への影響についてシミュレーションを行ない、噴霧内に生じると予測される成分分布について示した。次に、燃料成分の違いによって同一温度の壁面に衝突した場合に、固液界面で生じる沸騰形態の変化を示唆し、それらの現象を詳細に記述した壁面衝突モデルの構築を行なった。これにより、オリジナルコードでは壁面温度に関わらず同等とされていた液滴の壁面衝突現象を、本研究のモデルを用いることによって、より広範囲の液滴の沸騰現象を扱うことができるようになった。

本報で提案したモデルにおいては、あらゆる燃料の沸騰現象が壁面過熱度で整理できることから、ディーゼル機関のみでなく、筒内直接噴射式ガソリン機関の

Fig.11 Temporal change in fuel vapor mass

噴霧に対しても適用可能である。

本研究の一部は、ダイハツ工業（株）および日本機械学会研究分科会RC163の補助によって行なわれた。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- (1) 例えば、千田、岩下、倉橋、斎藤、藤本、自技論, Vol.25.No.2, (1994), pp.76-81.
- (2) 千田、神田、小林、田邊、藤本、機論, 63-607(B), (1997), pp.323-327.
- (3) 神田、千田、小林、田邊、藤本、機論, 63-607(B), (1997), pp.328-333.
- (4) Amsden, A. A., Ramshaw, J. D., O'Rourke, P. I. and Dukowicz, J. K., Los Alamos National Laboratory report, LA-10254-MS, (1985).
- (5) Amsden, A. A., O'Rourke, P. I. and Butler, T. D., Los Alamos National Laboratory report, (1987).
- (6) 千田、小林、岩下、藤本、機論, 60-578(B), (1994), pp.3563-3570.
- (7) Senda, J., Kobayashi, M., Iwashita, S. and Fujimoto, H., SAE Paper, No.941894, (1994).
- (8) Senda, J., Kanda, T., Al-Roub, M., Farrell, P. V., Fukami, T. and Fujimoto, H., SAE Paper, No.970047, (1997).
- (9) 千田、神田、草野、藤本、機論, 65-629(B), (1999), pp.389-396.
- (10) Canaan, R. E., Dec, J. E., Green, R. M. and Daly, D. T., SAE Paper, No.980510, (1998).
- (11) Siebers, D. L., SAE Paper, No.980809, (1998).
- (12) 宮川、永岡、大澤、山田、自技会講演前刷集, No.971, (1997), pp.321-324.
- (13) Ayoub, N. S. and Reitz, R. D., SAE Paper, No.950285, (1995).
- (14) Lippert, A. M. and Reitz, R. D., SAE Paper, No.972882, (1997).
- (15) Abraham, J. and Magi, V., SAE Paper, No.980511, (1998).
- (16) 千田、檜垣、高橋、高木、足立、藤本、機論投稿中
- (17) Senda, J., Dan, T., Takagishi, S., Kanda, T. and Fujimoto, H., The 7th Int. Conf. Liquid and Spray Systems (ICLASS-97), (1997), pp.149-156.
- (18) 竹内、千田、佐藤、内燃機関, 21-268, (1982), pp.9-18.
- (19) 千田、山田、竹内、三木、機論, 52-481(B), (1986), pp.3372-3379.
- (20) 千田、山田、藤本、三木、機論, 53-485(B), (1987), pp.176-182.
- (21) Watchers, L. H. J. and Westerling, N. A. J., Chem. Eng. Sic., Vol.21, (1966), pp.1047-1057.
- (22) Naber, J. D. and Reitz, R. D., SAE Paper, No.880107, (1988).
- (23) Naber, J. D., Enright, B. and Farrell, P., SAE Paper, No.881316, (1988).
- (24) 大久保、生産研究, 46-12, (1994), pp.635-642.
- (25) 佐藤、鈴木、徳岡、機論, 51-465(B), (1985), pp.1703-1711.
- (26) Rayleigh, L., Proc R. Soc., 29, (1879), 71.