

低圧プレナムでの FCI における Phase A 圧力の評価

1. 始めに

溶融炉心物質が制御棒下部案内管等を通して炉心下方向にある低圧プレナムに流出する際の FCI（第 1 図）では、最初の炉心物質とナトリウムの接触は単相の液—液接触となるため、Phase A の可能性を考慮する必要がある。本資料ではこの Phase A の発生圧力の評価を行った結果を示す。

2. 理論的検討

炉心から溶融した燃料が制御棒下部案内管を通して低圧プレナムへ流入を開始する時点を考える。炉心の構造材が全て 3,200K で溶融した状態を想定すると、その液位は約 36cm となり、炉心プールの液面から低圧プレナム上面までの距離は約 1.7m となる。Phase A の継続時間、すなわち圧力波が低圧プレナム上面と炉心プール液面間を往復する時間は溶融燃料内の音速（約 3,478m/s）を用いると約 1ms（ $2 \times 1.7 / 3,478 = 9.775 \times 10^{-4} \text{s}$ ）となる。また、炉心から流出する溶融燃料の流速はベルヌーイの式から、 $\sqrt{2gh} = 5.77 \text{ (m/s)}$ 、Phase A を考慮すべき溶融燃料の浸入距離は約 5.6mm となるため、ここでは低圧プレナム上面における制御棒下部案内管の断面（直径 3cm）での液—液接触のみを考える。

保守性と簡易化のために、液—液接触界面から低圧プレナム内に広がる 3 次元的な圧力波の伝播は考えず、接触界面から下方向に伝播する 1 次元的な圧力波として解析を行う。溶融燃料の温度を 3,200K、ナトリウムの温度を 623.15K（350℃）とする。両者の液—液接触境界面の接触温度 T_i は熱物性のみから定まり、約 1,491K で一定となる。ナトリウム側では、第 2 図に示すように、境界温度を T_i として熱伝導によって時間とともに温度境界層が発達していく。このナトリウム側の温度上昇に伴う熱膨張によってナトリウム側に発生する単相圧力がいわゆる FCI における Phase A 圧力である。実際には燃料側の温度低下に伴う収縮によってナトリウム側の単相圧力は緩和されるが、ここでは保守的に燃料側の収縮は考えない。

ナトリウム側の温度分布の時間変化は境界温度一定の境界条件での熱伝導であり、プロファイル法で求めると、接触境界からの距離を x 、時間を t 、接触境界面温度を T_i 、ナトリウム初期温度を T_c （一様）として、次式で与えられる。

$$T(x,t) = \begin{cases} T_i - \left(\frac{x}{\sqrt{3at}} - \frac{x^2}{12at} \right) (T_i - T_c) & \text{for } x \leq \sqrt{12at} \\ T_c & \text{for } x > \sqrt{12at} \end{cases} \quad (1)$$

すなわち、接触境界面から $\sqrt{12at}$ まで熱伝導の影響が及ぶ。この距離を温度浸透距離と呼ぶ。ここで、 a はナトリウムの温度拡散率である。

この温度分布と 623.15K におけるナトリウムの線膨張係数 $1.1523 \times 10^{-4} \text{ (1/K)}$ から Phase A の継続時間である約 1ms 後のナトリウムの熱伸びを求めると約 $2.95 \times 10^{-5} \text{ (m)}$ となる。低圧プレナムの底板（厚み 35mm、直径 1,730mm）の中心がこの伸びだけ下向きにたわむとしても底板内の引

つ張り応力は約 100MPa 程度であり、底板の材質である SUS32HP の引張強さ（約 400MPa）よりも十分に小さく、Phase A の圧力は構造的にはほとんど影響を与えない。しかしながら、以下では圧力伝播の評価も行うこととする。

接触境界面からの圧力波の到達距離に対して、温度浸透距離内の熱伸びによる歪みが均一に分布すると仮定してナトリウムの体積弾性率約 4.99×10^9 (Pa) (623.15K) を用いて発生圧力を求めた結果を第 3 図に示す。圧力波の到達距離は時間に対して 1 次関数、温度浸透距離は時間の平方根の関数であるため時刻 0 の極限では圧力は単調に増大していくが、線膨張率 α 、体積弾性率 κ と温度差 ΔT から定まる上限値 $\alpha\kappa\Delta T$ が存在し、約 500MPa ($((1,491(K)-623.15(K)) \times 1.1523 \times 10^{-4}(1/K) \times 4.99 \times 10^9$ (Pa) = 4.99×10^8 (Pa)) となる。第 3 図の時刻 1ps における発生圧力はほぼこの値に等しくなっている。時間の経過とともに圧力は急速に低下し、約 21cm 離れた低压プレナムの底面に圧力が到達する約 87 μ s の時点では数～約 10 気圧程度まで低下する。ただし、この圧力は熱膨張による歪みが圧力波の到達距離内に均一に分布すると仮定して求めたものであり、圧力波の波面の局所的な圧力はこれよりも高いと考えられる。なお、ここで評価に用いた各種物性値は S I M M E R—III の状態方程式及び熱物性関数^{1,2}を用いている。

3. 圧力波伝播解析

第 2 図に示す体系における熱膨張による単相圧力波の伝播挙動を S I M M E R—III を用いて解析した。解析体系は 1 次元で低压プレナムの高さ 21cm を第 1 表に示すメッシュ分割を用いて解析を行った。メッシュ総数は 1,000 とし、初期に急峻な温度及び圧力分布の生じる左端 (I=1~300) については、1 μ m から 4 μ m と小さなメッシュ幅とし、また、解析タイムステップも初期の 10 サイクルは 1×10^{-9} s、その後は最大 1×10^{-8} s としている。この解析体系に対して、(1)式の時間依存の温度分布を与え、単相圧力波の発生と伝播挙動を解析した。なお、S I M M E R—III の単相圧力波の伝播挙動への適用性については、水撃現象の検証解析³を行い、発生圧力及び圧力波の伝播速度ともに理論値を再現することを確認している。

燃料とナトリウムの接触地点（低压プレナムの上面）から低压プレナムの底面にかけての圧力分布を 10 μ s ごとに 120 μ s までプロットした結果を第 4 図、低压プレナム上面と底面における圧力履歴を第 5 図に示す。第 5 図において燃料とナトリウムの液—液接触面で発生する熱膨張による発生圧力は約 9.45×10^7 Pa と解析されている。これは、理論的検討において圧力波伝播距離がこの地点のメッシュサイズと等しい 1 μ m になる約 4.2×10^{-10} s の圧力評価値が約 9.46×10^7 Pa と同程度であることと整合している。その後、液—液接触面で発生した圧力波は低压プレナム底面に向

¹ Morita, K. and Fischer, E. A., “Thermophysical properties and equations of state for fast reactor safety analysis Part I: Analytic equation-of-state model,” Nucl. Eng. Des., 183, pp.177-191, 1998.

² Morita, K., et al., “Thermophysical properties and equations of state for fast reactor safety analysis Part II: Properties of fast reactor materials,” Nucl. Eng. Des., 183, pp.193-211, 1998.

³ Kondo, Sa. , Tobita, Y., et al. “Phase 1 Code Assessment of SIMMER-III, A Computer Program for LMFBR Core Disruptive Accident Analysis,” JAEA-Research 2019-009, March 2020.

かって伝播する。圧力波の到達によって発生する低圧プレナム底面での圧力ピーク約 4.4MPa の発生時刻は約 90 μ s であるが、これは低圧プレナムの高さ (21cm) とナトリウム中の音速約 2,407m/s から求める到達時刻約 87.2 μ s に近い。低圧プレナム底面での圧力ピークは約 4.4MPa、その半値幅は約 8 μ s と極めて短く、その後は約 10 気圧程度に維持される。ただし、この圧力は 2. で求めた液-液接触境界面におけるナトリウムの熱膨張が約 30 μ m であることから、ほんの僅かな低圧プレナム周囲の構造物の変形又はナトリウムの流出によって減圧される。

2. の理論的検討も含めてこれらの解析結果は液-液接触面から圧力波が 1 次元的に伝播するという極めて保守的な仮定の元に求めた結果であり、実際の圧力波は直径 3cm の制御棒下部案内管の断面に相当する液-液接触面から 3 次元のほぼ球面状に伝播するため、圧力波が到達する各地点での圧力はこれらの評価値よりも大幅に低減される。例えば、液-液接触面の圧力波を直径 3cm の球面からの圧力波とみなせば、その 7 倍の距離にある低圧プレナム下面に到達した時点における圧力値は今回の評価値の $(1/7)^2=0.02$ 倍、すなわち約 1/50 程度に緩和される。

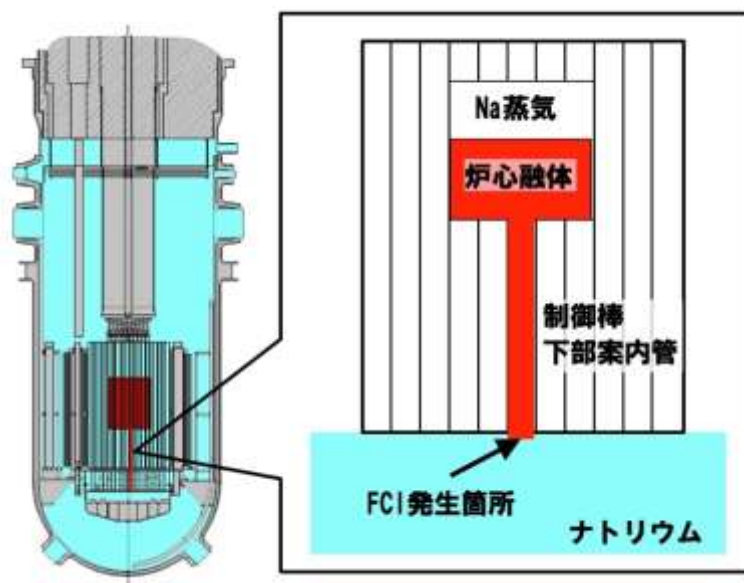
4. まとめ

溶融炉心物質が制御棒下部案内管等を通して炉心下方向にある低圧プレナムに流出する際の FCI における Phase A の発生圧力の評価を行った。理論的検討から、1ns 以下の極短時間では数 100~5,000 気圧程度の高い圧力が接触界面から 10 μ m 以下の極少の領域で発生するが、圧力波の伝播とともに急激に低下し、低圧プレナム底面に到達する時点では数~約 10 気圧程度の圧力となることが示された。SIMMER-III による Phase A 圧力伝播の解析では、低圧プレナム底面でのピーク圧力は約 4.4MPa、その半値幅は約 8 μ s 程度であり、ピーク圧力後は約 1MPa となった。これらの理論的検討結果及び解析結果は、液-液接触面から圧力波が 1 次元的に下方向のみに伝播するという極めて保守的な仮定を用いて求めた結果であり、液-液接触地点から球面状に伝播する実際の圧力波では、圧力波が到達する低圧プレナム各地点での圧力はこれらの評価値よりも数 10 分の 1 以下に低減される。また、Phase A が継続する約 1ms の間に液-液接触面で発生するナトリウムの熱膨張は約 30 μ m 程度であり、低圧プレナム周囲の構造にはほとんど影響を与えない。

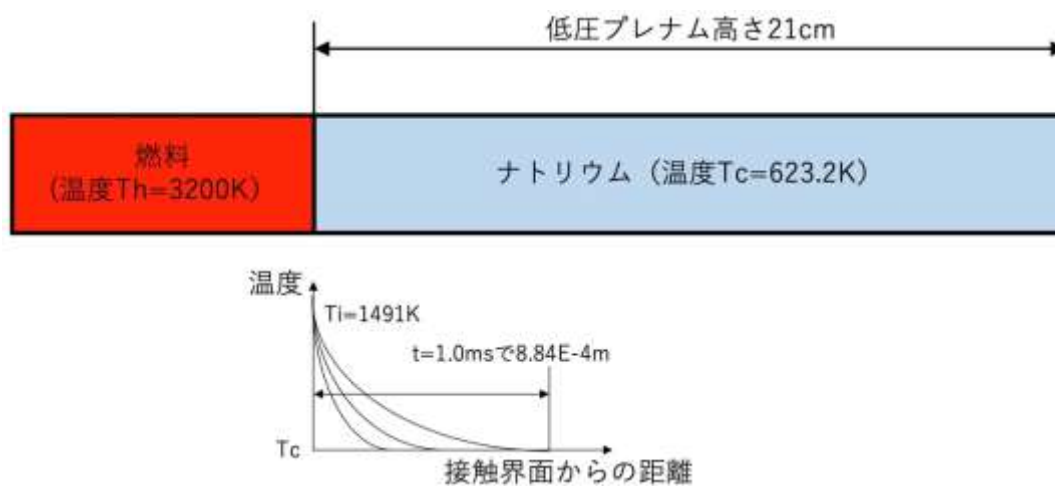
第1表 SIMMER-IIIによる Phase A 伝播解析メッシュ

メッシュ数	メッシュ幅 (m)	領域幅 (m)	領域右端位置 (m)
100	1.00E-06	1.00E-04	1.00E-04
100	2.00E-06	2.00E-04	3.00E-04
100	4.00E-06	4.00E-04	7.00E-04
100	8.00E-06	8.00E-04	1.50E-03
100	1.60E-05	1.60E-03	3.10E-03
100	3.20E-05	3.20E-03	6.30E-03
100	6.40E-05	6.40E-03	1.27E-02
100	1.28E-04	1.28E-02	2.55E-02
50	2.56E-04	1.28E-02	3.83E-02
50	5.12E-04	2.56E-02	6.39E-02
57	1.02E-03	5.84E-02	1.22E-01
43	2.04E-03	8.77E-02	2.10E-01

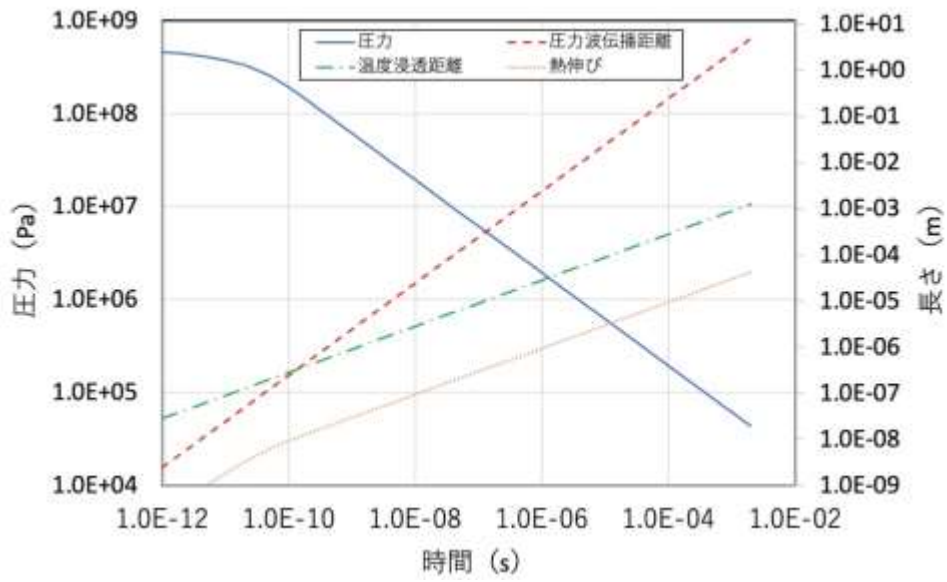
合計 : 1,000



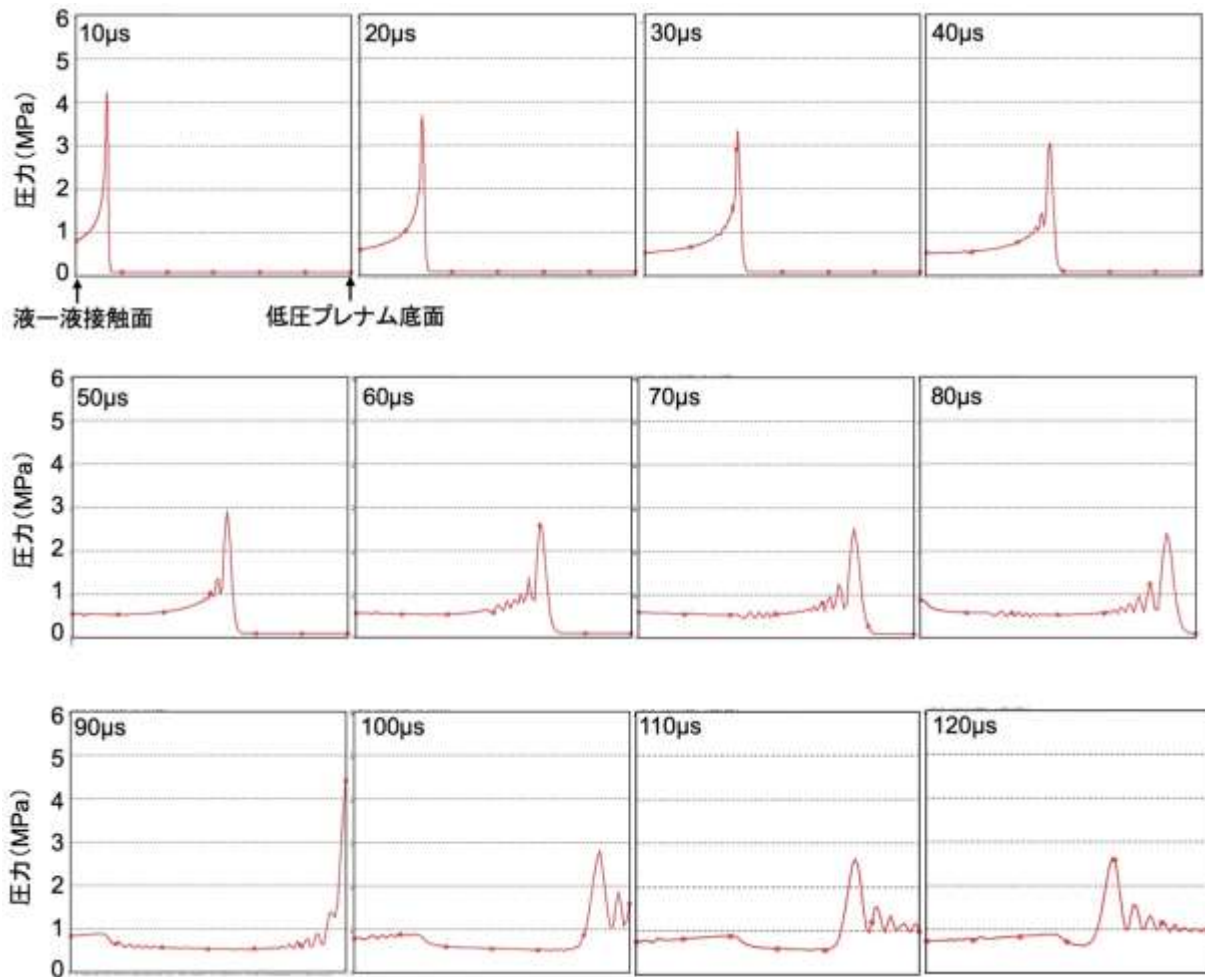
第1図 低圧プレナムにおける FCI



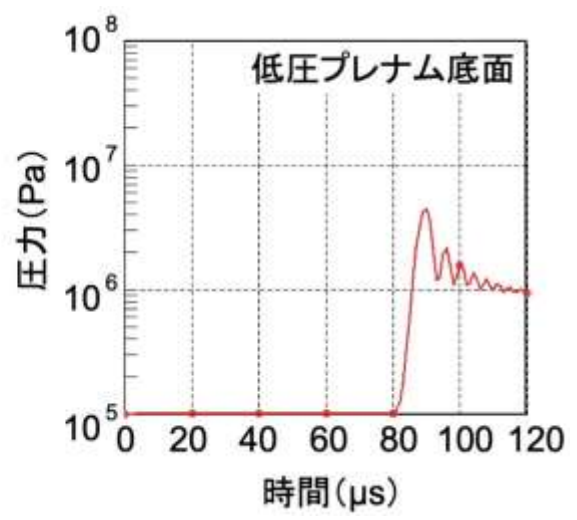
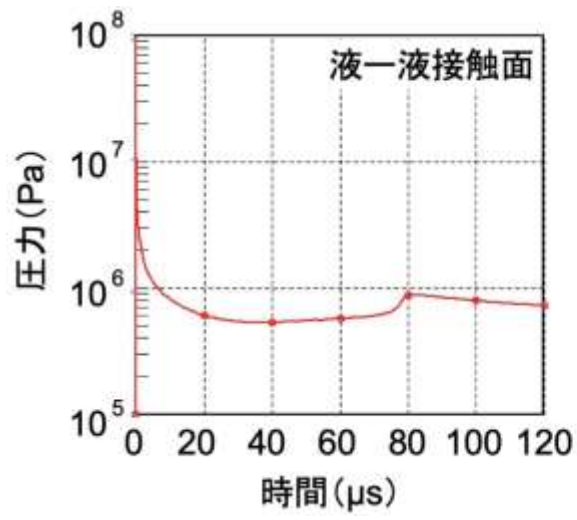
第2図 燃料とナトリウムの接触境界における温度境界層の発達



第3図 Phase A 圧力評価結果



第4図 Phase A 圧力波伝播挙動解析結果



第5図 Phase A 圧力波伝播挙動解析結果

添付1 接触境界面温度

高温物質（温度 T_h 、熱伝導度 λ_h 、密度 ρ_h 、定圧比熱 C_{ph} ）と低温物質（温度 T_c 、熱伝導度 λ_c 、密度 ρ_c 、定圧比熱 C_{pc} ）が接触すると、その接触境界面の温度 T_i は次式で一定となる。

$$T_i = \frac{\sqrt{\lambda_h \rho_h C_{ph}} T_c + \sqrt{\lambda_c \rho_c C_{pc}} T_h}{\sqrt{\lambda_h \rho_h C_{ph}} + \sqrt{\lambda_c \rho_c C_{pc}}} \quad (1)$$

ただし、高温物質が溶融燃料、低温物質がナトリウムのように T_i が高温物質の融点よりも低くなる場合は、 T_i は次式で求める⁴。

$$T_i = \frac{T_{m.p.} + T_c \eta_c \operatorname{erf} \phi}{1 + \eta_c \operatorname{erf} \phi} \quad (2)$$

$$\phi = \frac{C_{p_{hs}}(T_{m.p.} - T_c)}{Q_L \sqrt{\pi}} \left\{ \frac{\eta_c}{\exp \phi^2 (1 + \eta_c \operatorname{erf} \phi)} - \frac{\eta_h}{\exp \{\beta^2 (1 + \epsilon)^2 \phi^2\} \operatorname{erfc} \{\beta (1 + \epsilon) \phi\}} \left(\frac{T_h - T_{m.p.}}{T_{m.p.} - T_c} \right) \right\} \quad (3)$$

$$\eta_c = \frac{\lambda_c}{\lambda_{hs}} \sqrt{\frac{a_{hs}}{a_c}},$$

$$\eta_h = \frac{\lambda_{hl}}{\lambda_{hs}} \sqrt{\frac{a_{hs}}{a_{hl}}},$$

$$\beta = \sqrt{\frac{a_{hs}}{a_{hl}}},$$

$$\epsilon = \frac{\rho_{hs}}{\rho_c} - 1.$$

ここで、 $T_{m.p.}$ は高温物質の融点、 a は温度拡散率、添え字 s, l は solidus と liquidus である。

⁴ Carslaw, H. S. and Jaeger, J. C., "CONDUCTION OF HEAT IN SOLIDS," 2nd Edition, Oxford at the Clarendon Press.

添付2 温度分布及び熱伸び

ナトリウム温度 T_c 、接触境界面温度 T_i として、接触界面から温度浸透距離までの温度境界層内の温度分布を境界面からの距離 x の2次式で近似し、境界面で温度 T_i 、温度浸透距離で温度 T_c 及び温度勾配0、温度境界層内の熱バランスから2次式の係数を決定することで次式を得る。

$$\frac{T - T_i}{T_c - T_i} = \frac{2}{\sqrt{3}}\xi - \frac{1}{3}\xi^2$$
$$\xi = x/2\sqrt{at}$$

したがって、 $\xi = \sqrt{3}$ 、即ち $x = \delta = \sqrt{12at}$ のとき、 $T = T_c$ となる。 δ は温度浸透距離である。温度分布を x と t で明示的に記した式は以下である。

$$T(x, t) = T_i - \left(\frac{x}{\sqrt{3at}} - \frac{x^2}{12at} \right) (T_i - T_c)$$

この式と T_c の差、即ち各地点の初期温度からの温度上昇幅を $x = 0$ から $x = l$ まで積分し、線膨張率 α を乗ずることで温度上昇による熱伸びを求める。すなわち、熱伸び Δl は

$$\Delta l = \alpha \int_0^l (T(x, t) - T_c) dx = \alpha (T_i - T_c) l \left(1 - \frac{l}{\sqrt{12at}} + \frac{l^2}{36at} \right)$$

となる。