解　説

広島原爆炸裂の初期プロセスについての考察
ーリトルボーイノートよりー

今中哲二*
京都大学原子炉実験所

大阪府泉南郡熊取町朝代西 2 丁目

はじめに

広島原爆の炸裂直後に、いわゆる“黒い雨”が広島市内外で広汎に降ったことはよく知られている。しかし、黒い雨に含まれていた放射能量やそれにともなう被曝量となると、よく分からない部分が多い。太田川デルタ地域の旧市内については、理化学研グループなどによる原爆直後の測定データがあり、ある程度の評価は可能であるが、原爆キノコ雲が流されて大雨が観察されている北西方向の山間部については評価に使える測定データがなかった。私たちのグループは、黒い雨地域での被爆者対策の拡充を検討していた広島市当局の協力を得て、2008 年頃からセシウム 137、ウラン 235、ウラン 236 といった核種の測定により広島原爆の痕跡をつかもうとしたがうまく行かなかった［1］。一方、気象研の青山道夫さん（現福島大）から、原爆当時の気象データを基に黒い雨の気象シミュレーションをやってみようという提案が出てきて、HiSOF（Hiroshima Study Group on Re-construction of Local Fallout from A-bomb in 1945）が立ち上がり、筆者は、原爆炸裂プロセスのモデル化と放射能量計算を担当することになった［2］。文献を調べたり、簡単な計算を行ったりした作業結果を「リトルボーイノート」という内部資料にまとめておいた。HiSOF の活動は、気象データ再現の問題により頓挫中で、筆者の作業も 2011 年 3 月の福島原発事故で中断したままである。このたび、放射化学の編集部より原稿依頼があった機会に、2010 年末までにまとめてあった「リトルボーイノートその 8」までを、ほぼそのままの“読み物”として紹介させて頂く。

☆ノートその 1：構造

広島・長崎原爆の構造・組成は、今でも非公開であるが、さまざまな“想定図”が出回っている。その中で、もっとも詳しくて“確かそうな”リトルボーイが Fig 1-1 である［3］。

H がターゲット側ウラン（円柱ディスク外径 10.16cm、25.62kg）で、T が射出側ウラン（円筒リング外径 15.9cm、38.53kg）である。X が火薬で、T は、V（炭化タングステンでできたプラグ）、W（バックスチール）と一体で“発射”されてターゲットウランと合体する。E、I（外径 33.0 ｃｍ）、V が炭化タングステン（比重 15.6）のタンパーで、頭部全体は外径 71.1cm の円柱形スチールに埋め込みになっている。

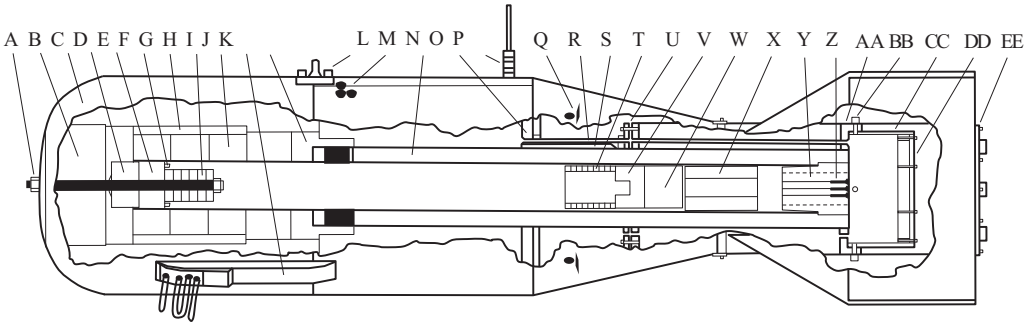
装荷ウラン量は 64.15kg になるが、その濃縮度は、オークリッジの電磁分離器（Calutron）の性能が安定せず、均一ではなかった。本メモでは、文献 3 を参考に、濃縮度 89％が 50kg、50％が 14kg で『平均 80％』としておく。

☆ノートその 2：臨界量と臨界終了時のふくれ具合

リトルボーイ（以下 LB）に装荷されていたウラン量は 64.15kg であったとする。その体積は 3.43 リットル（密度 18.7g/cm^3）となり、球にすると半径は 9.36cm でバレーボール程度である。（長崎ファットマンの場合は、プルトニウム 6.2kg 半径 4.2cm で、テニスボールよりちょっと大きい。）

ここで見積もりたいのは、ウラン球が膨れ反応度が低下して超臨界から臨界ちょうどに戻ったときのウランの大きさ（膨脹の程度）である。（こ

* Corresponding author, e-mail: imanaka@rri.kyoto-u.ac.jp



A. Front nose elastic locknut attached to 1.0” diameter cadmium-plated draw bolt
B. 15.125” diameter forged steel nose nut
C. 28.0” diameter forged steel target case
D. Impact absorbing anvil wit5h shim
E. WC tamper insert base
F. Polonium-Beryllium initiators (4)
G. 15” diameter K-46 steel WC tamper liner sleeve
H. 4.0” diameter U-235 target insert discs (6)
I. 13” diameter 3-piece WC tamper linear assembly
J. Yagi antenna assembly
K. Target-case to gun-tube adapter
L. Lift lug
M. Safing/arming plugs (3)
N. 6.5” bore gun tube
O. 28” diameter bulkhead plate
P. Electrical plugs (3)
Q. Baro ports (8)
R. 0.75” diameter armored tube containing primer wiring (3)
S. 1.0” diameter rear alignment rod (3)
T. 6.25” diameter U-235 projectile rings (9)
U. Tail tube forward plate
V. Projectile WC filler plug
W. Projectile steel back
X. 2-pound WM slotted-tube Cordite powder bags (4)
Y. Gun breech with removable inner breech plug and stationary outer bushing
Z. Mark 15 Mod 1 electric gun primers (3)
AA. Trail tube aft plate
BB. 2.25” long 5/8-18 socket-head tail tube bolts (4)
CC. 15” diameter armored inner tail tube
DD. Inner armor plate bolted to 15” diameter armored tube
EE. Rear plate (w/smoke puff tubes) bolted to 17” diameter tail tube
- Numbers in () indicate quantity of identical components.

Fig. 1-1.　Cross-section drawing of Little Boy [3].

の時の核分裂がもっとも盛んなはずなのでその大きさの形状モデルで、いずれ MCNP モンテカルロコードを使って中性子スペクトルを計算してみようという魂胆もある。）

まずは、40 年以上前に使った、Glasstone と Edlund による炉物理の教科書［4］（以下、G&E 本）をひっぱり出してきて、『一群エネルギー・球形近似』の解析的手法でウラン臨界量を計算してみた。裸の場合の臨界量や、タングステンや炭化タングステン反射体付きの場合の臨界量を計算して、文献値・実験値と比較してみると案外とうまく行った。その計算手法を応用して、LB 臨界終了時の半径を求めると 10.8cm という値が得られた。

2-1. 裸のウラン球の臨界量

真空中に置かれている、裸の球形ウラン塊の臨界量を考える。中性子エネルギーは核分裂生成エネルギー 1 群（約 2MeV）とする。G&E 本の（5-35-1）式にならって、中性子の挙動を 1 群の拡散方程式で表すと

$$D\Delta\phi(r) + (\eta - 1)\Sigma_a\phi(r) = \frac{\partial n(r)}{\partial t} \qquad (2\text{-}1)$$

ここで、D：中性子束に対する拡散定数［LT^{-1}］、ϕ：中性子束［$L^{-2}T^{-1}$］、Σa：マクロ吸収断面積［L^{-1}］、η：

吸収中性子当りの中性子発生数、n：中性子密度［L^{-3}］。
(2-1) 式左辺の第 1 項は『中性子束の“沸きだし”』で、第 2 項は『中性子の発生』である。
定常状態（つまり臨界ちょうど）では、右辺の時間変化はゼロなので

$$D\Delta\phi + (\eta - 1)\Sigma_a\phi = 0 \qquad (2\text{-}2)$$

となる。ここで、

$$B^2 = \frac{(\eta - 1)\Sigma_a}{D} \qquad (2\text{-}3)$$

とおくと、

$$\Delta\phi(r) + B^2\phi(r) = 0 \qquad (2\text{-}4)$$

が得られる。(2-4) 式の解を球座標系で求めると（G&E 本 p179）、

$$\phi(r) = A\frac{\sin Br}{r} \quad (\text{A は定数}) \qquad (2\text{-}5)$$

さらに、境界条件、『ウラン球表面での ϕ(r) 値は、そこの勾配で 0.71×λ_t の距離ほど外挿したら ϕ(r) = 0 となる』という輸送理論の知見（G&E 本 p167）を用いる。λ_t(=3D) は中性子輸送の平均自由行程で、

$$R_L = R_C + 0.71 \cdot \lambda_t \qquad (2\text{-}6)$$

として　$\phi(R_L) = A\dfrac{\sin BR_L}{R_L} = 0$　(2-7)

が得られる。(2-7) 式が成立するためには、$BR_L = a\pi$（a は任意の整数）となり、$B^2 = \left(\dfrac{a\pi}{R_L}\right)^2$ が (2-4) 式の固有値となる。そして a=1 として、

$$R_L = \frac{\pi}{B} \qquad (2\text{-}8)$$

となり、(2-3) と (2-6) を代入・整理すると

$$R_C = \pi\left(\frac{D}{(\eta - 1)\Sigma_a}\right)^{1/2} - 0.71 \cdot \lambda_t \qquad (2\text{-}9)$$

中性子の輸送理論近似より、

$$D = \frac{1}{3\Sigma_t(1 - 4\Sigma_a / 5\Sigma_t)} \qquad (2\text{-}10)$$

なので、ウランに対する必要な特性値が分かれば、(2-9) 式より臨界半径 *Rc* を計算することができる。

Table 2-1 に U-235、U-238 の主な特性値［5］、Table 2-2 に裸の場合の臨界半径と重量の計算値を示す。Table 2-2 の右端は文献値［6］で、計算値とまずまず一致している。LB の濃縮度 80% の臨界量は約 70kg なので、反射体がなければ LB

Table 2-1　Cross sections of U-235, U-238 and Pu-239 for neutrons of fission energy spectrum, barn［5］and *ν* value［6］.

	σ_t	σ_s	σ_a	σ_f	σ_{cap}	ν
^{235}U	7.71	6.36	1.34	1.238	1.34	2.6055
^{238}U	7.79	7.39	0.391	0.3085	0.391	2.601
^{239}Pu	7.71	5.85	1.86	1.801	0.053	3.01

Table 2-2　Critical radius and critical mass for enriched uranium of 100, 93.7 and 80 % and Pu-239.

	Density g cm^{-3}	Σ_t cm^{-1}	Σ_a cm^{-1}	Σ_f cm^{-1}	η	λ_t cm	Cal by Imanaka		Literature
							R_c, cm	M_c, kg	M_c, kg
^{235}U 100%	18.7	0.364	0.063	0.059	2.41	3.19	8.58	49.4	49
^{235}U 93.7%	18.7	0.365	0.061	0.056	2.38	3.16	8.89	55.0	52.25
^{235}U 80 %	18.7	0.365	0.054	0.050	2.34	3.11	9.65	70.4	68
^{239}Pu	19.8	0.385	0.093	0.090	2.92	3.22	5.43	13.3	10.5

のウランは臨界に至らない。

2-2. 反射体がある場合の臨界量

半径 Rcm の中心ウランのまわりに厚さ Tcm の反射体がある場合の臨界量を考える。

中心部の中性子束に対しては、(2-4) 式と同様に（G&E 本 p200)、

$$\Delta\phi_c(r) + B_c{}^2\phi(r) = 0、\quad \Delta\phi_r(r) - k_r{}^2\phi(r) = 0 \qquad (2\text{-}11)$$

添字の c と r は、中心部(core)と反射体(reflector)を示し、

$$B_c{}^2 = \frac{(\eta-1)\Sigma_{ac}}{D_c}、\quad k_r{}^2 = \frac{\Sigma_{ar}}{D_{cr}} \text{である。}$$

(2-11) 式を解くと、$\phi_c(r) = A\dfrac{\sin B_c r}{r}$、

$$\phi_r(r) = A'\frac{\sinh k_r(R+T-r)}{r} \qquad (2\text{-}12)$$

が得られる。(2-12) 式に対し、中心部と反射体の『境界面での中性子束の連続』、『反射体表面から外挿距離での $\phi r = 0$』という境界条件を与えると、R と T の関係式が得られる。

$$\cot B_c R = \frac{1}{B\ R}\left(1-\frac{D_r}{D_c}\right) - \frac{D_r}{D_c B_c L_r}\coth\frac{T}{L_r}$$

(2-13)　（ただし $L_r = 1/k_r$）

(2-13) 式を使って、T（反射体厚さ）が与えられたときの臨界量（R）を計算できる。93.5％濃縮のウラン球に W（タングステン）や WC（炭化タングステン）の反射体をつけたときの臨界量文献値［6］があったので、対応する計算をして比較してみた。Table 2-3 から、反射体付きの場合でも、うまく計算できていると考えてよい。

最後に、濃縮度 80% で超臨界のリトルボーイ球形コアが膨れながら『臨界ちょうど』になったときの半径を、WC 反射体 12cm の反射体付きで計算してみると、10.8cm となった。元の半径は 9.34cm なので、『わずかに約 1.5cm ふくれたところで臨界終了』ということになる。

ついでに、コア半径 9.34cm、WC 反射体 12cm という形状で臨界となるウランの η 値を決めると 1.72 となった。つまりこの形状では、系から外部へ漏洩しない中性子の割合は 1/1.72 = 0.58 である。濃縮度 80% のウランの η 値は 2.34 なので、『リトルボーイの実効増倍係数は 2.34×0.58 = 1.36 であった』と見積もることができる。

☆ノートその 3：核分裂の時間スケール

「ノートその 2」では、リトルボーイは『臨界終了までに 1.5cm ほどしか膨れなかった』、また、核分裂がはじまったときの『実効像倍係数 K_{eff} は 1.36 であった』と見積もった。このメモでは、核分裂の時間スケールと中心部温度についてまとめておきたい。

3-1. 核分裂の時間スケール

‘実効増倍係数’は原子炉理論で用いられる概念で、『ある世代』で生まれた中性子の数が原子炉内での吸収分裂の結果、『次の世代』で何倍になっているかを表している。つまり、実効増倍係数は、『世代増倍係数』であるが、ここではまず、それを『時間増倍係数』に変換する。

『世代の長さ』は、(中性子速度) ÷ (中性子吸収の平均自由行程) と考えてよい。2MeV の中性子の速度は 2×10^9 cm/sec で、80% 濃縮ウランの吸収平均自由行程（$1/\Sigma_a$）は 18.4cm なので、世代時間 $\tau = 9.2\times10^{-9}$ sec（約 10 nsec）となる。t=0

Table 2-3　Critical radius and critical mass for 93.7 % enriched uranium with W/WC reflector

Reflector thickness	W reflector			WC reflector		
	Cal by Imanaka		Literature	Cal by Imanaka		Literature
	R_c, cm	M_c, kg	M_c, kg	R_c, cm	M_c, kg	M_c, kg
2.54 cm	7.42	32.0	31.2	7.24	29.7	–
5.08 cm	6.78	24.4	24.1	6.52	21.7	21.3
10.16 cm	6.36	20.1	19.4	6.00	16.9	16.5

で 1 個の核分裂が起きたとすると、1 世代時間後には中性子束は K_{eff} 倍となり、核分裂数も K_{eff} 倍となる。つまり、時間 t での（毎秒当り）核分裂速度 $f(t)$ は、

$$f(t) = k_{eff}{}^{t/\tau_f} = e^{\alpha t}、\alpha = \frac{\ln k_{eff}}{\tau} \qquad (3\text{-}1)$$

LB の場合、α = 33.3 μsec^{-1} となる。この α 値は、原爆としてはかなり小さい（遅い）値のようで、ガンタイプ原爆の不効率を示しているようだ。時間 t での積算の核分裂数 F（t）は、(3-1) 式を積分して、

$$F(t) = \int_0^t f(t)dt = \frac{1}{\alpha}(e^{\alpha t} - 1) \approx \frac{1}{\alpha}e^{\alpha t} \qquad (3\text{-}2)$$

核分裂当りの放出エネルギーは 200MeV であるが、コア部分に蓄積するエネルギーは 2 個の核分裂片の運動エネルギー 170MeV とし、(α 値一定として）核分裂開始後の放出エネルギー量を計算してプロットしてみた（Fig. 3-1）。Fig 3-1 (a) の放出エネルギーは対数表示（ひと目盛り 10^5）で、Fig 3-1(b) はリニア表示。1 kton 当りの核分裂数を 1.45×10^{23} 個［7］とすると、16kton で 2.32×10^{24} 個となる。1 MeV = 1.6×10^{-12} Joule として、LB コアの内部エネルギーは 6.31×10^{13} Joule となる。Fig.3-1 の Melting point（1405 K）と Evaporation point（4018 K）は、64kg のウラ

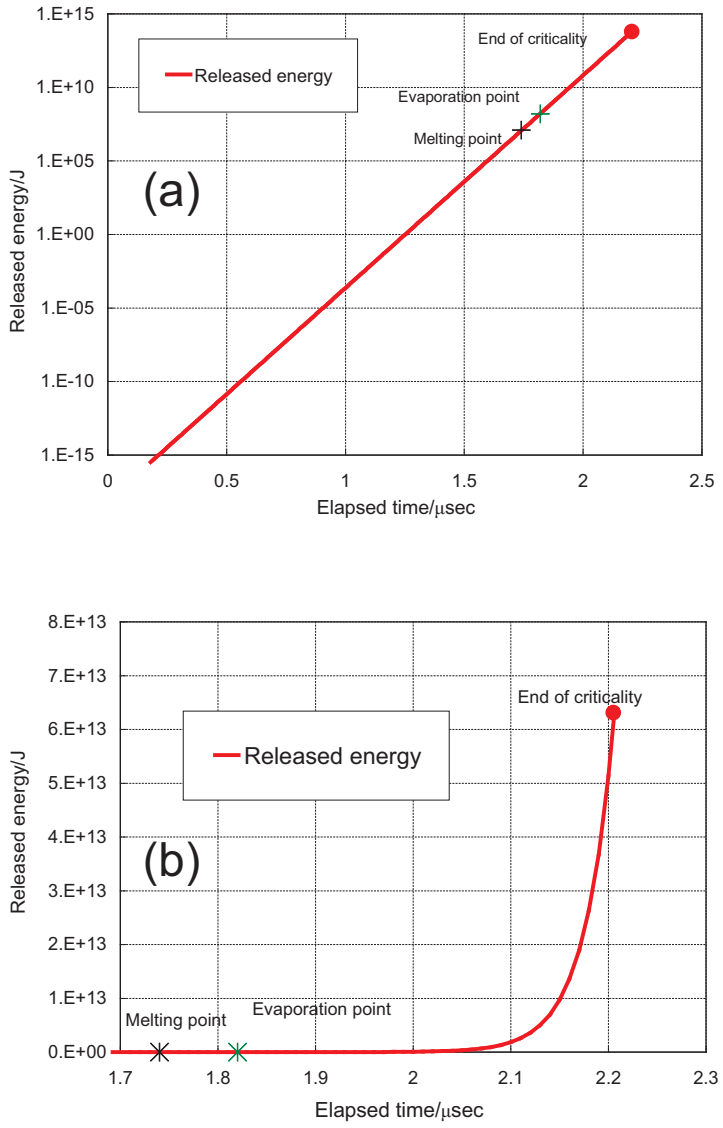


Fig. 3-1. Total energy release after criticality: (a) log-scale and (b) linear-scale.

ンの比熱、融解熱、気化熱を使って計算した。

今中の計算が合っていれば、LB の fission プロセスの継続時間は 2 μsec 余りということになり、『100 万分の 1 秒以下』というこれまでの定説と違っている。

コアの膨張にともなって α 値も小さくなるので、Fig. 3-1 の最終端は傾きが小さくなるはずである。また、反応度が臨界以下となっても直ちに核分裂がなくなるわけではない。実際のところはダラダラと減少するであろう。爆発の総出力は、最終段階での『コアの膨張』との関係で決まってくるが、ここでは臨界以下になると核分裂もゼロになるとして計算してある。

おおざっぱながら、最終段階の 0.1 μsec で 1.5cm 膨張したとすると、その『膨張速度は 150km/sec』となる。といっても、最終段階での核分裂増加を考えると、この値は『最小値』とみておいた方がよいだろう。

☆ノートその 4：コア温度

1 回の核分裂で放出されるエネルギーは約 200MeV である。U-235 核分裂による放出エネルギーの内訳は以下のようになっている（英文 Wikipedia［8］）。

- 核分裂片の運動エネルギー　169 MeV
- 放出中性子の運動エネルギー 4.8 MeV
- 即発ガンマ線（平均 1 MeV 程度）7 MeV
- FP からの β 線エネルギー 6.5 MeV
- FP からのガンマ線 6.3 MeV
- β 崩壊にともなうニュートリノ 8.8 MeV

4-1. コアの温度上昇

U-235 の核分裂により質量数 142 と 92 の分裂片ができて 170MeV のエネルギーが付与されたとすると、それぞれのエネルギーは約 70MeV と約 100MeV で、その速度は 1×10^9 と 1.5×10^9cm/sec となる。ウラン中での核分裂片の飛程はたぶん 10 μcm 程度なので、FP が直接コア外部へ飛び出ることはない。FP のエネルギーは（ほとんど外に出ずに）周囲のウランに与えられてコアは超高温・超高圧のプラズマ状態に至るであろう。（プラズマの物理には不案内だが）エネルギーがコア内に留まったとして温度と圧力を見積もってみた。

核分裂片のエネルギーは、『FP 原子核と自由電子の運動エネルギー』と『黒体輻射の photon エネルギー』としてコア内に蓄積される、と仮定しておく。コア温度 T のときの運動エネルギー $U_{kinetic}$ は、

$$U_{kinetic} = \frac{3}{2}NkT \qquad (4\text{-}1)$$

ここで、N：運動している粒子の総数

k：ボルツマン定数（1.38×10^{-16} erg/deg）

である。N には、プラズマ中の電子も勘定に入れる。ウラン原子のイオン化状態については、+80 ～ +85 という話が出ていた［6］ので、とりあえず 80 としておく。

photon エネルギー *Uphoton* は、黒体輻射の式を用いて、

$$U_{photon} = \frac{4\sigma V}{c}T^4 \qquad (4\text{-}2)$$

ここで、σ：Stephan-Boltzmann 定数（5.669×10^{-5} erg/sec/cm^2/K^4）

c：光速（3×10^{10} cm/sec）

V：コア体積（ここでは半径 10.76cm の球、5216cm^3）

考える順序が逆のような気もするが、コア温度 T° K と蓄積エネルギーの関係をプロットしたものが Fig.4-1 である。時間と蓄積エネルギーの関係を示した「ノートその 3」の図と Fig.4-1 を使って、Fig.4-2 にはコア温度の時間変化を示した。2000 万度を越えるあたりから Photon エネルギーが有意になって、4000 万度でほぼ同じ、最終段

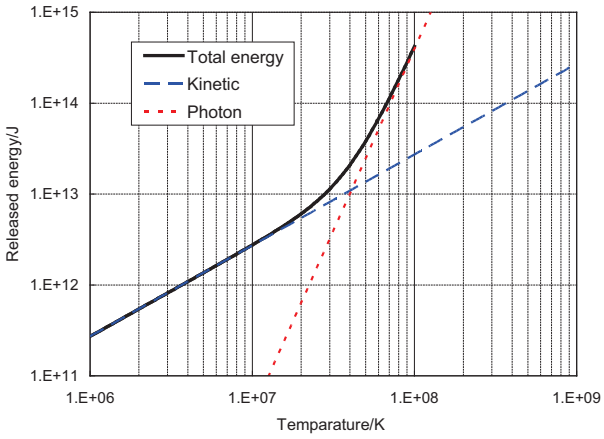


Fig. 4-1. Relation between core temperature and internal energy.

階では約 6000 万度であるが、その時の蓄積エネルギーの 75％が Photon である。

Fig.4-3 に、温度 T 度 K での黒体輻射 photon のエネルギースペクトルを示す。6000 万度でのピークは 16keV であるが、このエネルギーの photon のウラン中での半価層は 0.05cm 程度なので、黒体輻 photon のほとんどがコア内で吸収される。

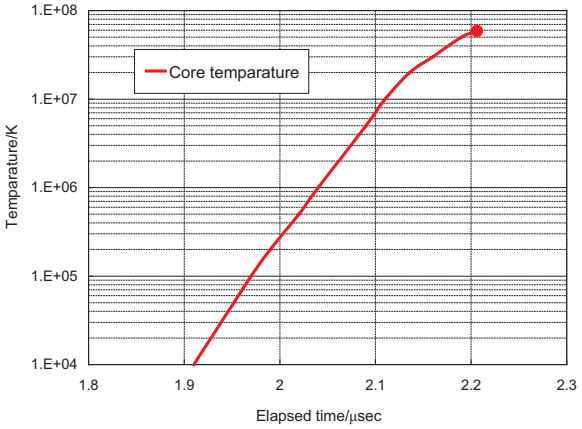


Fig. 4-2.　Core temperature increase after criticality.

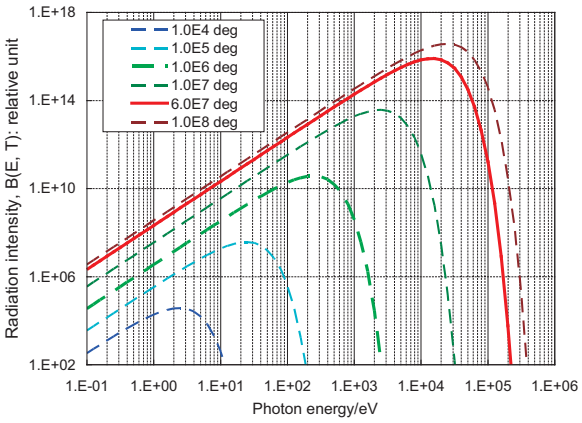


Fig. 4-3.　Photon energy spectrum of black body radiation.

☆ノートその 5：コアの圧力と膨張速度

5-1.　コア中心圧力

高温プラズマで急速膨張する原爆コアのことを考えながら、そもそも『圧力とはいったいなんぞや』と、教科書などを眺めて首をひねってみた。その結果とりあえず、『圧力』とは、コア空間内で『微小面を垂直に通過する運動量束』ということで納得した。そうすると、コアでの［運動量密度］×［速度］×1/3 が圧力となる。最後の 1/3 は、ｘｙｚ 3 次元の 3 である。(4-1)、(4-2)式を参考に、

$$P_{kinetic} = \frac{N}{V} mv \times v \times \frac{1}{3} = \frac{2}{3} nE_{kinetic} = nkT \quad (5\text{-}1)$$

$$P_{photon} = \left(\frac{4\sigma V}{c} T^4 \right) \frac{1}{cV} \times c \times \frac{1}{3} = \frac{4\sigma}{3} T^4 \quad (5\text{-}2)$$

$$P_{total} = P_{kinetic} + P_{photon} \quad (5\text{-}3)$$

が得られるので、計算してプロットしてみた(Fig.5-1)。Fig.5-2 は、Fig.4-2 に示した温度変化に対応する、コア内圧力の時間変化である。

これまで、参考書［9］などを頼りに、リトルボーイの爆発により『数百万度・数十万気圧』という超高温・超高圧のコアができた、などと言ったり書いたりしてきたが、今回の見積もりでは『6000 万度で 500 億気圧のコア』となってしまった。ちょっと違いすぎるので、ネット情報などを

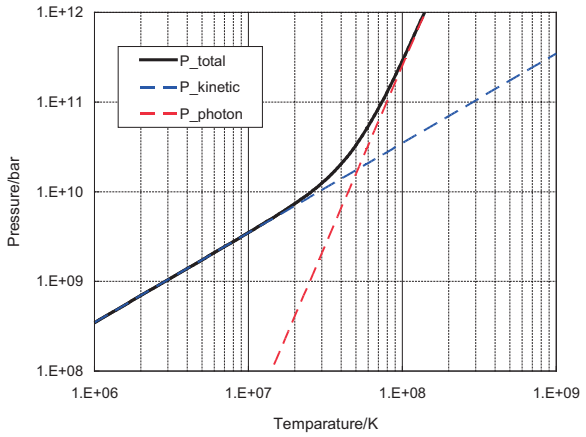


Fig. 5-1.　Relation between core temperature and pressure.

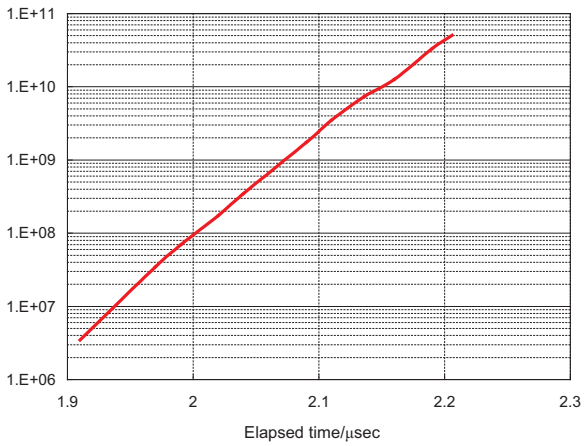


Fig. 5-2.　Core pressure increase after criticality.

調べてみると、温度は数千万度でいいようだが、圧力についてのはっきりした記述は「一般向けサイト」では見あたらなかった。

原爆炸裂プロセスについて、ただひとつ見つけた学術論文［10］では、球形 U-235 の爆縮 simulation 計算が報告されている。その結果（α 値 Max：47.3 μs^{-1}、Total released energy：9.1×10^{13} J）では、最高中心圧力が 10^{15}Pa（約 100 億気圧）を越えているので、本ノートの見積もりも案外と正しいかもしれない。

5-2. コアの膨張速度

「ノートその 3」で、核分裂の進行時間と臨界終了時半径から、コアの膨張速度は『150km/sec 以上』と見積もった。ここでは、コアの圧力値が得られたのでそこから膨張速度を考えてみる。

コアの周りにタンパーが存在しなければ、photon は光速（3×10^{10}cm/sec）で、コア物質はその粒子速度（U-235 で 80 km/sec、5800 万度 K）で飛散するであろう。しかし、タンパーが存在すると全く様相が異なるはずである。力学の基本に基づくなら、

［加速度］＝［質量］×［力＝圧力勾配］
［速度］＝［加速度］の時間積分
［移動量］＝［速度］の時間積分

であるが、ここで対象とすべき“圧力勾配”や“質量”がよく分からない。

ということで、参考文献［6］をそのまま“信用”する。

参考文献［6］の Section-2“Introduction to Nuclear Weapon Physics and Design”によると Photon radiation が支配的な高温高圧での衝撃波（Marshak Wave）の伝搬速度 D は

$$D=\left(\frac{(\gamma+1)P_{total}}{2\rho}\right)^{1/2} \qquad (5\text{-}4)$$

γ：定圧比熱 / 定容比熱、photon に対しては 4/3
ρ：物質密度、臨界終了時で 12.3 g/cm^3

で与えられ、温度の関数としてプロットしたものが Fig.5-3 である。Fig.5-4 の実線（青）は、Fig.5-3 とコア温度の時間変化を使って、膨張速度の時間変化をプロットしたものである。その曲線を 2.1 μsec まで時間積分してみると積算変位量は＋ 4.5cm となった。この値は、「ノートその 2」で見積もった、臨界終了時の半径増加＋ 1.5 cm の 3 倍となる。そこで、Fig. 5-4 の破線（赤）は、実線を 3 分の 1 にして、臨界終了時の膨張が＋ 1.5 cm となるように調整（Adjust）したプロットである。臨界終了時の膨張速度は、(5-4) 式に基づくと『680km/sec』で、Adjust 曲線を使うと『240km/sec』となった。

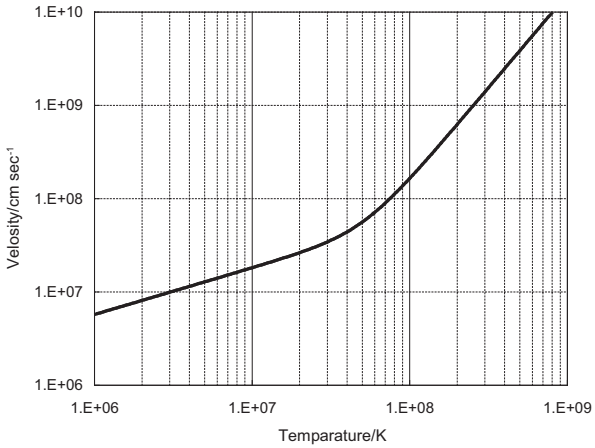


Fig. 5-3.　Shock wave velocity as a function of vore temperature.

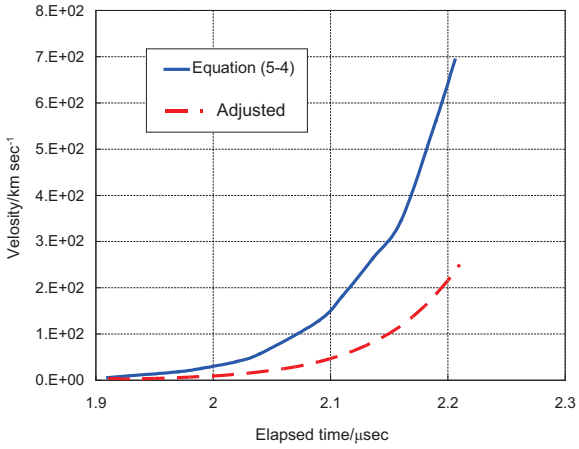


Fig. 5-4.　Shock wave velocity after criticality (see text).

☆ノートその 6：0.1 ～ 20 秒の火球の高さ、大きさ、温度

原爆炸裂後 0.1 秒から 30 秒くらいにかけての fireball（火球）の挙動について、DS86/DS02 報告書、米国側 WG メンバーとの private communication などの資料から、『ある程度のこと』を言えそうなのでまとめておく。

6-1. DS86 報告書のシミュレーション

DS86［11］の策定プロセスでは、上昇する火球中の Delayed source の位置を決めるため、STLAMB コードを用いて原爆 Hydrodynamics のシミュレーションが行われた。Little Boy の爆発高さ（HOB）は 580 m で、爆発力は 15kton。STLAMB は、爆発高さと爆発力を input として、空気塊の hydrodynamics シミュレーションを行うが、爆弾の材料・構造は考慮しないようだ。DS86 では、爆発から 30 秒後までの 18 個の時間分点（0.0625 ～ 22.624sec）について火球上昇プロセスのシミュレーション計算が行われている。

Fig. 6-1 は、DS86 報告書に出ている計算結果（空気の等密度線）である。

① 0.354sec は、火球が膨張しその内圧が周辺大気圧と平衡に達した（0.35sec）直後である。火球中心高さは 580m で、中心位置はほとんど動いていない。このとき、火球半径 260m、中心密度は 2.26×10^{-5} g/cm^3 となっている（大気密度は 1.11×10^{-3}）。この段階で衝撃波面は、すでに火球膨張に先行しており火球表面の 120m 前方にある（Fig.6-1 ではわからない）。③ 2.028sec では衝撃波の地表反射の影響が認められ、④ 3.067sec は反射波が火球を通過した後である。２秒後くらいから、火球は毎秒 50 ～ 60m の速度で上昇し、10 秒後で高さ約 1100m、20 秒後で約 1600m である。⑤、⑥では火球の形状は、球からトーラスに形が変化している。

6-2. DS02 の STLAMB シミュレーション

DS02［12］で米国側 WG との共同作業をやっているときに、STLAB シミュレーションの計算結果の一部を提供してもらった。そのデータを使って DS02 での火球中心高度（Fig.6-2）と火球半径（Fig. 6-3）をプロットしてみた。

Fig. 6-2 に示されるように、2 秒後以降の火球中心は 61m/sec の速度で上昇している。Fig. 6-3 の最初の立ち上がりは、火球の圧力膨張で、0.354sec に火球と大気とが圧力平衡に至っている。また『5sec 後に Y 方向速度 6.5m/sec で TORUS した』とされている。

Fig.6-4 は、火球中心での空気密度である。大気密度は、1.1×10^{-3}g cm^{-3} 程度なので、はじめの火球中心の密度（2.26×10^{-5}）はかなり小さい。STLAMB の打ち出しには『温度』はないが、Fig.6-4 の密度から『火球中心温度』を推定できそうである。0.35sec で大気と『圧力平衡』となったそうなので、理想気体の状態方程式 $PV=nRT$ を考えると、温度は密度に反比例することになる。

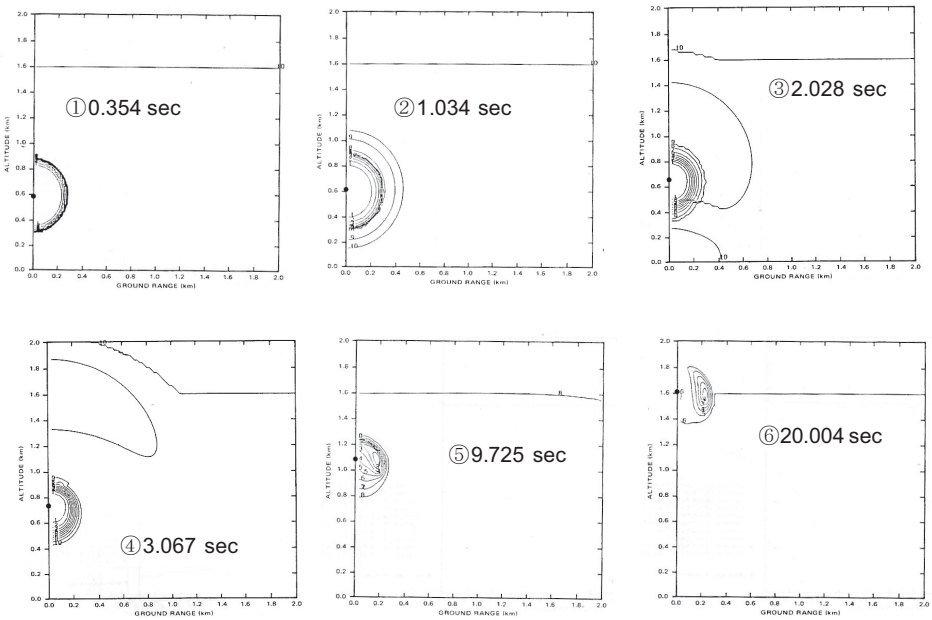


Fig. 6-1.　Air density contour after the explosion of Little Boy shown in DS86 report［11］.

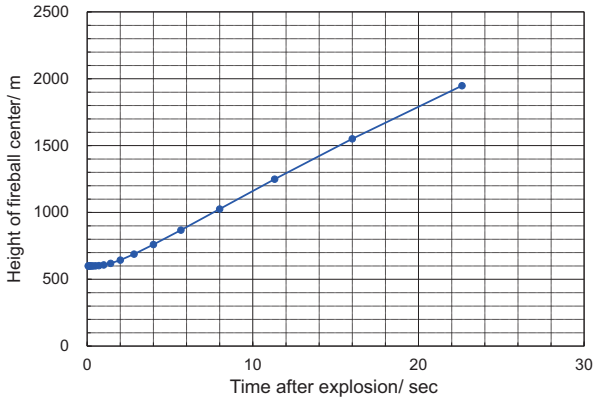


Fig. 6-2. Fireball center height after the explosion of Little Boy by STLAMB simulation.

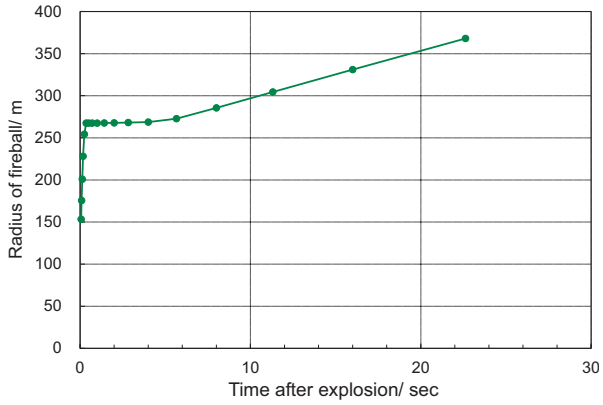


Fig. 6-3. Fireball radius after the explosion of Little Boy by STLAMB simulation.

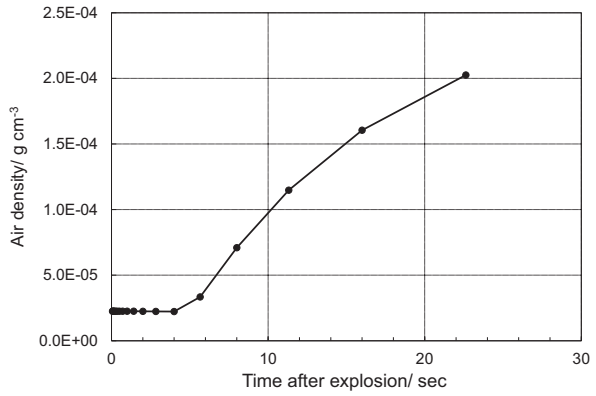


Fig. 6-4. Air density at the fireball center after the explosion of Little Boy by STLAMB simulation.

そこで、大気温度を 300 度 K として、火球中心温度をプロットしてみた（Fig.6-5）。

Fig.6-5 の Krasilov とは、旧ソ連での核実験観測の専門家である。2009 年 9 月の彼との private

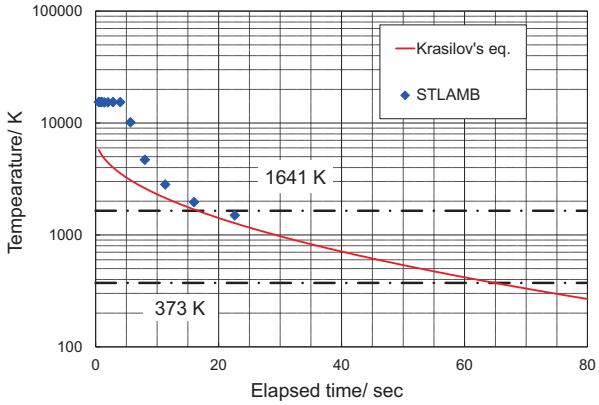


Fig. 6-5. Temperature at the fireball center height after the explosion of Little Boy: STLAMB simulation and equation from Krasilov. 1641 K indicates the melting point of FeO.

communication によると、fireball 温度は

$T(t) = 7500°K\exp\left(-\frac{1}{3}\sqrt{\frac{20}{q}t}\right)$ だそうである（出典、適用条件など不明）。Fig.6-5 にある 1641 度 K の水平線は酸化第 1 鉄（FeO）の融点である。Krasilov と STLAMB を比べると、出だしは違っているが、10 ～ 20 秒にかけてはまずまず合っている、といったところか。酸化鉄の融点が出てきているのは、揮発性（volatile）FP と難融性（refractory）FP の沈着挙動に関係してくるからである。つまり、いったんすべて蒸発していた物質（ウラン、FP、構造材）が、温度低下とともに凝縮して、まず液体（droplet）となり、さらに固体となる。酸化鉄より沸点の大きな難融性 FP は、酸化鉄より先に凝縮しており、酸化鉄 droplet の内部に取り込まれるであろう。一方、揮発性 FP は酸化鉄内部にはほとんど取り込まれずに、凝固後の表面に吸着されることになる。この挙動の違いが、refractory と volatile の fractionation 効果として、沈着放射能の組成に影響する。

❖とりあえずのまとめ

- 爆発後約 20 秒での火球の高さは約 2000m で、上昇速度は約 60m/sec.
- そのときの火球の形はトーラス状で半径約 350m（半径の定義は不明）。
- そのときの火球最高温度は約 1500 度 K（火球内で密度分布、温度分布）。

❖ちょっとした計算

高さ 2000m において、半径 100m で温度 1500 度の空気塊が 60m/sec で上昇していたとして、そのときの温度低下速度を、黒体放射と断熱膨張で計算してみた。

＜黒体輻射＞

Stefan-Boltzmann の式から、温度 T の物質表面からの単位面積当りの放射エネルギーは $I=\sigma T^4$ となる。ここで、σ = 5.669×10^{-5} erg/sec/cm^2/K^4。したがって、半径 100m の球表面からのエネルギー放射量は、8.6×10^9 cal/sec となる。

一方、空気の密度は STLAMB 計算より、2.203 × 10^{-4} g/cm^3 なので、100m 球では 8.5×10^8 g。空気の分子量を 28.8 として、2.9×10^7 mole となる。空気の定圧比熱を 7 cal/deg/mole とすると、『表面からの放射にともなう温度低下は 42 deg/sec』となった。

＜断熱膨張＞

理想気体が、V_1、P_1、T_1 の状態から V_2、P_2、T_2 に断熱膨張したとする。物理化学の教科書より、$T_2=T_1\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{RCp/Cv^2}$。ここで、Cp（7 cal/deg/mole）、Cv（5 cal/deg/mole）は定圧比熱と定容比熱で、R は気体定数（2 cal/deg/mole）。

一方、高さ 2000m の気圧は約 800hPa で、10m 当りに 1hPa 低減する。したがって、2000m から 1 秒後に 2060m に達したとすると、P_2/P_1 = 794/800。T_1 = 1500 として、これらの値を上の式に入れると、T_2 = 1494 度 K となった。つまり、『空気塊の断熱膨張にともなう温度低下は 6 deg/sec となった』。

『ちょっとした計算』が確かかどうかは確信がないが、『高温輻射』については気象屋さんのモデルでは扱わないだろうから、気象屋さんの土俵に入るまではこんな考察も何かの役に立つような気がしている。

☆ノート　その７：放射能雲の高さ、大きさ

DS02 策定作業を一緒に行った米国側 WG メンバーに、“ノートその６”で紹介した STLAMB シミュレーションについて問い合わせたら、すぐに返事をもらった。DS02 報告書［12］で触れられているシミュレーションは 30 秒後までだが、180 秒までの計算を以前にやってあったようで、そのデータの一部を送ってくれた。そのデータを、Nevada の核実験観測データと比較しながら、Little Boy の放射能雲の高さと大きさなどを考えてみた。

7–1.　STLAMB 計算結果：雲の高さ

STLAMB の主な input は、Yield = 16 kton と Height of burst = 600 m。Fig.7- 1 に、雲の中心高さ（HFB）をプロットした。STLABM-1 は 30sec までの計算で、STLAMB-2 は 180sec まで。

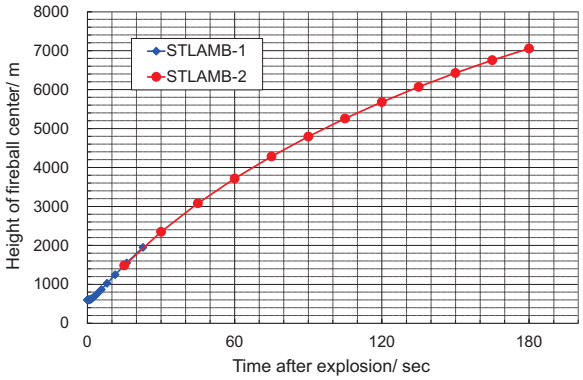


Fig. 7-1. Height of A-bomb cloud center after the explosion of Little Boy by STLAMB simulation.

Nevada で行われたすべての核実験の観察結果をまとめたレポートが WEB に出ていた［13］。その中から、fireball が地表に touchdown していないと思われる“空中爆発”の実験結果 7 件をひっぱり出して、STLAMB 計算と比較したものが Fig.7-2 である。実験の爆発高度は、Little Boy に合わせて HOB=600m として補正してある。Fig.7-2 を眺めると、Little Boy に関する STLAMB 計算は、BJ Charlie（14kt）や BJ Dog（21kt）によく似た経過を示している。（計算は雲の中心で、観察は cloud top だが、その差はとりあえず無視。）Little Boy の雲高さは『４分後に約 8000 m、12 分後に約 12000 m』と外挿しておいても問題なさそうである。

7–2.　STLAMB 計算結果：雲のサイズ

Fig.7-3 は、STLAMB の計算結果から RFB（雲の水平方向半径）と RFBM（B（雲の形を回転楕円体と考えたときの垂直方向半径）をプロットし

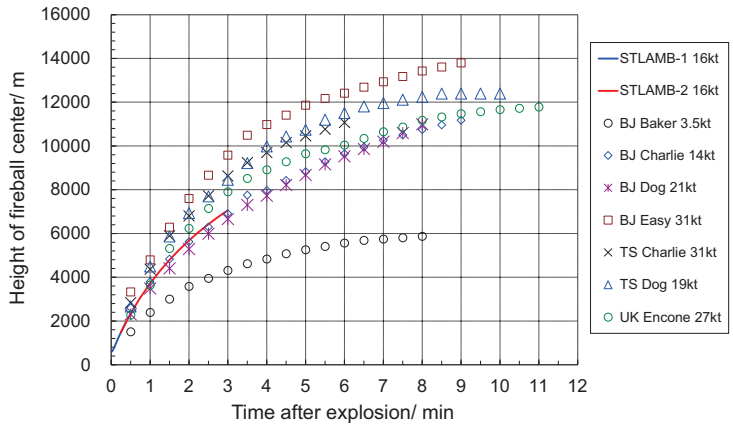


Fig. 7-2. A-bomb cloud rising after the explosion: STLAMB simulation for Little Boy and various observations at the Nevada test site.

りではデータらしきものはほとんどなかった。広島原爆の local fallout である黒い雨は wet deposition である。wet deposition には rain-out（原爆雲そのものが雨を降らす）と wash-out（雨が原爆雲の粒子を洗い落とす）が考えられるが、rain-out の方が重要だろう。Rain-out では原爆雲の温度や湿度が肝心である。STLAMB シミュレーションの計算結果には temperature は入っていないが、density があったので“頭をひねって”温度と関係づけてみた。

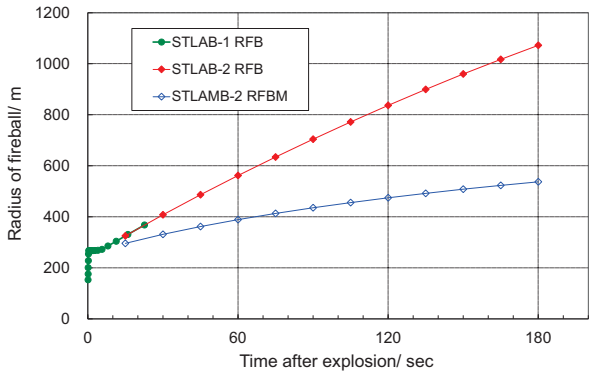


Fig. 7-3. Horizontal radius（RFB）and vertical radius（RFBM）of A-bomb cloud after the explosion of Little Boy by STLAMB simulation.

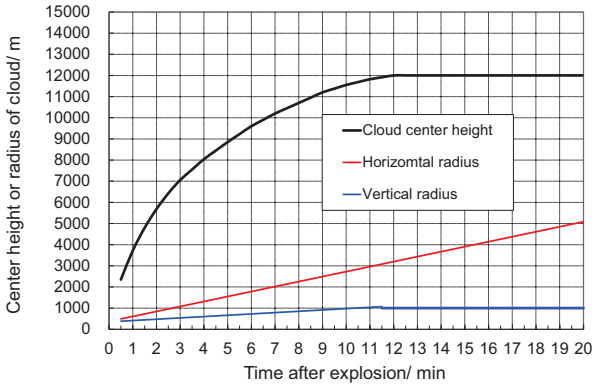


Fig. 7-4. Proposal of height, horizontal radius and vertical radius of A-bomb cloud after the explosion of Little Boy that will be applied for the meteorological simulation of black rain.

たものである。ネバダの核実験観測データ［13］においても、原爆雲は、水平方向には時間とともにほぼ一定の速度で広がり、垂直方向の大きさは雲の上昇が収まるとほぼ一定となっている。

❖ Little Boy simulation のための雲の高さと大きさ

以上を考慮し、“リトルボーイ黒い雨シミュレーションプロジェクト”での初期条件設定に用いる“原爆雲”の高度と大きさ（回転楕円体または円柱）について、STLAMB 計算と Nevada 観測結果に基づいて Fi.7-4 を提案しておく。

☆ノート　その８：原爆雲の温度

原爆火球の温度･表面温度については、観測データに基づく記述や図［7,9］を見受けるが、原爆雲（A-bomb cloud）の温度については、調べた限

8-1.　STLAMB 計算結果：密度変化

STLAMB の打ち出しによると、爆発 0.4 秒後に fireball は（周辺大気と）『圧力平衡』に達している。つまりそれ以降は、原爆雲と周辺大気とは、圧力は同じで密度と温度が異なるという状態と考えて良い。STLAMB による原爆雲の密度変化（たぶん最高温度部分）とその中心高さでの大気密度 standard air（理科年表標準大気）を比べたものが Fig. 8-1 である。

ちなみに、STLAMB シミュレーションでは、爆弾本体の質量は考慮せず、大気のみを考えているようだ。そこで、爆発 1 秒後の fireball の半径（267 m）と密度（2.26×10^{-5}g/cm^3）から、fireball の空気質量を計算すると 1800ton となった。空気

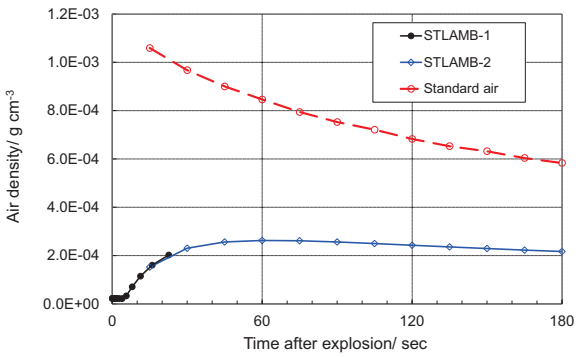


Fig. 8-1. Comparison of air density of the hottest point in the A-bomb cloud with that of the reference atmosphere at the cloud center height.

質量に比べ、ここでは Little Boy の質量 4 ton は無視していいだろう。

“ノートその 6” でも述べたように、筆者の理解では、理想気体の状態方程式 $PV = nRT$ を考えると、温度は密度に反比例することになり、周辺温度が分かれば原爆雲の最高温度も推定できることになる。

8-2.　STLAMB 計算結果に基づく温度変化

試しに計算してみた原爆雲の温度変化を Fig. 8-2 に示す（ノートその 6 の Fig. 6-5 も参照されたし）。1641 度 K は FeO の凝固点、373 度 K は水蒸気の凝集点（気圧で変わるが無視）。一番下の緑の破線は、原爆雲高さでの標準大気温度（理化学年表より）である。

赤の実線は、モスクワの Krasilov さんの式 $T(t) = 7500°K\exp\left(-\frac{1}{3}\sqrt{\frac{20}{q}t}\right)$ である。赤の点線は、旧ソ連時代からの核実験 fallout 大家の Izrael 氏の本［14］の中の式で、20kt の空中爆発に対し、$T(t) = 4000t^{-0.588}$ (t<40sec) or $2183t^{-0.374}$ (t>40sec) である。

Krasilov の式では、80 秒後に大気温度と等しくなり、それ以降は原爆雲の上昇が止まることになるので、この式は原爆雲というより fireball に適用される式であろう。Izrael の式の由来ははっきりしないが、STLAMB 計算を低温側に平行移動した感じの曲線になっている。STLAMB は原爆雲の最高温度で、Izrael の式は平均的な温度を示している、ということかも知れない。

STLAMB の 120sec から 180sec の間の温度降下は、706 度 K から 652 度 K へと 54 度 K である。一方、その間の気圧変化にともなう断熱膨張による温度変化を、理想気体として計算（ノートその 6 参照）してみると 72 度 K となった。STLAMB の温度降下が断熱膨張より小さいのは不可解で、理由不明である。Izrael の式で、同じく 120sec から 180sec の間の温度降下を計算すると 51 度 K だった。

8-3.　気象シミュレーション初期条件設定のための温度変化

原爆雲の温度については、そもそもの定義も曖昧で（“雲” の内部でかなりの温度分布があるはずで）uncertainty も大きいであろう。それでも、これまでの議論からある程度の推測は可能であると思われる。いささか “力仕事” となるのを承知で原爆雲温度の外挿を試みたのが Fig. 8-3 である。

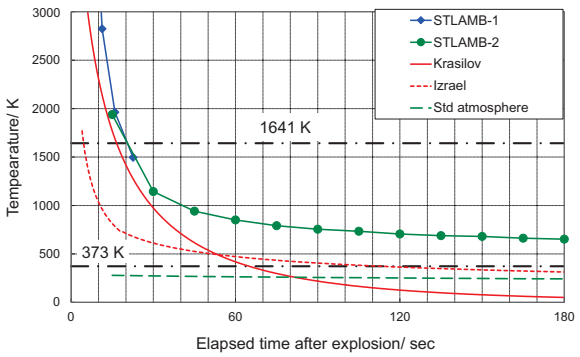


Fig. 8-2. Temperature change of the A-bomb cloud: STLAMB simulation, Krasilov’s equation and Izrael’s equation, together with standard air.

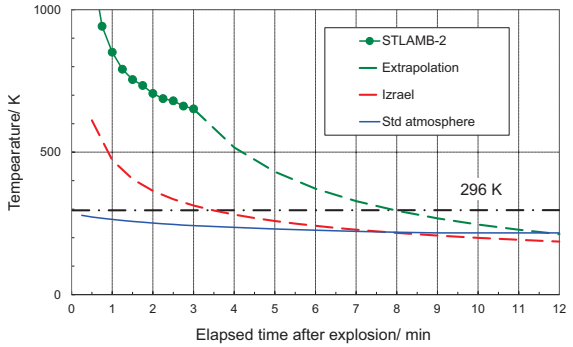


Fig. 8-3. Extrapolation of the A-bomb cloud temperature up to 12 min after the explosion. 296 K indicates dew-point temperature of the air with 70 % relative humidity at 300 K.(see text)

緑の破線の Extrapolation は、3min 後の 652 度 K から、『12 分後に 12km の高度で原爆雲の上昇が止まる、つまり原爆温度は周辺温度と同じになる』と考えて、Izrael の式と同じ“$T(t) = a \cdot t^{-b}$”を使って STLAMB-2 を外挿したものである。

296 度 K の水平線は、気温 27 度 C 相対湿度 80％の空気の露点温度。（仮に相対湿度 50％としても露点は 289 度 K で大した違いはない。）

Fig. 8-3 を眺めて、『そんなに間違ってはいないだろう』という気はしているが、気象シミュレーションに『どれだけ役に立つか』は分からない。大胆な間違いがあるかも知れないが、『こんなデータでこうやったらこうなった』ということで何かの参考になれば幸いである。

おわりに

2011 年 3 月の福島第 1 原発事故に関連して、『3 月 14 日に起きた 3 号機の爆発は、使用済み燃料プールで起きた核爆発だ』という説が今でも残っているし、講演会などでも質問を受ける。言い出しっぺと思われる米国の専門家 Arnie Gundersen に会う機会があったので、『あんた、キチンと計算したの？』と聞いたら『していない』とのことだった。

いわゆる核爆発とは、“速中性子による即発臨界”である。そのミソは、核分裂エネルギーで核分裂性物質が飛び散る前に如何に多くの核分裂を起こすことができるかにある。軽水炉で使われているような 3 ～ 5％濃縮燃料では、減速材を用いた熱中性子による臨界は可能であるが、核爆発の要件である速中性子即発臨界は発生しない。筆者のシンプルな一群計算によると、速中性子即発臨界となる最低濃縮度は 35％となった。

1999 年 9 月 30 日に起きた JCO 臨界事故は、熱中性子即発臨界だった。JCO 事故で臨界が発生した沈殿槽が堅牢な圧力容器であったなら、沈殿槽が破壊されるまでエネルギーが蓄積して爆発的な破壊現象に至ったであろう。実際には、放射線分解による気体発生にともなう体積膨張との兼ね合いで、初めに出力振動が起きて、それからほぼ一定の出力で臨界が継続したというのが JCO 臨界事故であった。

本稿では、広島原爆の炸裂プロセスについて、自分がよく知らない分野も含めて大胆なストーリーを展開させてもらった。間違いや問題点など指摘して頂ければ幸いである。

引用文献

(1) 広島“黒い雨”放射能研究会、「広島原爆“黒い雨”にともなう放射性降下物に関する研究の現状」2010. http://www.hisof.jp/01publication/0301BlackRain2010.pdf

(2) HiSoF ホームページ http://www.hisof.jp/index.html

(3) Coster-Mullen J “ATOM BOMBS: The top secret inside story of Little Boy and Fat Man” 2008.

(4) グラストン、エドランド、「原子炉の理論」みすず書房　1955.

(5) 核データ研究グループホームページ http://wwwndc.jaea.go.jp/NuC/index_J.html

(6) Nuclear Weapons Frequently Asked Questions. http://nuclearweaponarchive.org/Nwfaq/Nfaq0.html

(7) S. Glasstone, P.J. Dolan “The effects of nuclear weapons”, USDD and ERDA, 1977.

(8) 英文 Wkipadia https://en.wikipedia.org/wiki/Uranium-235

(9) 原爆災害誌編集委員会「広島・長崎の原爆災害」岩波書店　1979.

(10) A Pritzker, W Halg, J Applied Math Physics, 32, 1-11 (1981).

(11) DS86 報告書 http://www.rerf.jp/library/archives/scids.html

(12) DS02 報告書 http://www.rerf.jp/library/archives/scids.html

(13) H. A. Hawthorne ed. Defense Nuclear Agency, DNA 1251-1-EX, 1979.

(14) Yu. A. Izrael, “Radioactive fallout after nuclear explosions and accidents” Progress-Pogoda, 1996 (in Russian).