

Title	高電圧X線撮影法の臨床への適用に関する基礎的研究 (第1報) 高圧撮影に於けるContrastに就いて
Author(s)	木村, 幾生
Citation	日本医学放射線学会雑誌. 1959, 19(3), p. 618-623
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/18139
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

特別掲載

高電圧 X 線撮影法の臨床への適用に関する基礎的研究 (第1報) 高圧撮影に於ける Contrast に就いて

レントゲン技術専修学校 (滝内政治郎校長)
京都大学医学部放射線医学教室 (福田正教授)

木村 幾生

(昭和34年5月25日 受付)

第1章 緒 論

高圧撮影に関する基礎的な実験については、既に Wachsmann⁴⁾ 初め幾多の貴重な data^{1),2),3),5),~11)} があり、実用面についても遺憾なくその特徴が発揮されている。一方純理論的¹⁶⁾¹⁷⁾な考察も若干行われているが、定性的な面に止り、今一步の感がする。その困難の1つは散乱線の定量的取扱い方であろう。高圧撮影に用いる X 線質に対しては Compton 効果が実効的に有力に働く。したがって被照射体と X 線との相互作用に関する限り、現象はむしろ単純である。然し Compton 散乱についてのみ考えを限定しても、現実の散乱は多重散乱である。多重散乱効果を理論化する事は、被照射体を極めて単純な phantom 化しても、極めて困難な事柄である。

この論文は多重散乱を無視し、Compton 効果の1回散乱のみを考慮し、Grid 使用の X 線撮影特に高圧撮影時における被照射体 contrast を純理論的に求めることを試みた。これらの考察は高撮影法の純理論的取り扱い方に対する一助となると信じる。

第2章 被照射体 Contrast

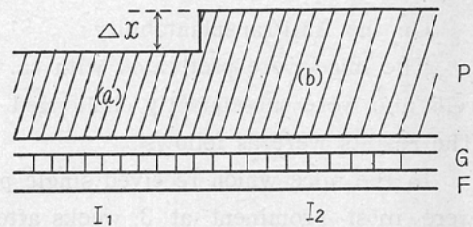
Fig. 1 は厚さ Δx の差のある2部分 (a)(b) よりなる水 phantom P が X 線曝射を受け、Grid G を透過し、Film 面 F に到達する X 線強度が I_1, I_2 である事を示す。

Δx の差を有する phantom の2部分によつて生じる Film 面の濃度差を ΔD とすると、

$$\delta = \frac{\Delta D}{\log_{10} I_1 - \log_{10} I_2} \dots\dots (1)$$

δ : フィルム・ガンマー

Fig. 1.



被照射体 P によつて散乱され、Film 面に到達する散乱線強度は第 I 近似として Film 面で一様であると考え、これを I_s で表わす。又 P の (a) 部分を透過し Film 面に達する直接線強度を I_D で示すと、

$$I_1 = I_D + I_s \dots\dots (2)$$

$$I_2 = I_D e^{-\mu \Delta x} + I_s$$

μ は phantom の照射 X 線質に対する減弱係数である。

(2) を (1) に代入すると、

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{\Delta D}{\log_{10}(I_D + I_s) - \log_{10}(I_D e^{-\mu \Delta x} + I_s)} \\ \Delta D &= \delta \left\{ -\log_{10} e \cdot \log \frac{I_D e^{-\mu \Delta x} + I_s}{I_D + I_s} \right\} \\ &= \delta \left\{ -\log_{10} e \cdot \log \frac{1 - \mu \Delta x + \frac{I_s}{I_D}}{1 + \frac{I_s}{I_D}} \right\} \\ &= \frac{\delta}{2.3} \frac{\mu \Delta x}{1 + \frac{I_s}{I_D}} \dots\dots (3) \end{aligned}$$

即ち Film 面に於ける (a), (b) 2 部分の濃度差, contrast は Film ガンマ値を別にして, 主に $\frac{\mu \cdot \Delta x}{1 + I_s/I_D}$ によって定る. $\frac{\mu \cdot \Delta x}{1 + I_s/I_D}$ を被照射体 Contrast, 又 $\frac{\mu}{1 + I_s/I_D}$ を Radiation contrast と名付ける.

第3章 Radiation Contrast を支配する因子
被照射体 contrast は上記の如く, Radiation contrast (R.C.) によって定るが, R.C を支配する因子について考察する.

今 I_s' を phantom 通過直後即ち Grid 通過前の散乱線強度とし, 散乱線の Grid 透過率を σ とすると,

$$I_s = \sigma I_s' \quad \dots\dots (4)$$

同様に phantom 通過直後の直接線強度を I_D' とし, 直接線についての Grid の透過率を δ とおくと,

$$I_D = \delta I_D' \quad \dots\dots (4)'$$

したがって

$$\frac{I_s}{I_D} = \frac{\sigma}{\delta} \frac{I_s'}{I_D'}$$

I_s'/I_D' を β とおくと

$$R \cdot C = \frac{\mu}{1 + \frac{\sigma \cdot \beta}{\delta}} \quad \dots\dots (5)$$

となる.

(5) 式によつて明らかな如く, R.C は

(1) μ によつて影響を受ける. μ が大きい程, 即ち軟線であればある程, R.C が大となる.

(2) β によつて影響を受ける. β が小さい程, R.C が大となる. β は上述の如く散乱線/直接線であるから, β の小さい事は散乱線の直接線に対する割合の減少を意味する.

(3) σ, δ の値の影響を受ける. σ は小さい程, R.C が上昇する. σ は散乱線の Grid 透過率であるから, σ の小さい事は Grid の散乱線除去能率のよい事を意味する. 一方 δ は大きい程 R.C が上昇するが, δ は直接線の透過率を示すから, 結局透過直接線強度の割合が大きい程 R.C の上昇を意味する.

(2) は被照射体について散乱線強度の直接線強度に対する比の減少が R.C の増大を意味し,

之は入射 X 線質と被照射体との相互関係によつて定る. (3) は Grid の性能, 構造に関係し, Grid の散乱線除去率, 直接線透過率の大なる程 R.C の上昇を意味している. 勿論これらは又入射 X 線質の函数でもある.

第4章 β の計算

R.C を支配する因子の 1 つ β は以下の如くして推定出来る. 既に述べた如く β は被照射体透過直後の散乱線強度 I_s' と直接線強度 I_D' との比であるが, このうち直接線強度は簡単に

$$I_D' = I_0 e^{-\mu \cdot D} \quad \dots\dots (6)$$

但し I_0 は入射 X 線強度, D は phantom の厚さ, μ はその減弱係数である.

一方 I_s' の計算はやゝ複雑であるが, 第 1 近似として次の如く求め得る. 散乱は既に述べた如く Compton の 1 回散乱のみとり扱うものとする.

Fig. 2.

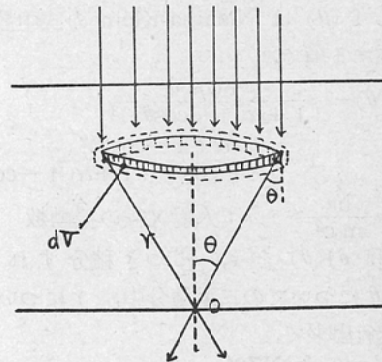


Fig. 2 に示すように, 被照射体の底面 O に到達する散乱線強度は, 側稜 r , 半頂角 θ の直円錐底面の微少円環体積 dV から発し, θ 方向に Compton 1 回散乱する微分散乱線強度 $dJ(\theta)$ の集合と考える. この微少体積素の体積は $2\pi r^2 \sin\theta \cdot dr \cdot d\theta$.

先づこの微少体積素に到達する直接線強度は, 入射光線を平行とすると,

$$I_0 e^{-\mu(D - r \cos\theta)}$$

この微少体積素中の電子によつて θ 方向に Compton 散乱された X 線はその波長を変調する. 変調に際しては次式が成立する.

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos\theta)$$

但し h : Planck 常数, m_0 : 電子の静止質量,
 c : 光の速度 $\Delta\lambda$: 波長のび

θ 方向へ散乱された散乱線は変調された波長に
 対する減弱係数 μ' で減弱する。

上記微小体積 dV 中の電子数は 被照射体密度 ρ ,
 その分子量 A , 実効原子番号 z , Avogadro 数 N
 から次式によつて計算出来る。

$$\frac{\rho \cdot N \cdot Z}{A} \times 2\pi r^2 \sin \theta \cdot dr \cdot d\theta.$$

X線が1コの電子と Compton 散乱を行い, θ
 方向に散乱される確率は Nishina-Klein の式で
 与えられるから, $\delta J(\theta)$ は次の如くなる。

$$\begin{aligned} \delta J(\theta) &= \frac{2\pi\rho NZ}{2A} \frac{e^4}{m_0^2 c^4} I_0 e^{-\mu'D} e^{-r(\mu' - \mu \cos \theta)} \\ &\times \frac{1}{r^2} \cdot f(\theta) r^2 \sin \theta d\theta dr. \\ &= \frac{\pi\rho NZ}{A} \frac{e^4}{m_0^2 c^4} I_0 e^{-\mu'D} e^{-r(\mu' - \mu \cos \theta)} \\ &\cdot f(\theta) \cdot \sin \theta \cdot d\theta \cdot dr \end{aligned}$$

但し $f(\theta)$ は Nishina-Klein の式中散乱角 θ
 に関する項で,

$$f(\theta) = \frac{1 + \cos^2 \theta}{\{1 + \alpha(1 - \cos \theta)\}^3} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)\{1 + \alpha(1 - \cos \theta)\}} \right\}$$

$$\alpha = \frac{h\nu}{m_0 c^2} \quad \nu: \text{入射 X 線の振動数}$$

Is' は $\delta J(\theta)$ を r, θ につき積分すれば求め
 る。 r, θ についての二重積分中, r についての積
 分は遂行出来て,

$$Is' = 2 \frac{\pi\rho NZ e^4}{A m_0^2 c^4} I_0 e^{-\mu'D}$$

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1 - e^{-\frac{\alpha}{\cos \theta} (\mu' - \mu \cos \theta)}}{\mu' - \mu \cos \theta}$$

$$\cdot f(\theta) \cdot \sin \theta \cdot d\theta \quad \dots \dots (7)$$

となる。

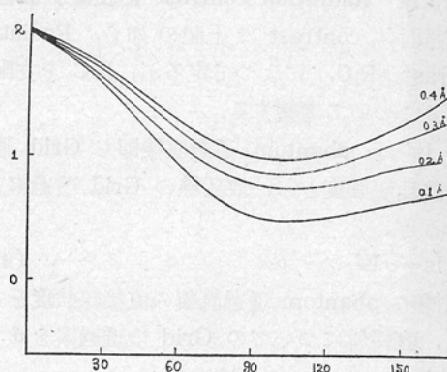
θ についての積分は解析的には求められないの
 で, 数値積分を実行した。

β の計算に必要な Id', Is' はかくして, (6),
 (7) から計算出来る。入射 X 線質を実効波長
 で, $0.1\text{\AA} \sim 0.5\text{\AA}$ に選び且つ $D = 8\text{ cm}$ (水) と
 した場合の計算結果を図表 I に示す。上欄は Id' ,

図表 1. β の計算: Incident Beam Intensity: 1.
 0.1 \AA 0.2 \AA 0.3 \AA 0.4 \AA 0.5 \AA

Direct	0.257	0.186	0.115	0.061	0.02
Scatter	0.364	0.296	0.163	0.075	0.0196

Fig. 3.



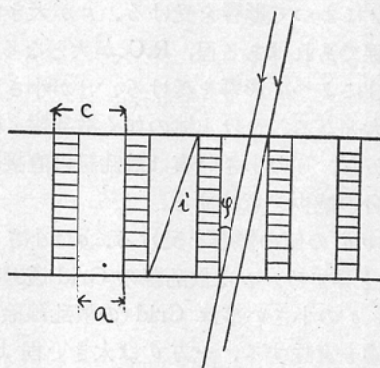
下欄は Is' である。尚 Fig 3 に (7) を数値積
 分する際必要な $f(\theta)$ のグラフを示す。

第5章 δ の計算

δ は既に述べた如く Grid の直接線に対する透
 過率である。 δ の計算は簡単である。

Grid の dimension を Fig. 4 に示す。格子間
 隔を c , 鉛箔の間のスペーサー (spacer) の長さ

Fig. 4.



を a とする。所謂格子比 (grid ratio) は角 i によ
 つて定る。単純化の為以下 X 線は鉛箔にあたる
 と完全に cut off されるものとする。

Fig. 4 から明らかなように,

$$\delta = \frac{a}{c} \quad \dots\dots (8)$$

第6章 σ の計算

σ は散乱線の透過率したがってその逆数は Grid の散乱線除去率に相当する。

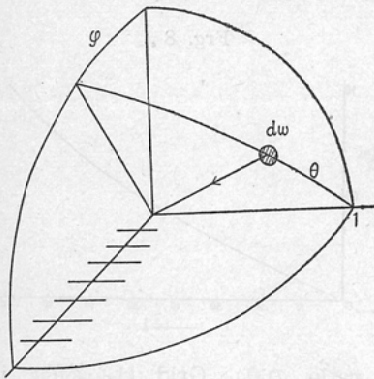
Grid によつて完全に cut off される散乱線は Fig. 4 から明らかなように鉛箔に対する入射角が i より大きな角度で Grid に入射する散乱線である。 i より小さな角度で入射する散乱線は一部分鉛箔により cut off されるが、残りの部分は透過する。 i より小さい角度 φ で入射した散乱線のうち Grid を透過する割合は Fig. 4 から明らかなように、

$$\frac{a}{c} \left(1 - \frac{\tan \varphi}{\tan i} \right) \quad \dots\dots (9)$$

である。

今被照射体を透過し Grid 上の一点に入射する散乱線の方向を (φ, θ) で規定し、 Fig. 5 に示すよ

Fig. 5.



うに半径 1 の球面上、面素 $dw = \sin\theta d\varphi d\theta$ から発し Grid に対し (φ, θ) 方向から入射する散乱 X 線強度を $J(\varphi, \theta)$ とおく。

Grid 上の一点に到達する総散乱線強度は、

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{\pi} J(\varphi, \theta) \sin\theta d\varphi d\theta$$

で与えられる。

他方 Grid を透過する散乱線強度は (9) により、

$$2 \int_0^i \int_0^{\pi} J(\varphi, \theta) \frac{a}{c} \left(1 - \frac{\tan \varphi}{\tan i} \right) \sin\theta d\varphi d\theta$$

したがつて、

$$\sigma = \frac{2 \int_0^i \int_0^{\pi} J(\varphi, \theta) \frac{a}{c} \left(1 - \frac{\tan \varphi}{\tan i} \right) \sin\theta d\varphi d\theta}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{\pi} J(\varphi, \theta) \sin\theta d\varphi d\theta} \quad \dots\dots (10)$$

となる。

(10) 式により σ を計算することが出来るが、それには $J(\varphi, \theta)$ を知らねばならない。 $J(\varphi, \theta)$ は変数 2 個の為複雑であるので [4] に類似の方法で簡略法を用いることにする。

R.C を最大にするには σ を最小にすればよい。したがつて (10) 式における $J(\varphi, \theta)$ を分子では、その最小値、分母ではその最大値をとつて計算すれば R.C の最大値が得られる。

即ち、

$$\sigma_{\min} = \frac{2 J_{\min}}{J_{\max}} \frac{\int_0^i \int_0^{\pi} \frac{a}{c} \left(1 - \frac{\tan \varphi}{\tan i} \right) \sin\theta d\varphi d\theta}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{\pi} \sin\theta d\varphi d\theta} = \frac{2 J_{\min}}{\pi J_{\max}} \frac{a}{c} \times \left(i + \frac{\log \cos i}{\tan i} \right) \dots\dots (11)$$

同様に R.C の最小値は σ の最大、即ち (10) 式の分子の $J(\varphi, \theta)$ を最大値に、分母のそれを最小値に選定することによつて得られる。

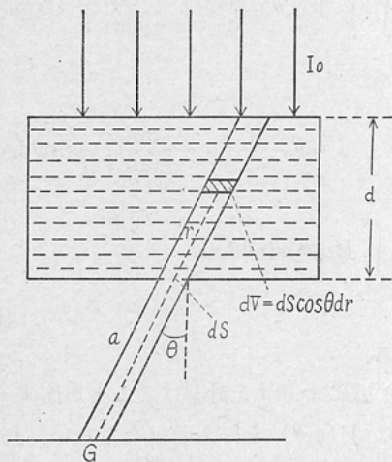
$$\sigma_{\max} = \frac{2 J_{\max}}{\pi J_{\min}} \frac{a}{c} \left(i + \frac{\log \cos i}{\tan i} \right) \quad \dots\dots (11)'$$

σ の真の値は σ_{\max} と σ_{\min} の間に存在することが期待される。

J_{\max} , J_{\min} は次のようにして推定出来る。

Fig. 6 に於いて Grid 上の一点 G に向い Grid に立てた法線と θ なる角度で入射する散乱線のう

Fig. 6.



ち、被照射体の微小体積 dV に起因する微分散乱線強度を δI_0 で表わす。

[4] と全く同様に、

$$\delta I_0 = I_0 e^{-\mu(d-r\cos\theta)} e^{-\mu'r} \frac{e^4}{2 m_0^2 c^4 (r+a)^2} f(\theta) \frac{\rho NZ}{A} dV$$

但し a は被照射体から Grid 迄の X 線飛行距離。その他の文字は [4] と同様の意味で用いた。

Fig. 6 から明らかな如く、

$$dV = dS \cos\theta dr$$

したがって上式は、

$$\delta I_0 = \frac{\rho NZ}{A} dS \cos\theta dr I_0 e^{-\mu D} e^{-\mu'r} \frac{e^4}{2 m_0^2 c^4} f(\theta) \frac{1}{(r+a)^2}$$

この方向から Grid の一点 G に向う全散乱線強度は単位面積あたり上式を積分して、

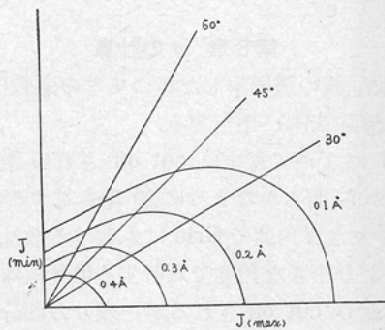
$$I_0 = \frac{\rho NZ}{A} \frac{e^4}{2 m_0^2 c^4} I_0 e^{-\mu D} \int_0^{\frac{d}{\cos\theta}} e^{-\mu(r-\mu\cos\theta)} f(\theta) \frac{1}{(r+a)^2} dr$$

被照射体-Grid 間距離を 1 cm とし、上式の積分項を图表積分した結果を Fig. 7 に示す。

Fig. 7 では原点 O から引いた動径の長さが、その方向からの散乱線強度を示す。

入射 X 線質は実効波長で 0.1 Å ~ 0.4 Å をとつた。

Fig. 7.



J_{max} 及び J_{min} は Fig. 7 の $I(\theta)_{max}$ 及び $I(\theta)_{min}$ と一致する。

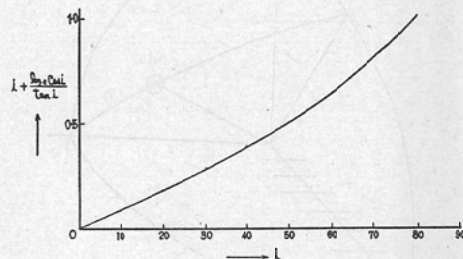
Fig. 7 に於いて $I(\theta)_{max}$ は明らかに、各入射 X 線質について横軸上の値で又 $I(\theta)_{min}$ は縦軸上の値から知られる。かくして (11), (11') 式から σ_{min} , σ_{max} は計算し得る。

尙 Fig. 8 に (11), (11') 式中の

$$i + \frac{\log \cos i}{\tan i}$$

の値を i を変数とする曲線で示した。

Fig. 8.



Grid ratio の高い Grid は必然的に i が小さい。Fig. 8 から i が小さい時は $i + \frac{\log \cos i}{\tan i}$ も小さく R.C が大きくなる事がわかる。

第7章 計算結果と検討

以上で R.C の最大及び最小値を計算する準備は全く整つた。

R.C の真の値はこれら最大値と最小値の間に存在するであろう。R.C を支配する因子中、

- (1) μ は入射 X 線質に対する phantom (水) の減弱係数でこれは data book からすぐ求められる。

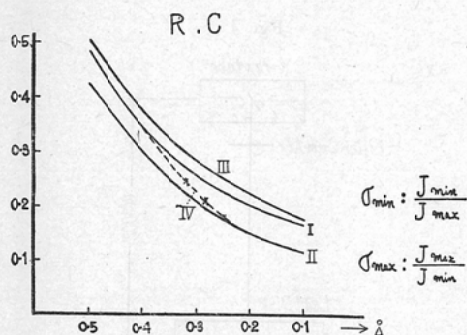
(2) δ はGridの直接線透過率でこれは〔5〕の(8)式から求められる。

(3) β は被照射体透過直後の散乱線強度 I_s' と直接線強度 I_d' の比で、これは〔4〕の結果から図表1を用いて求められる。

(4) σ については〔6〕の(11), (11') から σ_{min} , σ_{max} が求められる。 σ_{min} に対しては R.C の最大値が、 σ_{max} に対してはその最小値が得られる。

Grid ratio 4.5 : 1 (Lucidex) に対し上述の方法を適用し、R.C の最大値及び最小値を入射 X線質に対し計算した結果を Fig. 9 に示す。

Fig. 9.



図中 I は R.C の最大値を、又 II はその最小値を示す。明らかに線質が硬くなるにつれて、R.C は一様に減少する。真の R.C の値はこれら 2 曲線に挟まれた部分に存在することが期待される。又同じ図に Grid ratio 9 : 1 を使用したときの R.C の極小値も示した(III)。明らかに R.C は Lucidex Grid に比し著しく上昇している。

以上の計算結果を実験結果と比較する為に、主

に Nemet¹³⁾ 及び 草谷氏¹⁰⁾等の実験結果を整理し、R.C を求めた結果を Fig. 9 の曲線 IV に示した。

実験結果を示す曲線 IV は明らかに R.C の理論値の最大及び最小を示す曲線の間に存在し、然も高圧側では理論値の最小値を示す曲線に、低圧側ではその最大値を示す曲線に一致することが見出される。

この事は次の様に解釈出来るであろう。即ち以上述べた理論的取扱いは Grid の鉛箔は完全に X線を cut off するものとの前提のもとに理論を進めて来た。低圧側に於いて理論値の max. と実験値が一致する事は、一面上記前提が完全に生かされている事を意味する。高圧になるに従い、この前提は厳密には成り立たなくなり、鉛箔の X線遮蔽能力は低下するであろう。この低下の程度は R.C を計算するに際し σ_{max} を用いてよい事を意味する。

第 8 章 結 論

Grid を用いた時の X線撮影特に 高圧撮影に際し、Film Contrast を主に支配する Radiation Contrast が線質の変化と共に如何に変化するかを理論的にとり扱った。その結果を実験データと比較すると、低圧側では Radiation Contrast の理論値の最大値に、又高圧側ではその最小値に一致する傾向がみられ概して良好な結果を与える。この事はこの理論の根本となつている Compton 散乱の一回散乱の取扱いが、かなり成功を収めている事を物語るものと断定し得る。

(文献は第 4 報の末尾に記す)