秘

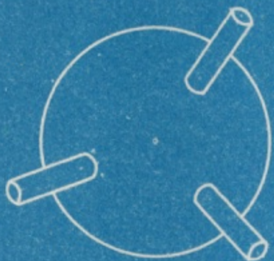
立体回路に関する一般論の試み

朝永振一郎

立体回路に関する一般論の試み

朝永振一郎 (昭和十九年七月廿日)

導波管(或は共軸ケーブル、二線回路でもよい)を口として有つ第一図の様な回路があったとする。この口の各々を通じて出入する波の振幅や位相を論ずる事が立体回路論の一つの問題であらう。この種の問題を個々の場合に付て與へられた回路の諸條件即ち其の形状や寸法、駆動の方法等に相當した境界條件のもとにMaxwellの方程式を解けば問題が解けた事になる。



第一図

然し個々の問題を個々の場合に解く前に一般般的見通しを得る目的で通常の線路の理論に於ける様に何か一般的な着眼の仕方を立てゝ置く事は出来ないであらうか。
そうすればうまく行くなら複雑な「パラメーター」の多い実験事実を適當に整理したり理論的計算を行ふ時に諸元の個数を減じて労力の節約が出来たりする事になるかも知れない。
通常の回路網の理論では「インピーダンス」といふ便利な概念を用ひて此の種の一般的回路論が展開されてゐる。而して立体回路の場合にも或る程度此の概念が其の儘適用されて実用に可成役立ってゐる様である。而も問題に依っては「インピーダンス」の概念では處理出来ないものにも當面せねばならぬのではないかと素人考へで想像される。そこで素人ながら盲目蛇におぢず一つの試みを行って見た。
其の理論の立て方は物理学畑の讀者は直ちに気付かれる様に核

反應を處理する方法を其の儘持って來たのであって以下の數学形式は、Breitの論文(G. Breit: P. R. Vol. 58 (1940), 1068–1074)を換骨脱胎したものである。然し此處に書上げて見ると得られた理論はあまり見通しのよいものではないので實用になるかどうか疑しい気もする。若し勝手な問題を立て矢鱈に一般化し、徒に數学を弄んでゐるとすれば或は戰時研究に相應しくない迂遠な事をやってゐるとすれば御許し願ひたい。

§1 一般的準備

電界や磁界は時間に對して $e^{-i\omega t}$ の形をしてゐるものとする。但し角周波数 ω は複素数を考へる事もある。其の時 Maxwell の方程式

$$\mathrm{rot}\,\mathbb{E} = -\mu \frac{\partial \mathbb{H}}{\partial t}$$

$$\mathrm{rot}\,\mathbb{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbb{E}}{\partial t} \qquad (1.1)$$

は

$$\mathrm{rot}\,\mathbb{E} = i\omega\mu\,\mathbb{H}$$

$$\mathrm{rot}\,\mathbb{H} = -i\omega\varepsilon\,\mathbb{E} \qquad (1.2)$$

となる

第一図の様な回路があつたと考へて各々の導波管の部分に於て夫々軸の方向に而も縦向に z 軸を採りそれに直角に x, y 軸を考へる以下此の管口に對して suffix N で一般的に示す番号を付ける。N番目の導波管中で上の様に取つた坐標を $x_N y_N z_N$ 等と書く.

一つの管口に着すると此處で(1.2)は特殊解として

$$\mathbb{E}_l^{+} = \mathbb{F}_l^{+}(x, y)\, e^{ik_l z}$$

$$\mathbb{H}_l^{+} = \mathbb{G}_l^{+}(x, y)\, e^{ik_l z} \qquad (1.3)$$

或は

$$\mathbb{E}_l^{-} = \mathbb{F}_l^{-}(x.y)\, e^{-ik_l z}$$

$$\mathbb{H}_l^{-} = \mathbb{G}_l^{-}(x.y)\, e^{-ik_l z} \qquad (1.4)$$

の形のものを有してゐる. 但し茲に F とか G とかいふのは

$$F_{lx}^{\pm} = i\sqrt{2}\,\omega\sqrt{\frac{\mu}{K_l}}\,\frac{\partial u_l}{\partial x} \qquad G_{lx}^{\pm} = -i\sqrt{2}\,\omega\sqrt{\frac{\varepsilon}{K_l}}\,\frac{\partial u_l}{\partial y}$$

$$F_{ly}^{\pm} = \pm i\sqrt{2}\sqrt{\frac{K_l}{\varepsilon}}\,\frac{\partial u_l}{\partial y} \qquad G_{ly}^{\pm} = i\sqrt{2}\,\omega\sqrt{\frac{\varepsilon}{K_l}}\,\frac{\partial u_l}{\partial x} \qquad (1.5)$$

$$F_{lz}^{\pm} = \sqrt{2}\sqrt{\frac{1}{\varepsilon K_l}}\,(-K_l^2 + \omega^2\mu\varepsilon)\,u_l \qquad G_{lz}^{\pm} = 0$$

(以上所謂E波)或は

$$F_{lx}^{\pm} = i\sqrt{2}\,\omega\sqrt{\frac{\mu}{K_l}}\,\frac{\partial u_l}{\partial y} \qquad G_{lx}^{\pm} = \pm i\sqrt{2}\sqrt{\frac{K_l}{\mu}}\,\frac{\partial u_l}{\partial x}$$

$$F_{ly}^{\pm}=-i\sqrt{2}\,\omega\sqrt{\frac{\mu}{K_l}}\frac{\partial u_l}{\partial x} \qquad G_{ly}^{\pm}=\pm i\sqrt{2}\sqrt{\frac{K_l}{\mu}}\frac{\partial u_l}{\partial y} \tag{1.6}$$

$$F_{lz}^{\pm}=0 \qquad G_{lz}^{\pm}=\sqrt{2}\sqrt{\frac{1}{\mu K_l}}(-K_l^2+\omega^2\mu\varepsilon)u_l$$

（所謂H波）

の形のものであって u_l とは x, y の函数で

$$\frac{\partial^2 u_l}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u_l}{\partial y^2}+\varkappa_l^2 u_l=0 \tag{1.7}$$

の固有解である。その時問題となる境界條件は(1.5)即ちE−波に對しては管の切口の境界での法線を n とすると

$$u_l(x\cdot y)\Big|_{境界}=0 \tag{1.8}$$

である (1.6) 即ち H−波に對しては境界での法線を n とすると

$$\frac{\partial u_l(x\cdot y)}{\partial n}\Big|_{境界}=0 \tag{1.9}$$

である。(1.3), (1.4), (1.5), (1.6) 中に現れてゐる K_l は

$$K_l=\sqrt{\omega^2\mu\varepsilon-\varkappa_l^2} \tag{1.10}$$

で與へられるものであるが茲で $\sqrt{\ }$ の二値性に對して $\omega^2\mu\varepsilon-\varkappa_l^2$ が正の實数の時 K_l が正の實数になる様にとるものと約束して置く。從って $\omega^2\mu\varepsilon-\varkappa_l^2$ が一般に複素数の時には K_l の agument は $\omega^2\mu\varepsilon-\varkappa_l^2$ のそれの半分にとるべきである。z軸の方向は外向にとってあるから E^+ といふ風に (+) の添字の付いた波は口から外に出る波 E^- H^- といふ風に (−) の添字の付いた波は口から内に入る波である

u_l の規準化に就ては管の截口 S についての積分に對し

$$\iint_S\left\{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2\right\}dx\,dy=1 \tag{1.11}$$

が成立する様にして置くのが便利である。

波としてE−波とH−波とがあるのであるから本當は波の姿態を表はすのに l の他にEとかHとかの添字を用ひてE−波ならば E_{El}, H_{El} といふ風に H−波ならば E_{Hl}, H_{Hl} といふ風にしなければならないのだが此の記法ではごた々々するから其の代りに以下我々は

E－波にしては偶數のlを用ひH－波に對しては奇數のlを用ひると
いふ風にする。

此處でuを(1.11)の様に規準化する事の物理的意味を看るために(1.3)又は(1.4)で表はされる波に由て導波管中を運ばれる「エネルギー」を計算してみる。Poyntingの理論に由て單位時間に管を通じて流れる「エネルギー」は

$$S=\frac{1}{4}\int_S\{[\mathbb{E}\times\mathbb{H}^*]_n+[\mathbb{E}^*\times\mathbb{H}]_n\}\,ds \tag{1.12}$$

である。但し茲に積分は導波管の截口に沿ふて行った面積分であるnはその面に直角な法線を意味する。この(1.12)の中の$\mathbb{E}$, $\mathbb{H}$に(1.3)又は(1.4)を代入し(1.5)や(1.6)を用ひて積分を行ふと

$$S=\omega\int_S\left\{\left(\frac{\partial u_l}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial u_l}{\partial y}\right)^2\right\}ds \tag{1.13}$$

を得る。從って(1.11)の様にu_lが規準化されてゐるといふ事は此の波に由って一周期の間に運ばれる「エネルギー」が單位量である事を意味する事になる。以上は導波管の理論の繰返しである。而して共軸「ケーブル」や二線路等も導波管の特殊な場合と考へれば矢張り上の形式が成立してゐる訳である。

扨て斯様に導波管中の特殊解が各管口に就て知られてゐるものとすれば第一図の様な回路中にωなる周波数の振動が起ってゐる時に一般にN番目の導波管中には

$$\begin{aligned}\mathbb{E}(x_N y_N z_N)&=\sum_l\{a_l^N\mathbb{F}^-(x_N y_N)e^{-ik_l^N z_N}+b_l^N\mathbb{F}^+(x_N y_N)e^{+ik_l^N z_N}\}\\ \mathbb{H}(x_N y_N z_N)&=\sum_l\{a_l^N\mathbb{G}^-(x_N y_N)e^{-ik_l^N z_N}+b_l^N\mathbb{G}^+(x_N y_N)e^{+ik_l^N z_N}\}\end{aligned} \tag{1.14}$$

なる形の波が存在してゐる筈である。但し各々の導波管中での係數a_l, b_lは各管口に於ける與へられた境界條件(即ち驅動方法や荷重の與へ方)で定るべきものである

此の管口條件は問題の種類に應じて種々多様に考へられるけれども

その中最も單純,基本的なものとして次の様なのが考へられる. それは一つの管口(それをNとしておく)から一つの姿態(それをlとしておく)の單純な單位振幅の波だけが入射して居り且つ他の管口から入射がないとするその時始めの管口Nに反射して出て来る波及他の管口に空洞を透過して出て来る波は如何といふ問題である

この問題を上に基本的と言った訳はNとlとの凡てに付てこの問題が解けてゐると,他のもっと複雜な管口條件を有する問題は一方程式を解く事なく此の基本的な解から代数的な操作で得る事が出来るからである. 其の例は後に示す

§2 特性「マトリックス」(假称)の導入

我々は要素的な問題としてある一つの口から振幅Ⅱの或る一つの姿態の波だけが入射し、他の口からは何ら入射波が無い時に夫々の口から如何なる波が出てゐるかといふ問題をとつた。此の要素的な問題を解いてN番目の口から単位振幅のℓ波が入射した時(そして他の入射は一つもない時)N'番目の口から出るℓ'波の振幅が得られるものとする。それを

$$a_{\ell'\ell}^{N'N} \tag{2.1}$$

と書く事とする。この$a_{\ell'\ell}^{N'N}$の定義から、N'口の中の電磁界は(但$N'=1,2\cdots N'-1, N, N+1, ---$)

$$\mathbb{E}_\ell^N(x_{N'}, y_{N'}, z_{N'}) = \sum_{\ell'}\{\delta_{NN'}\delta_{\ell\ell'}\mathbb{F}^-(x_{N'}, y_{N'})e^{-ik_\ell^{N'}z_{N'}} + a_{\ell'\ell}^{N'N}\mathbb{F}^+(x_{N'}, y_{N'})e^{+ik_{\ell'}^{N'}z_{N'}}\} \quad \mathbb{H}_\ell^N(x_{N'}, y_{N'}, z_{N'}) = \cdots\cdots \tag{2.2}$$

で與へられる事になる。※茲に$\mathbb{E}$と$\mathbb{H}$とに二つの添字N, ℓを付たのはN口からℓ波を入射せしめた時の電磁界といふ意味である。

実際に$a_{\ell'\ell}^{N'N}$を求めるには与へられた回路に付いて上の基本的な管口條件のもとで先づ(1.1)を解かねばならない。而し此の要素的な問題を一度解いて$a_{\ell'\ell}^{N'N}$を凡てのN, N', ℓ, ℓ'に付いて求めて置くと、他のより複雑な管口條件を有する問題の解も得られる事になるので、此の$a_{\ell'\ell}^{N'N}$の集りの中に此の回路の特性が凡て含まれてゐると考へてよい。其處で此の$a_{\ell'\ell}^{N'N}$の集りから出来る「マトリックス」

$$\| a_{\ell'\ell}^{N'N} \| = A \tag{2.3}$$

を此の回路の特性「マトリックス」と假に名付けて此の特性「マトリックス」と云ふもので一般的な回路論を立てゝ見たらどうかと思ふのである。

与へられた回路の特性「マトリックス」を求めるには方程式(1.1)を上の要素的な問題について解かねばならない。此の問題は回路論の

各論の中に入れて此處では其れには觸れない、以下論ずる所は(1.1)と實際解く事なしに得られるAの一般的性質に就いてである。

§3 特性「マトリックス」の一般的構造

「マトリックス」Aの一般的構造を調べるには次の二つの定理を用ひる

$\mathbb{E}$と$\mathbb{H}$とを Maxwell の方程式

$$\mathrm{rot}\ \mathbb{E} = i\omega\mu\mathbb{H}$$
$$\mathrm{rot}\ \mathbb{H} = -i\omega\varepsilon\mathbb{E} \qquad (3.1)$$

の一つの解とし. $\mathbb{E}'$, 及び $\mathbb{H}'$を

$$\mathrm{rot}\ \mathbb{E}' = i\omega'\mu\mathbb{H}'$$
$$\mathrm{rot}\ \mathbb{H}' = -i\omega'\varepsilon\mathbb{E}' \qquad (3.2)$$

の一つの解とする。此處でωとω'とは実数でも複素数でもよい.又場合によつて$\omega=\omega'$の事もあつて良い.其の時の次の定理が成立つ

第一定理

$$\int_S\{[\mathbb{E}\times\mathbb{H}']_n - [\mathbb{E}'\times\mathbb{H}]_n\}dS$$
$$= i(\omega-\omega')\int_V\{\mu(\mathbb{H}'\mathbb{H}) - \varepsilon(\mathbb{E}'\mathbb{E})\}dV \qquad (3.3)$$

但しこの式の左辺の積分は任意の閉面Sに就いての面積分であり右辺の積分は其の閉面で圍れた体積Vの中で取つた容積々分である.添字には面Sに對する外向の法線を意味する

第二定理

$$\int_S\{[\mathbb{E}\times\mathbb{H}^{*\prime}]_n + [\mathbb{E}^{*\prime}\times\mathbb{H}]_n\}dS$$
$$= i(\omega-\omega^{*\prime})\int_V\{\mu(\mathbb{H}^{*\prime}\mathbb{H}) + \varepsilon(\mathbb{E}^{*\prime}\mathbb{E})\}dV \qquad (3.4)$$

但し$*$は共軛複素數を意味する

其處で$\mathbb{E}$, $\mathbb{F}$として$\mathbb{E}^N_\ell$, $\mathbb{H}^N_\ell$を用ひ$\mathbb{E}'$, $\mathbb{H}'$として$\mathbb{E}^{N'}_{\ell'}$, $\mathbb{H}^{N'}_{\ell'}$を用ひて第一定理を適用して見る.(此の時 $\omega=\omega'$として)而して面Sとしては回路の内壁と導波管を何處で直角に截る面とで作つた閉面を用ひる.所で壁面では

$$[\mathbb{E}\times\mathbb{H}']_n = [\mathbb{E}'\times\mathbb{H}]_n = 0$$

であるから.左辺の積分としては導波管の截口面だけを取ればよい事

になる.斯く考へて(2.2)を(3.3)に用ひて $w=w'$ である事から

$$
\begin{aligned}
&\sum_{N''}\sum_{l''}\sum_{l'''}\int_S\Big\{\Big[\Big(\delta_{l''l}\delta_{N''N}\mathbb{F}^-_{l''}e^{-ik^{N''}_{l''}Z''}+a^{N''N}_{l''l}\mathbb{F}^+_{l''}e^{ik^{N''}_{l''}Z''}\Big)\times\\
&\Big(\delta_{l'''l'}\delta_{N'''N}\mathbb{E}^-_{l'''}e^{-ik^{N''}_{l'''}Z''}+a^{N''N'}_{l'''l'}\mathbb{G}^+_{l'''}e^{ik^{N''}_{l'''}Z''}\Big)\Big]_n\\
&-\Big(\delta_{l'''l'}\delta_{N'''N'}\mathbb{F}^-_{l'''}e^{-ik^{N''}_{l'''}Z''}+a^{N''N'}_{l'''l'}\mathbb{F}^+_{l'''}e^{ik^{N''}_{l'''}Z''}\Big)\times\\
&\Big(\delta_{l''l}\delta_{N''N}\mathbb{G}^-_{l'''}e^{-ik^{N''}_{l''}Z''}+a^{N''N}_{l''l}\mathbb{G}^+_{l'''}e^{ik^{N''}_{l''}Z''}\Big)\Big]_n\Big\}dx''\,dy''=0
\end{aligned}
\qquad (3.5)
$$

但し x'', y'', Z'' と書いたのは本當は $x_{N''}$ $y_{N''}$ $Z_{N''}$ と書くべきものである.

(3.5)に於て $\mathbb{E}$ や $\mathbb{G}$ に(1.5)(1.6)を用ひ固有函数 U_l の直交性を考慮すると先づ $\int dx''dy''$ を行った結果として(3.5)の組数中 $l''\neq l'''$ の項は0になる事がわかる而して U_l が(1.11)の様に規準化してあると $l''=l'''$ の項に對しては

$$\int[\mathbb{F}^+_{l''}\times\mathbb{G}^+_{l''}]_n\,dS=-2w$$

$$\int[\mathbb{F}^+_{l''}\times\mathbb{G}^-_{l''}]_n\,dS=-(-1)^l\,2w \qquad (3.6)$$

$$\int[\mathbb{F}^+_{l''}\times\mathbb{G}^-_{l''}]_n\,dS=(-1)^l\,2w$$

$$\int[\mathbb{F}^-_{l''}\times\mathbb{G}^-_{l''}]_n\,dS=2w$$

が得られる事を用ひて(3.5)は簡單に

$$2w\{a^{N'N}_{l'N}-a^{NN'}_{ll'}\}=0 \qquad (3.7)$$

となる

w は0でないから(3.7)は

$$a^{N'N}_{l'l}=a^{NN'}_{ll'} \qquad (3.8)$$

と書いてよい

斯して「マトリックス」Aは對称「マトリックス」であると云ふ結論が得られた.

この事実の物理的内容を文章で言ふならば

「N口から單位振幅の l 波が入射した時(他の入射は一つもない)N口から出る l' 波の振幅は.N'口から單位振幅の l' 波が入射した時(他の入射は一つもない)N口から出る l 波の振幅に等しい」と云ふ事に

なる。即ちこれはよく知られた相反関係に外ならない。此のAの對称性はwが実数であつても無くても一般的に成立する。斯して第一定理から「マトリックス」Aの對称性が得られた。次に第二定理を用ひて見る即ち(3.4)に於て再び $\mathbb{E}$, $\mathbb{H}$ として $\mathbb{E}^N_l$, $\mathbb{H}^N_l$ を $\mathbb{E}'$, $\mathbb{H}'$ として $\mathbb{E}^{N'}_{l'}$、$\mathbb{H}^{N'}_{l'}$ を用ひる。而して矢張 $w=w'$ とし、而もこの場合には w が実数であるものとする。而る時は上と略同様な計算に依つて

$$\delta_{l'l}\,\delta_{N'N}\left(\frac{\sqrt{K^N_l}}{\sqrt{K^{*N}_l}}+\frac{\sqrt{K^{*N}_l}}{\sqrt{K^N_l}}\right)e^{-i(K^N_l-K^{*N}_l)z}-a^{N'N}_{l'l}\left(\frac{\sqrt{K^{N'}_{l'}}}{\sqrt{K^{*N'}_{l'}}}-\frac{\sqrt{K^{*N'}_{l'}}}{\sqrt{K^{N'}_{l'}}}\right)e^{i(K^{N'}_{l'}+K^{*N'}_{l'})z}$$
$$+a^{NN'}_{ll'}\left(\frac{\sqrt{K^N_l}}{\sqrt{K^{*N}_l}}-\frac{\sqrt{K^{*N}_l}}{\sqrt{K^{N'}_l}}\right)e^{-i(K^N_l+K^{*N}_l)z}-\sum_{N''}\sum_{l''}a^{*N'N''}_{l'l''}a^{N''N}_{l''l}\left(\frac{\sqrt{K^{N''}_{l''}}}{\sqrt{K^{*N''}_{l''}}}+\frac{\sqrt{K^{*N''}_{l''}}}{\sqrt{K^{N''}_{l''}}}\right)e^{i(K^{N''}_{l''}-K^{*N''}_{l''})z''}$$
$$=0 \qquad (3.9)$$

なる関係を有する

色々な姿態の波の中でCut offされたものと、そうでないものとを区別すると(3.9)の関係は幾つかの関係に分れる。即ち此處である姿態がcut offされる波である事を示すのに添字 l の上に $-$ を付けて $\bar{l}$ の様にして表はし、それに對して何も付けない l はcut offされない波を表はすものとすると $K_{\bar{l}}$ は純虚数、K_l は実数になる事に注意して、(3.9)は

$$\delta_{l'l}\,\delta_{N'N}-\sum_{N''}\sum_{l''}a^{*N'N''}_{l'l''}\,a^{N''N}_{l''l}=0$$
$$-i\,a^{N'N}_{\bar{l}'l}-\sum_{N''}\sum_{l''}a^{*N'N''}_{\bar{l}'l''}\,a^{N''N}_{l''l}=0 \qquad (3.10)$$
$$i\,a^{NN'}_{\bar{l}l'}-\sum_{N''}\sum_{l''}a^{*N'N''}_{l'l''}\,a^{N''N}_{l''\bar{l}}=0$$
$$-i\,a^{NN'}_{\bar{l}\bar{l}'}+i\,a^{*NN'}_{\bar{l}\bar{l}'}-\sum_{N''}\sum_{l''}a^{*N'N''}_{\bar{l}'l''}a^{N''N}_{l''\bar{l}}=0$$

なる四つの関係に分れる。

若し空洞から管口迄の長さが十分長いならばCat offされた波は実際上問題にならないから棒附の添字を持つた a は凡て0としてよい。其の様な場合には、A「マトリックス」の代りに棒無しの l を有つ「マトリックス」要素だけを取つた部分「マトリックス」で十分話が済ませる。其の場合には(3.10)の

第一式だけが問題になる訳である. 所で此の(3.10)の第一式は
A-matrix は Unitär であると云ふ事を意味してゐる。

以下管口が十分長い時に問題を限定して置く. そうでない場合にもA-matrixを用ひて一般論を作る事が出来ると思ふけれども始めは先づ簡單な場合をやつて必要が起つてから一般化を行ふ方が賢い様に思はれる. A-matrixがUnitärであると云ふ事の物理的意味としては先づ(3.10)一式に於て $l=l'$, $N=N'$ と取つて得られる関係即ち

$$\sum_{N''}\sum_{l''} a^{*}{}^{N N''}_{l\, l''}\, a^{N'' N}_{l''\, l} = 1 \qquad (3.11)$$

の関係は「エネルギー」保存を表はすものである. (3.10)に含まれた他の関係

$$\sum_{N''}\sum_{l''} a^{*}{}^{N' N''}_{l'\, l''}\, a^{N'' N}_{l''\, l} = 0 \quad \left(\begin{array}{l} N'\neq N,\ l'\neq l \text{ が同時} \\ \text{に成立せぬ時} \end{array}\right) \qquad (3.12)$$

は其れ程直觀的な意味が附けられないが之は色々な姿態の波が重疊してゐる時に流れて行く「エネルギー」が波の干渉とは無関係に單純に個々の波によつて運ばれると考へられる「エネルギー」流の重疊で与へられる事を意味してゐる. (3.11)が「エネギー」保存を意味すると云つた事をもう少し詳しく述べると, (3.11)の右辺は振幅1で入射した波によつて回路中に持ち込まれる「エネルギー」を意味し左辺の

$$a^{*}{}^{N N''}_{l\, l''}\, a^{N'' N}_{l''\, l} \; (= |a^{N''N}_{l''\, l}|^2) \qquad (3.13)$$

は其の時 N'' 口から l'' 波として外に出て行く「エネルギー」を表はすのであつて(3.11)は即ち流入する「エネルギー」と流出する「エネルギー」の「バランス」を出してゐるのである。