新稿 物理学概説

下巻

京都産業大学教授　理博
京都大学名誉教授
多田政忠 編

学術図書出版社

新　稿

物理学概説

下　巻

京都大学名誉教授　多田政忠
前京都大学教授　丹羽進
京都大学名誉教授　三谷健次
京都大学名誉教授　竹山幹夫
京都大学名誉教授　川井孝夫
京都大学名誉教授　喜多秀次
京都大学教授　宮武義郎
京都大学教授　徳岡善助
京都大学教授　木方洋
共　著

学術図書出版社

著者承諾
検印省略

1974年11月　新稿第1版・第1刷発行
1990年2月　新稿第1版・第22刷発行

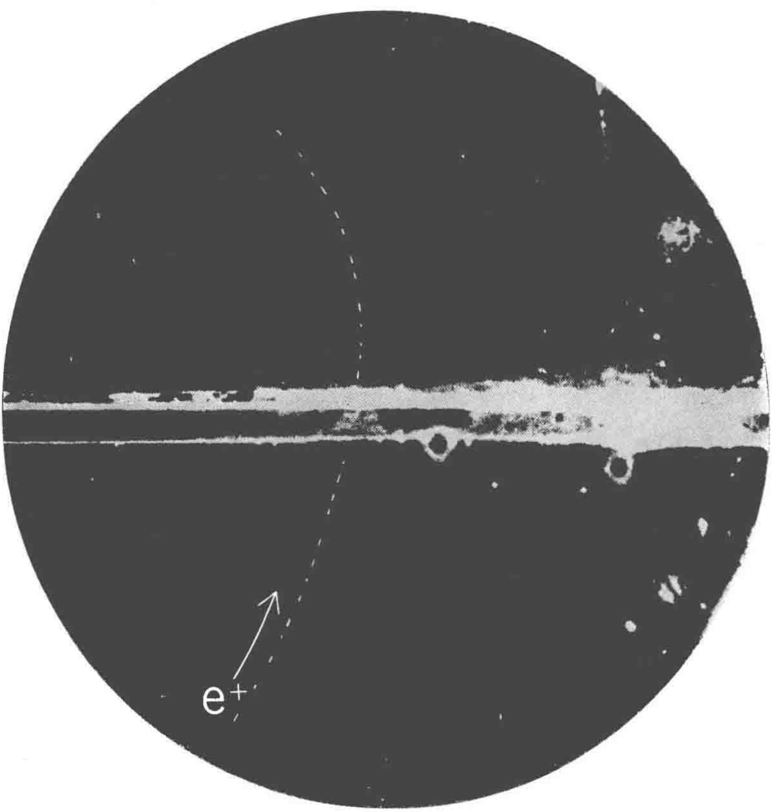
新稿　物理学概説　下巻

定価 1751 円（本体1700円）

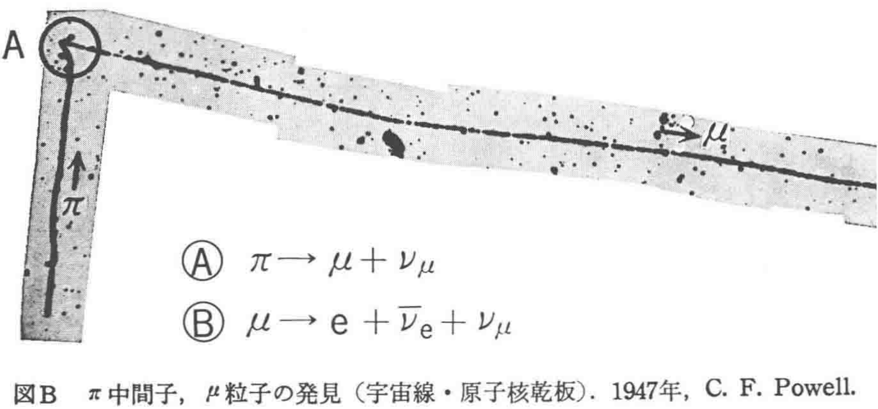
編者　多田政忠
発行者　発田寿々子
印刷者　矢部富三

発行所　株式会社 学術図書出版社
東京都文京区本郷5丁目4の6
電話（811）0889 振替東京1-28454

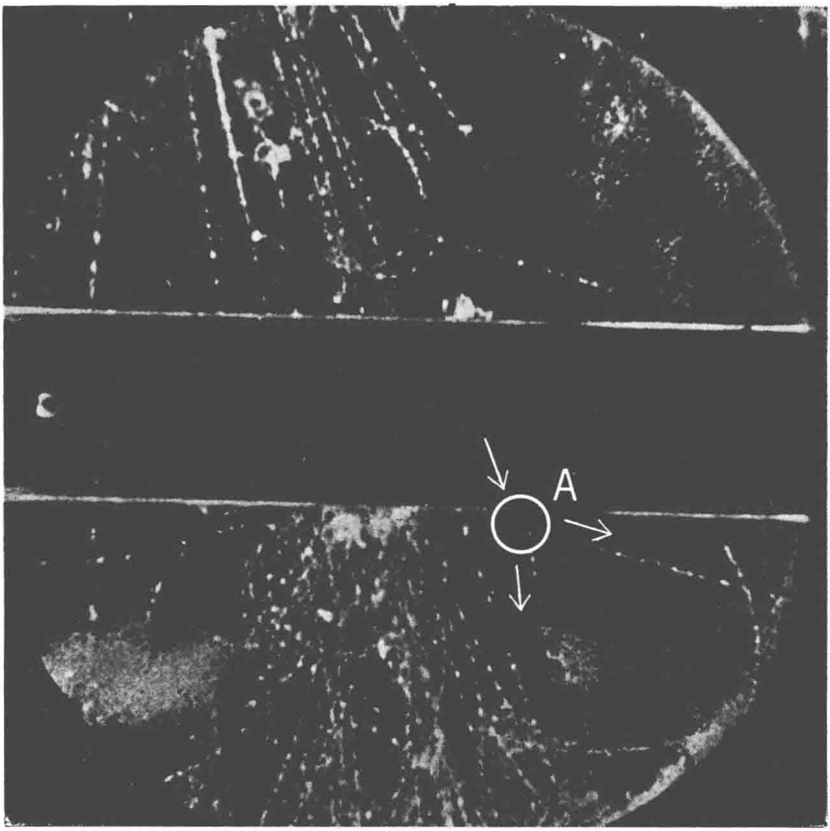
三松堂印刷（株）・印刷　☆乱丁・落丁はおとりかえします



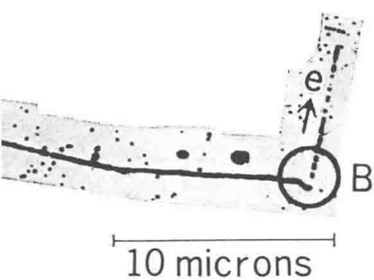
図A　陽電子の発見（宇宙線・霧箱）．1932年，C. D. Anderson.
磁場によって曲げられる向きから e^+ とわかる．

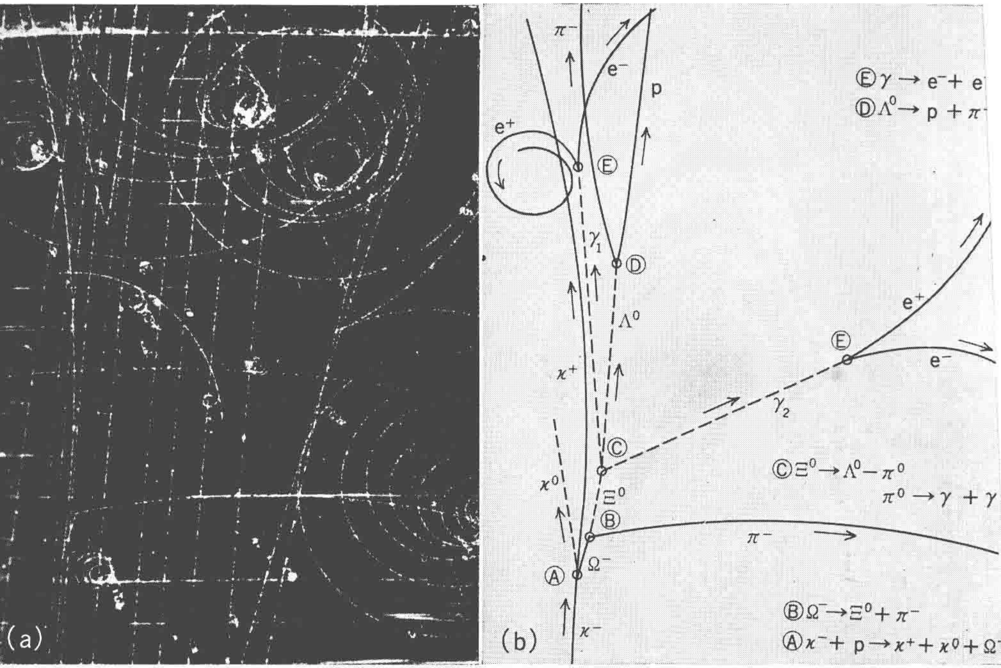


図B　π 中間子，μ 粒子の発見（宇宙線・原子核乾板）．1947年，C. F. Powell.



図C　Λ^0 粒子の発見（宇宙線・霧箱）．　1947 年，G. D. Rochester と C. C. Butler
上からきた飛跡の見えない中性粒子（Λ^0）が点Aでpと π^- に崩壊している．（図DのD点と比較せよ）．





図D　Ω^-の発見（交替勾配シンクロトロン・泡箱）.
1964年，Brookhaven 国立研究所（アメリカ）.

下から入射した κ^-が泡箱内の p と衝突して Ω^-を生成し，生成された素粒子が次々と崩壊してゆくようすが見られる．点線は見えない中性粒子の飛跡をエネルギー，運動量の保存則により補ったもの．

目　　次

V　電 気 磁 気 学

1章　真空中の静電場

2章　誘電体の中の静電場

3章　磁　　気

4章　定　常　電　流

5章 電流の磁気作用

6章 電流が磁場から受ける力

7章 電 磁 誘 導

8章 Maxwell の方程式と電磁波

9章 電 気 回 路

10章　エレクトロニクス

VI　近代物理学

1章　特殊相対性理論

2章　量　子　論

3章 統 計 力 学

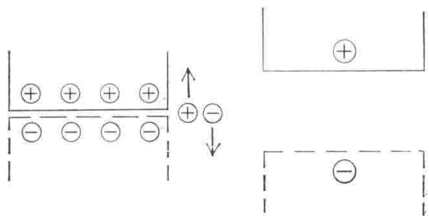
4章 原子核と素粒子

V 電気磁気学

1章 真空中の静電場

§1 Coulomb の法則

摩擦電気　物質は電気的構成をもっている原子・分子よりなり，2つの物体を摩擦しあうと電気を生ずる．たとえば，ガラス棒を絹の布で摩擦すると，境界面を通って，電荷が移動する．これは，境界面に生ずる熱，歪などのほか，界面の複雑な性質によるものとされている．さらに，物体を相互に引離すと，移動した電荷はそのまま分離して残り，物体は**帯電**して**電気**を生ずる*.



(a) 境界面における電荷の移動　(b) 電荷の分離

図1-1 摩擦電気

このような**摩擦電気**は摩擦しあう一方の物体には正，他方には負と，必ず一対になって現われる．つぎの系列の2つのものを摩擦しあうと，左のものは正，右のものは負に帯電する．これを**帯電列**という．

⊕ 毛皮，ガラス，絹，毛，金属，ゴム，こはく，エボナイト ⊖

電気に関する Coulomb（クーロン）の法則　Coulomb は，微小な力を測定するのに便利なねじれ秤を使って実験し，次の法則を得た（1785）．「電

* 空気中の湿度が約30% 以下のとき，化繊のじゅうたんの上を歩くと，人は1～2万ボルトに帯電することがある．

気量がそれぞれ q_1, q_2 の2つの**点電荷*** は，電気量の相乗積に比例し，その間の距離 r の2乗に反比例する力 F を及ぼしあい，その力の方向は，それらを結ぶ直線の上にある.」すなわち

$$F=\frac{1}{k}\frac{q_1q_2}{r^2}. \tag{1·1}$$

ここに，k は周囲の空間の性質と単位のとり方に関係する比例定数である.

(1·1) の力は，大きさと方向をもっているので，**ベクトル**であり，$\boldsymbol{r}_0$ を q_1 から q_2 に向かう単位ベクトルとすると，q_2 が q_1 から受ける力 $\boldsymbol{F}$ は

$$\boldsymbol{F}=\frac{1}{k}\frac{q_1q_2}{r^2}\boldsymbol{r}_0 \tag{1·2}$$

と表わすことができる. q_1, q_2 は正負の符号をもち，同種の電気のときは斥力，異種の電気のときは引力となる. この力を **Coulomb 力**という**.

静電単位系　(1·1) の定数 k を1として，真空中で強さの等しい2つの点電荷が，1cm の距離で及ぼしあう力が 1dyn であるとき，そのおのおのの電気量を単位として，これを 1CGS 静電単位 (記号 CGSesu) の電気量と定める. また，これをもとにして，電気，磁気に関する量の次元を定めるとき，この単位系を，**静電単位系**という. この場合真空中の Coulomb の法則 (1·1) は次のようになる.

$$\boldsymbol{F}=\frac{q_1q_2}{r^2}\boldsymbol{r}_0. \tag{1·3}$$

電気量の静電単位は，実用的には小さすぎるので，適当な大きさをもった**実用単位** C (**クーロン** coulomb) が使われる.

$$1\mathrm{C}=3\times10^9\,\mathrm{CGSesu}$$

MKS 単位系　この単位系では電気磁気に関する量として，便利な実用単位を選び，長さ，質量，時間に MKS 単位をとる. さらに，のちに出てくる多くの関係式を簡単にするため $k=4\pi\epsilon_0$ とする***. このとき比例定数 k の数値はつぎのようになる.

---

* 電荷とは，電気現象の源となる実体をいい，その大きさが，それらの間の距離に比べて無視できるほど小さいときに点電荷という. なお，電荷は電気量の意味にも使われる.

** この法則のベキ2は，大体 10^{-15}m (水素原子の核) から実験室 (シールド ルーム) の大きさにわたって 10^{-9} の精度で実験的に確かめられている.

*** $1/k=8.988\times10^9\fallingdotseq9.0\times10^9\,\mathrm{Nm^2/C^2}$.

$$k=10^7/c^2 \fallingdotseq 1/(9\times10^9),\qquad (c\ \text{真空中の光速}). \tag{1·4}$$

したがって，Coulomb の法則（1·2）は

$$\boldsymbol{F}=\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{q_1q_2}{r^2}\boldsymbol{r}_0 \tag{1·5}$$

で表わされる．ϵ_0 の数値と単位は上の2つの式から*

$$\epsilon_0=10^7/4\pi c^2\ \mathrm{kg^{-1}\,m^{-3}\,s^2\,C^2}=8.854\,185\times10^{-12}\ \mathrm{F/m}. \tag{1·6}$$

となり，これを真空中の**誘電率**または**誘電容量**という．

MKS 系で，電気量 Q の単位 C（クーロン）を第4の基本単位に選んだ場合の単位系を，特に MKSQ 単位系という．これに対して，電流 J の単位 A（**アンペア**　ampere）を第4の基本単位に選んだ場合の **MKSA 単位系**が近年広く用いられている．

単位系の間の関係については，7章§6に改めて一括してのべるが，ここでは，とくに断わらない限り，MKSA 単位系を用いる．

Coulomb 力の重ね合せ　Coulomb の法則（1·5）は2つの電荷 q_1, q_2 の間に作用する力を示している．1つの電荷 q が同時に多数の電荷 q_i の作用を受けるときの力 $\boldsymbol{F}$ は，おのおのの電荷 q_i が，お互いに他と独立に q と作用する力 $\boldsymbol{F}_i$ のベクトル和になっている．すなわち，$\boldsymbol{F}=\sum\boldsymbol{F}_i$ となり Coulomb 力に関し，**重ね合せの原理**が成り立つものである．

電気量保存の法則　いろいろな経験を総合すると，物体の帯びる電荷は巨視的にみて中和したり，導体を伝わって移動したり，イオンとなって正負に分かれたり，また素粒子の消滅や創生の過程で移っていくことがあるが，「限られた部分の中の全電気量は，系の中に変化があっても，系の外との間に電気量の出入りのない限り，一定である.」これを，**電気量保存の法則**という．

媒達説　上でのべたように，電荷と電荷との間には力が作用するが，この電気力を考えるのに2つの立場がある．すなわち，電気力は途中の空間に

---

* $1\ \mathrm{kg\cdot m/s^2}=1\mathrm{N}=10^5\ \mathrm{dyn}$,　N（**ニュートン**　newton).
また，F（**ファラッド**　farad）はのちにのべる電気容量の単位である．

関係せずに，電荷と電荷との間で直接働くと考える**直達説**または**遠隔作用説**と，途中の空間を介して伝わると考える**媒達説**または**近接作用説**とである．Faraday は，実験上のいろいろな事実から後者の考えをいだき，Maxwell は Faraday の考え方と，当時行なわれていた流体力学や弾性力学との対応性から，媒達説に基礎をおく **Maxwell の電磁場論**と名づけられる体系を完成した．

問1　$+20\mu$C と $+30\mu$C との2つの点電荷が，3 m 離れておかれている．この間に働く力を求めよ．　答　0.6N.

§2　電　場（電界）

電場の強さ ($\boldsymbol{E}$)　電荷が分布している真空の空間を考える．この空間の任意の1つの点 P に電荷を置けば，これに Coulomb 力が作用する．このような電気力の働く空間を**電場**または**電界**という．また，電場の1つの点に，+1 単位の点電荷（試験体）をおくとき，これに作用する電気力 $\boldsymbol{E}$ を，その点における**電場の強さ**，力の向きを**電場の向き**という．ただし，この試験体は，それをもちこむことによって，もとからある電場を乱してはならない．電気力は電荷（電気量）の大きさに比例する．

したがって，強さ $\boldsymbol{E}$ の電場の中にある点電荷 q_0 のうける電気力は

$$\boldsymbol{F} = q_0\boldsymbol{E}. \tag{2·1}$$

$\boldsymbol{E}$の単位は，N/C であるが，§6 でのべるように，これに等しい V/m を使うことが多い*.

この章では静止した電荷の作る電場のみを扱う．これを**静電場**という．静電場においては，$\boldsymbol{E}$ は位置座標のみの関数で時間変数に関係しない．

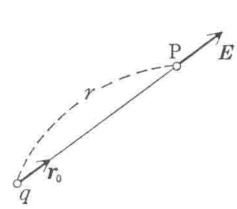


図1-2　点電荷の作る電場

分布している電荷の作る電場　電気量 q の点電荷が，それから r をへだてた点 P に作る電場の強さ $\boldsymbol{E}$ は，Coulomb の法則（1·5）および

* V（ボルト　volt）は電位や起電力の単位．§6 参照

(2·1) から

$$\boldsymbol{E}=\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{q}{r^2}\boldsymbol{r}_0 \qquad (2\cdot2)$$

となる*．ここに $\boldsymbol{r}_0$ は q から P に向かう単位ベクトルである．

つぎに，多くの点電荷 q_1, q_2, q_3, … が P 点につくる電場 $\boldsymbol{E}$ は，ある1つの電荷 q_i による電場の強さを $\boldsymbol{E}_i$ とすると，Coulomb 力の重ね合わせによって $\boldsymbol{E}_i$ をベクトル的に合成したものであり

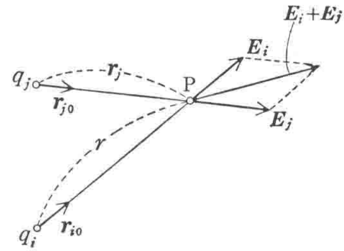


図 1-3 点電荷系の作る電場

$$\boldsymbol{E}=\sum \boldsymbol{E}_i$$
$$=\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\sum\left(\frac{q_i}{r_i{}^2}\boldsymbol{r}_{i0}\right). \qquad (2\cdot3)$$

ここに，$\boldsymbol{r}_{i0}$ は q_i から P に向かう単位ベクトル，r_i は q_i と P との間の距離である（図 1-3）．

なお，電荷が体積密度 ρ で連続的に分布しているときには，上の式はつぎの積分形に書かれる**．

$$\boldsymbol{E}=\int_{\mathrm{V}}\mathrm{d}\boldsymbol{E}=\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\int_{\mathrm{V}}\frac{\rho\boldsymbol{r}_0}{r^2}\,\mathrm{d}v. \qquad (2\cdot4)$$

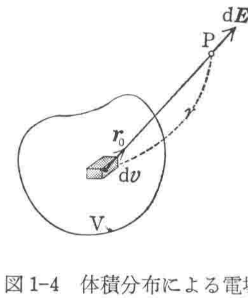


図 1-4 体積分布による電場

積分範囲 V は，電荷が分布している体積全体である．

線分布または面分布の電荷に対しても，同様に考えられる．

問 2 無限に長い直線上に線密度 λ で一様に分布した電荷が，この直線から垂直距離 r の点につくる電場の強さを求めよ． **答** $\lambda/2\pi\epsilon_0 r$.

問 3 半径 a の円輪の上に，一様な線密度 λ で分布している電荷がある．円輪の中心から距離 x にある，中心軸上の点の電場を求めよ．

答 $E=a\lambda x/2\epsilon_0(a^2+x^2)^{\frac{3}{2}}$, 軸方向.

---

* この電場を **Coulomb** 場ということがある．

** 電荷が分布している内部の点においても(2·4)式は成り立つ．（証明略）

例題1　面密度σで一様に帯電した，無限に広い平面板の作る電場を求めよ．

解　無限平面から距離 x だけ離れた点 P における電場の強さ E を求める．P 点から平面に下した垂線の足を O とする．平面上で O を中心とし，半径 a と $a+\mathrm{d}a$ との間の円輪にある電荷の作る電場 $\mathrm{d}E$ は問3から，OP の方向を向き，線密度　$\lambda=\sigma\cdot 1\cdot \mathrm{d}a$　として，その大きさは

$$\mathrm{d}E=\frac{\sigma x a\mathrm{d}a}{2\epsilon_0(a^2+x^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

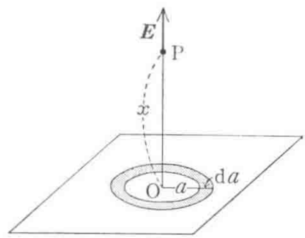


図1-5　無限に広い平面に分布した電荷の作る電場

よって，E は面に垂直外向きで，大きさは

$$E=\int\mathrm{d}E=\frac{\sigma x}{2\epsilon_0}\int_0^{\infty}\frac{a}{(a^2+x^2)^{\frac{3}{2}}}\mathrm{d}a.$$

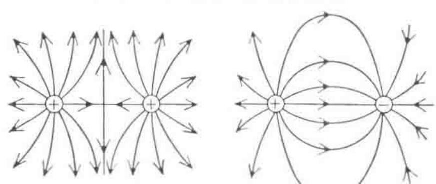
$a^2=t$ とおき，$a\mathrm{d}a=\mathrm{d}t/2$ から

$$E=\frac{\sigma x}{4\epsilon_0}\int_0^{\infty}\frac{\mathrm{d}t}{(t+x^2)^{\frac{3}{2}}}=\frac{\sigma x}{4\epsilon_0}\left[-\frac{2}{(t+x^2)^{\frac{1}{2}}}\right]_0^{\infty}=\frac{\sigma}{2\epsilon_0}.$$

電場の強さは，位置によらず一定となる．(平面板上では電場の強さはゼロ)

電気力線と電気力管　　電場の中の曲線で，その上の任意の点における接線が，その点の電場 $\boldsymbol{E}$ の方向と一致するものを**電気力線**といい，電場の向きを**電気力線の向き**と定める．電気力線で囲まれた管を**電気力管**という．

流体の運動を調べる場合，空間の各点に速度ベクトル $\boldsymbol{u}$ を定め，流線・流管を作ることができた．静電場においては，電場ベクトルの電気力線と電気力管がこれに対応する．



(a) 同種の電荷　　(b) 異種の電荷

図1-6　電気力線

§3　Gauss の法則

ベクトル束　　密度一定の流体が流管の中を定常的に流れている(図1-7)．流管中の点Pにおける流体の速度を $\boldsymbol{u}$，微小面積を $\mathrm{d}S$ とし，$\mathrm{d}S$ の法線ベクトル*$\boldsymbol{n}$ と $\boldsymbol{u}$ とのなす角を θ とする．$\mathrm{d}S$を通って単位時間に流れる流体の

* その面の法線の方向に沿うた単位ベクトルを**法線ベクトル**という．

体積は $u\,\mathrm{d}S\cos\theta$ となる．$\boldsymbol{u}$ と $\boldsymbol{n}$ とのスカラー積を用いると

$$u\,\mathrm{d}S\cos\theta = u_n\mathrm{d}S = \boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{n}\,\mathrm{d}S = \boldsymbol{u}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{S} \quad (3\cdot1)$$

となり*，これはベクトル $\boldsymbol{u}$ が $\mathrm{d}S$ を $\boldsymbol{n}$ 方向に貫ぬく**束**または**流束**といわれる．更に，流管の任意の断面 S 全体についての流束の総和は，面積積分 $\int_{\mathrm{S}}\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{n}\,\mathrm{d}S$ となり，これに一定の密度を掛ければ S を通る流量がわかる．

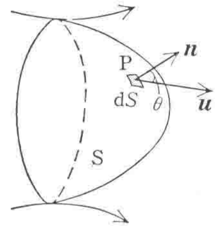


図 1-7 ベクトル束

電力束 一般に上で述べた束の考えを，流れベクトルでない場合にも拡張して考える．ここでは電場ベクトル $\boldsymbol{E}$ を考えて，$\boldsymbol{E}$ の束を**電力束**という．これを $\mathrm{d}N$ で表わすと

$$\mathrm{d}N = \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{n}\,\mathrm{d}S = \boldsymbol{E}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{S}. \quad (3\cdot2)$$

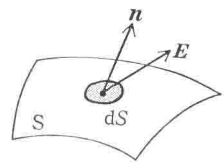


図 1-8 電 力 束

また，S を 1 つの閉じた面とし，全体についての電力束の総和 N を**全電力束**という．すなわち，

$$N = \oint_{\mathrm{S}}\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{n}\,\mathrm{d}S = \oint_{\mathrm{S}}E_n\mathrm{d}S = \oint_{\mathrm{S}}E\cos\theta\,\mathrm{d}S. \quad (3\cdot3)$$

ここに，$\oint_{\mathrm{S}}$ は閉曲面 S 全体についての面積積分を意味し，このときの法線ベクトル $\boldsymbol{n}$ の正の向きは，面の外側に向かってとる．

Gauss の法則 1 つの点電荷 q の作る電場の中で，q を囲む任意の閉じた曲面 S を考える．この S を貫ぬく全電力束 N は，(2·2) の $\boldsymbol{E}$ を (3·3) に入れて

$$N = \frac{q}{4\pi\epsilon_0}\oint_{\mathrm{S}}\frac{\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{r}_0}{r^2}\mathrm{d}S = \frac{q}{4\pi\epsilon_0}\oint_{\mathrm{S}}\frac{\cos\theta}{r^2}\mathrm{d}S. \quad (3\cdot4)$$

ここに θ は，q から $\mathrm{d}S$ に向かう単位ベクトル $\boldsymbol{r}_0$，すなわち $\boldsymbol{E}$ の方向と，$\mathrm{d}S$ における外向き法線ベクトル $\boldsymbol{n}$ とのなす角である．

* $\mathrm{d}\boldsymbol{S} = \boldsymbol{n}\mathrm{d}S$ は $\mathrm{d}S$ を大きさ，$\boldsymbol{n}$ の方向を向きとし，**面積ベクトル**とよばれる．