

1.3 電磁誘導

1.3.1 ファラデーの法則

電流を流した導線の近くに方位磁石を置くと磁針が振れる（図 1.11 右参照）。これを電流の磁気作用と呼ぶ^{*25}。ファラデーはこの逆の現象、即ち磁場から電流が作れるのではないかと考えた。この現象を電磁誘導と呼ぶ。そして図 1.14 に示すように、磁場とコイルを用いた 3 つの実験から次のことが分かった [24, p.301]^{*26}。この実験でコイルに電流が流れたかどうかは、コイル導線の下に置いた方位磁石の振れで確認できる。

1. 磁場（磁石）を固定してコイルを引き抜くと、コイルに電流が流れた。【実験 1】
2. コイルを固定して磁場（磁石）を左に動かしてもコイル電流が流れた。【実験 2】
3. 磁場の大きさを変化させる（磁石のかわりに電磁石^{*27}を使う）と、コイルに電流が流れた。【実験 3】

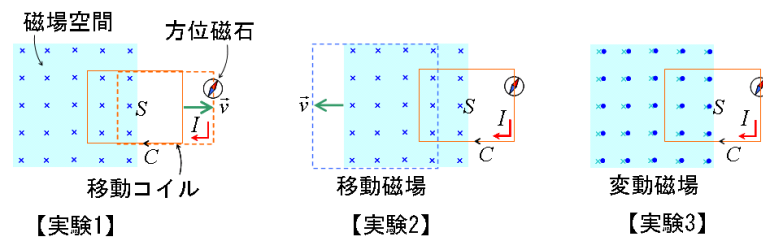


図 1.14 ファラデーの 3 つの実験。ループ経路 C 、ループ面積 S のコイルに電流が流れる現象は次の 3 つの実験に要約される。【実験 1】静止磁石の上でコイルを動かす。【実験 2】静止コイルの下で磁石を動かす。【実験 3】磁場の大きさだけを変える。

3 つの実験に共通していることは、コイルのループ面積 S を貫く磁場 \vec{B} が時間と共に変化していることである。そこで、ループ面 S を貫く磁場 \vec{B} を定量化するために、式 (1.9) で導入したフラックス（面に垂直なベクトル成分と面積の積）を求める。即ち、コイルのループ面 S における磁場の流束（これを磁束と呼ぶ^{*28}）は次式になる。

$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (1.32)$$

所で、電源に接続されていないコイルに電流が流れたということは、コイル導線内部の自由電子を動かす力が発生したことを意味する。まず、【実験 1】のように静止磁石の上でコイルが運動する場合に発生する力について考える。図 1.15 に示すように磁場の中で運動する電荷には式 (1.15) の磁気力 \vec{F}_m が働く。この力によって自由電子は容易に移動で

^{*25} 1820 年 Oersted によって最初に発見された。この現象発見が直ちに、ビオ-サバールの法則やアンペールの法則の発見につながる。ビオ-サバールの法則（式 (1.19) や式 (1.23)）は、エルステッドが発見した電流の磁気作用を数式で表現したものである。

^{*26} 1831 年 Faraday によって発表された。

^{*27} 鉄心にコイルを何重にも巻いて電流を流すと強い磁石（電磁石）になる。電流の大きさを変えると磁場の強さや極性を変えることができる。

^{*28} 式 (1.9) で計算した電場の流束は電束とは呼ばない。このことは誘電体（本書では扱わない）について学習すると明らかになる。

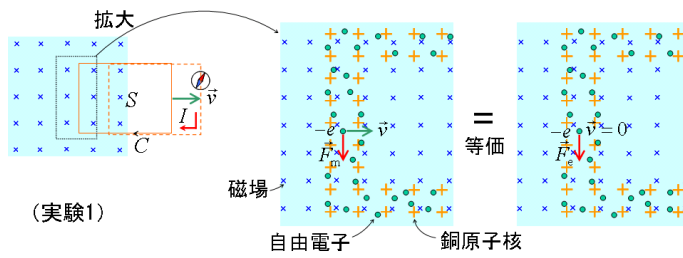


図 1.15 【実験 1】静止磁石の上でコイルが運動する場合（左）の点線部分の拡大図（右）、自由電子に働く磁気力 \vec{F}_m を、コイル導体の銅原子核（自由電子と同じ速度 \vec{v} で右に移動している）の立場から見ると、自由電子の相対速度はゼロであるから磁気力 \vec{F}_m には見えず、右図のように電気力 \vec{F}_e に見える。

きる^{*29}。自由電子に働く磁気力 \vec{F}_m を、コイル導体の銅原子核（自由電子と同じ速度 \vec{v} で右に移動している）の立場から見ると、自由電子の相対速度はゼロであるから磁気力 \vec{F}_m には見えず電気力 \vec{F}_e に見える [25, p.171][26, p.184]。電気力は式 (1.4) より $\vec{F}_e = q\vec{E}$ であるから、この場合 $\vec{E} = -\vec{F}_e/e$ なる電界が \vec{F}_e と反対向きに働いていることと同じである^{*30}。導線内部に発生したこの電界 \vec{E} をループ C に沿って一回り積分すると、

$$\text{emf} = \oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (1.33)$$

となる。これを起電力 (electromotive force 略して emf) と呼ぶ。次に、【実験 2】コイルが静止していて磁場が移動する場合と【実験 3】コイルも磁場も静止していて磁場の大きさが変動する場合に発生する力について考える。図 1.16 に示すように、空間のある場所で磁場の大きさが突然変化すると、その変化を妨げるように（変化を打ち消すほど強くはない）同心円状の電界が空間に誘導される [20, pp.191-192]。この電界の中に導体ループを配置すれば、ループ C の接線上にある電界成分が導体内部の自由電子を移動させる。電界 \vec{E} をループ C 上に沿って一回り積分すれば式 (1.33) と同じ起電力が得られる^{*31}。さて、式 (1.33) の起電力の方向と大きさについては、次のことが分かった。

1. 方向は、コイルと鎖交する（ループ面 S を貫く）磁束の変化を妨げるような向きに生ずる。即ち、磁束が減少したときは増やす向き、磁束が増加したときは減らす向きに起電力を生じる^{*32}。（ $e \propto -$ ：逆らうことを表す符号）
2. 大きさは、コイルと鎖交する磁束の時間変化率に等しい^{*33}。（ $e \propto d\Phi/dt$ ）

この 2 つの性質から次式が得られる。

$$\text{emf} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (1.34)$$

負符号は起電力の方向（電流を流す方向）が磁束変化 $d\Phi$ を打ち消すことを強調するものであり、起電力の大きさだけを問題にするときは符号は無視して良い。また、式 (1.34) に

^{*29} コイル導体を構成する銅原子（自由電子を 1 つ放出したので + に帯電）にも磁気力は働くが、隣接する原子の結びつきがとて強く動くことはできない。

^{*30} 1.1.1 節より自由電子 1 つの電荷は $q = -e$ である。

^{*31} 【実験 2 or 3】は、数式上は【実験 1】と同じ (1.33) の起電力を生じるが、電界が導体上に限定されないことが決定的な違いである。導体ループは電界の存在を電流として検出するための手段に過ぎない。

^{*32} 1834 年 Lentz によって発表された。レンツの法則と呼ぶ。

^{*33} 1845 年 Neumann によって発表された。ノイマンの法則と呼ばれる。

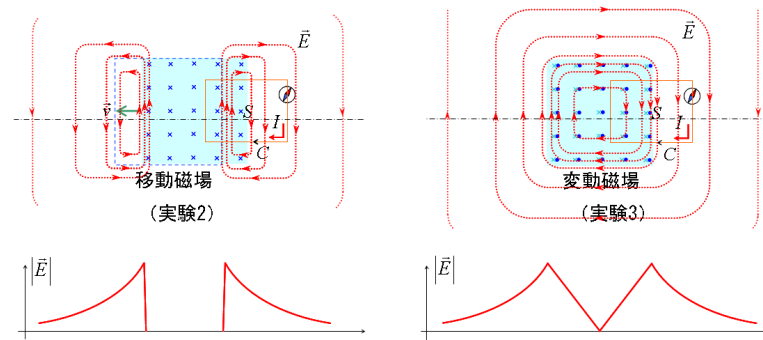


図 1.16 【実験 2】コイルが静止していて磁場が移動する場合（左）と【実験 3】コイルが静止していて磁場が変動する場合（右）において、空間に誘導される電界の様子。中央の鎖線上で電界の大きさを表示すると下図のようになる。

式 (1.32) と式 (1.33) を代入すると次式が得られる。

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (1.35)$$

式 (1.34) と式 (1.35) は、実際はレンツとノイマンによって定式化されたが、現象発見の功績からファラデーの法則と呼ばれている^{*34}。以上、コイルが 1 巻きの場合を説明してきたが、 N 巻きのコイルに発生する起電力は 1 巻きに発生する起電力の総和となる。即ち、

$$\text{emf} = -N \frac{d\Phi}{dt} \quad (1.36)$$

となる。

実は図 1.16 右の【実験 3】磁場 \vec{B} が変動する場合には続きがある。磁場 \vec{B} につられて周囲の空間の電界 \vec{E} も変動するので、その電界を電流と考えれば^{*35}、式 (1.27) や式 (1.31) のアンペアの法則より、その電界（電流）の周囲にはまた新たな磁場 \vec{B} が作られる。さらにその磁場 \vec{B} も変動するので…という具合に、磁場 \vec{B} と電界 \vec{E} が数珠つなぎで遠くまで伝わる（図 1.17 参照）。このようにして伝わる波を電磁波と呼ぶ。この場合は磁場 \vec{B} を出発点（波源と呼ぶ）にしているが、電界 \vec{E} や電流 I を出発点にしても順序が変わるだけで同じである。電磁波は図 1.17 に示すように、電界が存在する面と磁場が存在する面が互いに直交していることが特徴である。電界 \vec{E} の存在する面が地面に対して平行な場合を水平偏波、垂直な場合を垂直偏波と呼んで区別する。

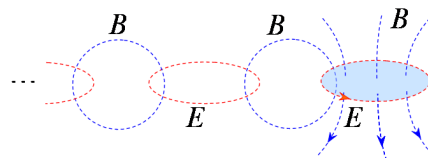


図 1.17 電磁波が伝わるイメージ。電界が存在する面と磁場が存在する面は直交していることが特徴である。

^{*34} 文献によっては式 (1.34) をレンツの法則またはノイマンの法則と呼ぶ場合がある。

^{*35} 電界の中に導体を置いたら電流として検出できるのであるから、もとの性質は同じと考えて良い。