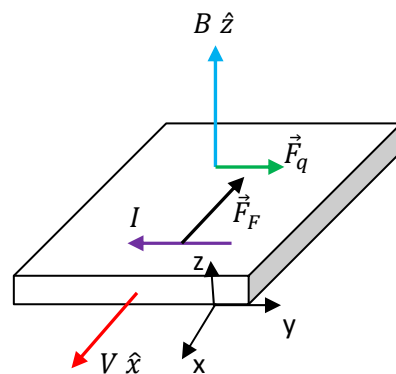


Q29.1: Uma placa de cobre é puxada para fora da região entre os pólos de um eletromagneto.

A placa condutora está imersa no campo magnético estático produzido pelo eletromagneto. Na placa condutora há muitos portadores de carga (elétrons) livres. Quando a placa é puxada, digamos com velocidade $V \hat{x}$ paralela à placa, essa velocidade é transmitida para os portadores que passam a sofrer uma força magnética. Se o campo magnético é ortogonal à placa, $B \hat{z}$, a força em um portador (de carga $-q < 0$) será:

$$\vec{F}_q = -q V \hat{x} \times B \hat{z} = q V B \hat{y}$$

Essa força é paralela à placa, que está no plano xy , e produz uma corrente elétrica I na placa, uma corrente na direção $-\hat{y}$, pois os portadores de carga possuem carga negativa (são elétrons) e estão se movendo ao longo de $+\hat{y}$. Chamamos esse fenômeno de força eletromotriz (FEM) de movimento, que é o princípio de funcionamento de um gerador de energia elétrica. A Figura ao lado ilustra essa ideia. Havendo corrente fluindo na placa, segue que há um segundo efeito. Estando essa corrente imersa no campo magnético do eletromagneto, ela vai sofrer uma força magnética. A força magnética em um elemento de corrente $I d\vec{l}$ será (lembrando que $d\vec{l}$ está paralelo à corrente I):



$$d\vec{F}_F = I d\vec{l} \times \vec{B} = I dl B (-\hat{y}) \times \hat{z} = I dl B (-\hat{x})$$

Note que a força $d\vec{F}_F$ (sub-índice F de freio) é oposta à velocidade $V \hat{x}$ com que a placa está sendo puxada, é uma força de freio. A pessoa que está puxando a placa sente que ela resiste a ser puxada, como se estivesse submetida a uma força de arraste. Sendo $\vec{F}_q$ a força responsável pela corrente I proporcional à velocidade V com que a placa é puxada e sendo a força de freio $\vec{F}_F$ proporcional a I , segue que quanto mais rapidamente puxamos a placa, maior a oposição a esse puxão: $\vec{F}_F$ é proporcional a V .

Resumindo: ao puxarmos a placa metálica imersa no campo magnético do eletromagneto ocorre a indução de corrente na placa, um processo que chamamos de FEM de movimento. A corrente induzida na placa também está imersa no campo do eletromagneto e sofre uma força magnética, como qualquer outra corrente. Essa força é tal que se opõe ao movimento da placa, é uma força de freio. Se pararmos de puxar, a placa freia até parar. Note que a passagem de corrente induzida na placa faz com que ela esquente (efeito Joule), o que explica a dissipação da energia cinética da placa, no caso em que paramos de puxar e que a placa vai parando. Se o agente externo puxa a placa o tempo todo, a energia que esse agente gasta para fazer isso (pois a placa está “agarrada”) é dissipada na placa pelo efeito Joule. Em um gerador de energia elétrica a existência dessa força de freio nos obriga a gastar energia para acioná-lo, como, por exemplo, a energia de uma queda d’água.

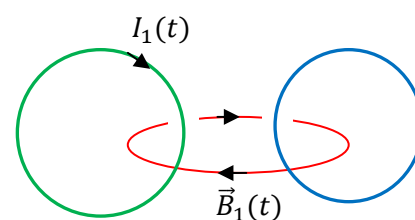
Esse processo é usado na frenagem de veículos, como trens de alta velocidade. A vantagem está no fato de que não existe desgaste dos freios, como nos processos comuns de frenagem por contato (pastilhas arrastando em discos de freio). A desvantagem é que esse freio é pouco efetivo a baixas velocidades, sendo impossível usá-lo, por exemplo, como freio de estacionamento (quando $V=0$). Por isso esse tipo de freio eletromagnético deve ser usado em conjunto com sistemas convencionais de frenagem. A Figura ao lado ilustra um sistema de freio eletromagnético de um trem. O disco metálico está fixado ao eixo das rodas e, portanto, se movendo enquanto o trem se move. Ao ligar os solenóides que envolvem o disco (na parte superior), correntes elétricas são induzidas nesse disco e produzem uma força de frenagem que é transmitida ao eixo. Não há o desgaste do disco, que haveria se no lugar dos solenóides houvesse pastilhas de freio convencionais.



Esta é também a força utilizada em bicicletas ergométricas e outros aparelhos de ginástica similares. Enquanto pedala, a pessoa gira um disco condutor que está imerso no campo magnético de um ímã. A força magnética freia o disco e obriga o ciclista a fazer um esforço no pedal. Quanto mais rapidamente ele tenta girar o pedal, maior o esforço requerido.

Se você repetir o raciocínio anterior supondo que os portadores de carga na placa possuem carga elétrica positiva vai chegar à mesma conclusão, a placa sofre uma força de freio. O raciocínio ficaria mais fácil, porque não teríamos que lembrar a todo momento que a carga do portador é negativa. Por isso, é comum usarmos essa estratégia: mesmo sabendo que os portadores de carga em um metal são elétrons, de carga elétrica negativa, podemos supor que os portadores possuem carga positiva e se movem no mesmo sentido da corrente e chegaremos às mesmas conclusões (apenas efeitos que se referem aos acúmulos de cargas no efeito Hall são exceções a essa idéia).

Q29.3: Duas espiras circulares lado a lado no mesmo plano. Uma espira (1-verde) possui uma corrente aplicada variável no tempo $I_1(t)$ e a outra espira (2-azul) está simplesmente imersa no campo magnético da primeira.

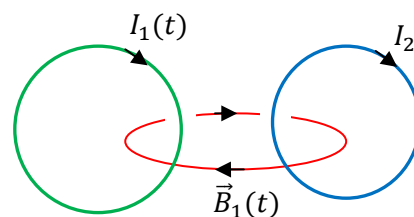


A Figura ao lado ilustra a situação (não mostramos a fonte da corrente $I_1(t)$). Vamos assumir uma corrente $I_1(t)$ no sentido horário. Mostramos (em vermelho) uma linha de campo magnético $\vec{B}_1$ produzido no espaço pela corrente na espira 1. De acordo com a regra da mão direita para o campo magnético, vemos que esse campo $\vec{B}_1(t)$ vai atravessar o disco delimitado pela espira 2 na direção saindo da página. Queremos determinar o sentido da corrente induzida na espira 2 pela variação no tempo da corrente $I_1(t)$. Fato é que sendo a corrente $I_1(t)$ variável no tempo ela vai produzir no espaço o campo magnético $\vec{B}_1(t)$ e também um campo elétrico induzido $\vec{E}_1(t)$, de acordo com a lei de Faraday. A espira 2

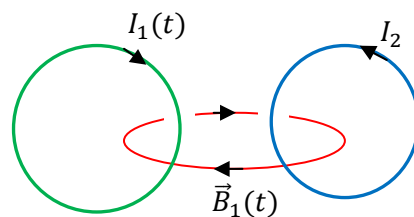
estará imersa nesse campo elétrico $\vec{E}_1(t)$ e os portadores de carga nela vão sofrer uma força $q\vec{E}_1(t)$, passando a se moverem, resultando finalmente em uma corrente induzida na espira 2.

Para determinar o sentido da corrente induzida I_2 podemos usar a ideia simples da lei de Lenz: a corrente induzida tem um sentido tal que se opõe à sua “causa”. Explicando: como não poderia deixar de ser, a causa da corrente induzida é uma força, é o campo elétrico $\vec{E}_1(t)$, mas enfim, a lei de Faraday nos permite relacionar esse campo elétrico com a variação de fluxo magnético através do circuito 2. Sendo assim, podemos pensar, de uma forma não muito rigorosa, que a “causa” da corrente induzida é a própria variação de fluxo magnético no circuito (isso não é verdade porque o que produz o movimento dos portadores no circuito 2 é a força $q\vec{E}_1(t)$ e não a variação de fluxo magnético no circuito 2). A lei de Lenz funciona nessa linha de raciocínio: se esse fluxo magnético estiver aumentando, a corrente induzida em 2 vai ter um sentido tal que o fluxo magnético produzida pela própria corrente induzida é oposto ao fluxo magnético que está induzindo ela. Se esse fluxo magnético estiver diminuindo, a corrente induzida vai ter um sentido tal que o fluxo magnético produzida pela própria corrente induzida é paralelo ao fluxo magnético que está induzindo ela. Se esse fluxo magnético estiver constante, não haverá corrente induzida (porque não haverá $\vec{E}_1(t)$).

Voltando à nossa Figura, que repetimos ao lado, supondo que $I_1(t)$ esteja aumentando, vemos que o fluxo magnético na espira 2 estará para fora da página e aumentando. Então a corrente induzida na espira 2 azul deverá ter o sentido tal que produz, ela mesma, um fluxo magnético para dentro da página. De acordo com a regra da mão direita, I_2 estará no sentido horário, o mesmo sentido de $I_1(t)$.



Supondo agora que $I_1(t)$ esteja diminuindo, vemos que o fluxo magnético na espira 2 estará para fora da página e diminuindo. Então a corrente induzida em 2 deverá ter o sentido tal que produz, ela mesma, um fluxo magnético para fora da página. De acordo com a regra da mão direita, I_2 estará no sentido anti-horário, um sentido oposto a $I_1(t)$.



Podemos determinar esses sentidos para a corrente induzida I_2 utilizando a lei de Faraday. Nesse caso o sentido está determinado pelo sinal da FEM induzida ε_2 na espira 2. A lei de Faraday diz que para determinarmos ε_2 devemos primeiramente calcular o fluxo do campo magnético $\vec{B}_1(t)$ através da espira 2:

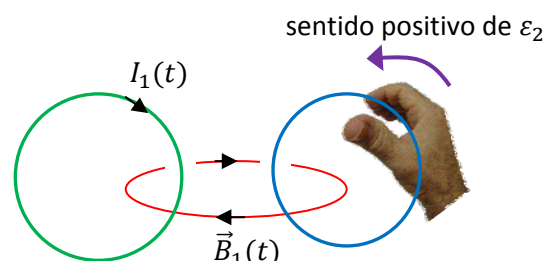
$$\phi_{1/2}(t) = \int_2 \vec{B}_1 \cdot \hat{n} dA$$

sendo $\hat{n}$ um campo de vetores normais à superfície delimitada pela espira 2, no caso um disco no plano da tela. Então, $\hat{n}$ deve estar ortogonal ao plano da tela. Mas $\hat{n}$ deve estar apontando para fora ou para dentro

desse plano? Podemos escolher. Suponha que $\hat{n}$ esteja para fora do plano do papel. Então, a regra da mão direita da lei de Faraday diz que a FEM induzida no circuito 2 terá o sentido anti-horário, se ela for positiva. O sinal de ε_2 , e seu sentido, que é o mesmo sentido de I_2 , está determinado pela lei de Faraday:

$$\varepsilon_2 = -\frac{d}{dt}\phi_{1/2}(t)$$

A Figura ao lado ilustra essa regra da mão direita. Apontando o polegar no sentido de $\hat{n}$ (para fora da página nesse caso), os outros dedos da mão direita se curvam no sentido positivo de ε_2 (anti-horário nesse caso). Note que no presente caso os vetores $\hat{n}$ e $\vec{B}_1$ são paralelos entre si e, portanto, o fluxo $\phi_{1/2}(t)$ é uma grandeza positiva.



Supondo agora que $I_1(t)$ esteja aumentando no tempo, o campo $\vec{B}_1$ estará aumentando e o fluxo magnético na espira 2 estará aumentando também e sua derivada será positiva. Portanto, ε_2 será negativo, ou seja, terá o sentido horário, que é o sentido de I_2 nesse caso, conforme a lei de Lenz.

Supondo agora que $I_1(t)$ esteja diminuindo no tempo, o campo $\vec{B}_1$ estará diminuindo e o fluxo magnético na espira 2 estará diminuindo também e sua derivada será negativa. Portanto, ε_2 será positivo, ou seja, terá o sentido anti-horário, que é o sentido de I_2 nesse caso, conforme a lei de Lenz.

E se tivéssemos escolhido $\hat{n}$ para dentro da página? Nesse caso a regra da mão direita diz que o sentido positivo de ε_2 é o horário. Outra consequência é que agora os vetores $\hat{n}$ e $\vec{B}_1$ são antiparalelos entre si e, portanto, o fluxo $\phi_{1/2}(t)$ é uma grandeza negativa. Essas duas consequências se encaixam para que ao final dê tudo certo.

Supondo agora que $I_1(t)$ esteja aumentando no tempo, o campo $\vec{B}_1$ estará aumentando e o fluxo magnético na espira 2 estará se tornando mais negativo, ou seja, diminuindo no tempo e sua derivada será negativa. Portanto, ε_2 será positivo, ou seja, terá o sentido horário, que é o sentido de I_2 nesse caso.

Supondo agora que $I_1(t)$ esteja diminuindo no tempo, o campo $\vec{B}_1$ estará diminuindo e o fluxo magnético na espira 2 estará indo para zero, se tornando menos negativo, ou seja, aumentando no tempo e sua derivada será positiva. Portanto, ε_2 será negativo, ou seja, terá o sentido anti-horário, que é o sentido de I_2 nesse caso.

Conclusão, a lei de indução de Faraday é suficiente para determinar a magnitude e o sentido da FEM induzida em qualquer circuito. Mas, o uso da lei de Lenz na determinação do sentido costuma ser mais simples e direto.

Q29.5: Um fio fino reto e muito longo transporta uma corrente $I_1(t)$. Esse fio atravessa por dentro de uma espira circular, que está em um plano ortogonal ao fio. Há corrente induzida na espira?

A Figura acima ilustra a ideia. Mostramos o fio reto passando pelo centro da espira circular (em azul), mas essa hipótese não é importante.

Mostramos em vermelho uma linha de força do campo magnético $\vec{B}_1(t)$ produzido pelo fio reto (são círculos centrados no fio, a lei de Biot-Savart mostra isso). Adotamos também um eixo z ao longo do fio reto. Se o fluxo magnético produzido pelo campo $\vec{B}_1(t)$ através da espira circular azul variar no tempo, haverá corrente induzida circulando nesta espira circular. Mas, é evidente que esse fluxo magnético é constantemente nulo. De fato, já sabemos que o campo magnético do fio reto está na direção $\hat{\phi}$ de um sistema de coordenadas cilíndricas com o eixo z mostrado na Figura, ou seja:

$$\vec{B}_1(t) = B_1(t)\hat{\phi}$$

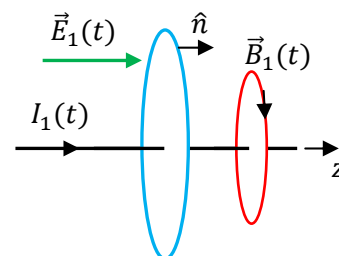
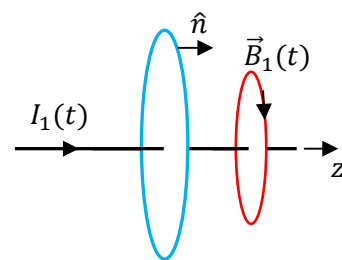
Resumindo, $\vec{B}_1(t)$ está no plano xy , ou seja, não tem componente z .

Vemos que o campo de vetores normais à área subentendida pela espira circular (um disco) é $\hat{n} = \hat{z}$ (poderia ser também $-\hat{z}$). Portanto, o fluxo magnético através da espira circular é:

$$\phi_{1/2} = \int_S \vec{B}_1(t) \cdot \hat{n} dA = \int_S B_1(t)\hat{\phi} \cdot \hat{z} dA = \int_S 0 dA = 0$$

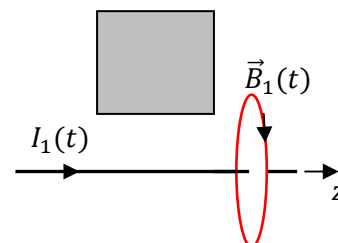
tendo em vista que $\hat{\phi} \cdot \hat{z} = 0$, pois são dois vetores ortogonais entre si. Concluindo como $\phi_{1/2}$ é constante, a corrente $I_1(t)$ pode variar do jeito que ela quiser, não haverá nenhum efeito sobre a espira.

Note que esse resultado não significa que não existe o campo elétrico induzido $\vec{E}_1$ no espaço. A corrente $I_1(t)$ produz no espaço em volta do fio reto um campo magnético $\vec{B}_1(t)$ (linhas de campo vermelhas) e um campo elétrico induzido $\vec{E}_1$ (dois campos acoplados entre si pela lei de Faraday). Ocorre que nesse caso o campo elétrico $\vec{E}_1$ tem a direção z (seta verde na Figura ao lado) e, por isso, ele não é capaz de produzir força nos portadores de carga na espira circular na direção tangencial à espira, que seria necessariamente a direção da corrente induzida na espira circular. Resumindo: para que o campo $\vec{E}_1$ induzisse corrente na espira azul ele teria que ter componente ao longo dessa espira, ou seja, ao longo de $\hat{\phi}$. Mas $\vec{E}_1$ está ao longo de z e, portanto, empurra os portadores de carga na espira azul na direção “errada”. A lei de Faraday, ou a “regra do fluxo”, resume essa



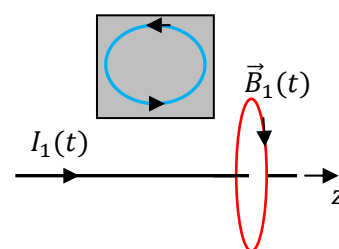
idéia, sem a necessidade de pensarmos no campo $\vec{E}_1$: se não há variação de fluxo magnético através da espira azul, não há FEM e corrente induzidas nessa espira.

Q29.9: Um retângulo metálico está próximo de um fio fino reto e muito longo que transporta uma corrente $I_1(t)$ que diminui no tempo. O retângulo está no mesmo plano do fio longo, conforme a Figura ao lado. Mostramos em vermelho uma linha de força do campo magnético $\vec{B}_1(t)$ produzido pelo fio reto (círculos centrados no fio).



A corrente $I_1(t)$ produz no espaço em volta do fio reto um campo magnético $\vec{B}_1(t)$ e um campo elétrico $\vec{E}_1$. A placa metálica está imersa nesse campo elétrico e seus portadores de carga vão sofrer uma força $q\vec{E}_1$, que pode resultar em uma corrente elétrica induzida na placa.

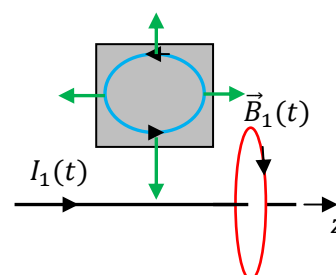
Note que o fluxo magnético no retângulo metálico está saindo da página e que esse fluxo magnético está diminuindo no tempo, porque $I_1(t)$ está diminuindo no tempo. A lei de Lenz diz que vai circular no retângulo uma corrente induzida com sentido tal que vai, ela mesma, produzir um fluxo magnético saindo da página. Da regra da mão direita, concluímos que a corrente induzida deve circular no sentido anti-horário, conforme a Figura ao lado. Note que a curva azul é apenas uma ilustração de uma linha de corrente na placa, pois essa corrente vai circular difusamente na placa, e não em um caminho filamental particular, como se houvesse uma espira.



A placa será atraída ou repelida pelo fio reto? Cada segmento de corrente $Id\vec{l}$ na placa sofrerá uma força magnética dada por:

$$d\vec{F} = Id\vec{l} \times \vec{B}_1$$

Note também que $\vec{B}_1$ vai ficando mais fraco à medida que nos afastamos do fio reto. Portanto, as forças magnéticas na corrente induzida na placa ficam como esboçadas na Figura ao lado (setas verdes). As forças ao longo de z se cancelam, pois são opostas e de mesma magnitude (por simetria). As forças na direção ortogonal ao fio reto não se cancelam porque a força na porção da placa mais próxima do fio reto é mais intensa, porque $\vec{B}_1$ é mais intenso nessa região. Concluímos que a placa metálica é atraída pelo fio reto, enquanto a corrente $I_1(t)$ diminui. Note



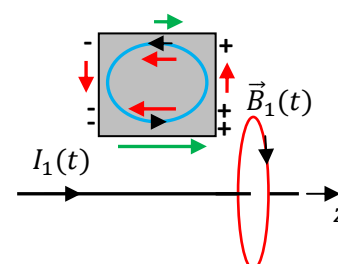
novamente que as setas da força são apenas um esboço, pois não há de fato uma espira, trata-se de uma placa metálica. Tanto as correntes induzidas quanto as forças na placa são distribuídas (difusas) por toda a área da placa.

Se a corrente $I_1(t)$ aumentar no tempo o sentido da corrente induzida inverte, os sentidos das forças magnéticas invertem e a placa passa a ser repelida pelo fio reto.

Estamos vendo aqui um resultado já conhecido: correntes paralelas se atraem e correntes antiparalelas se repelem (mas aqui a atração é mais intensa que a repulsão).

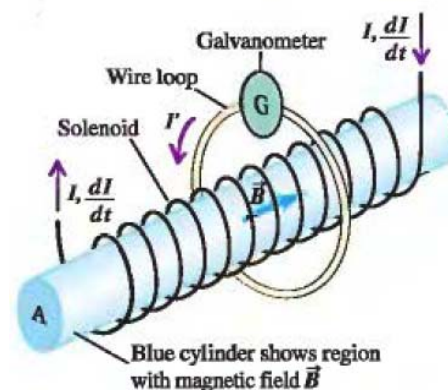
Como já comentamos na questão anterior (29.5), a corrente induzida na placa não é produzida pela variação de fluxo magnético através dela. O que produz corrente elétrica na placa é força, no caso é o campo elétrico resultante $\vec{E}$ que existe dentro da placa. A corrente variável no tempo no fio reto $I_1(t)$ produz um campo elétrico induzido $\vec{E}_1$ que coexiste com o campo magnético $\vec{B}_1$. Esse campo $\vec{E}_1$ está na direção z e impulsiona os elétrons livres na placa nessa direção. Esse impulso inicial nos portadores de carga (de carga positiva por hipótese) produz acúmulos de carga nas superfícies da placa metálica, que produzem um campo elétrico $\vec{E}_q$, que vai atuar também sobre os portadores de carga. Ao final disso tudo, após um breve transiente, haverá uma corrente que circula na placa metálica, impulsionada pelo campo elétrico resultante $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_q$.

A Figura ao lado ilustra essa polarização da placa, produzida por $\vec{E}_1$ (setas verdes), que resulta em um campo $\vec{E}_q$ (setas vermelhas), cuja resultante $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_q$ impulsiona a corrente na placa (linha azul). Note que $\vec{E}_1$ é mais intenso na região próxima do fio reto, o que resulta na assimetria na distribuição de carga e no campo $\vec{E}_q$. Lembre-se que estamos supondo que a corrente $I_1(t)$ diminui no tempo e, por isso, $\vec{E}_1$ é paralelo à corrente. A soma $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_q$ (seta verde mais seta azul) dentro da placa é sempre paralela à corrente, de acordo com a lei de Ohm microscópica $\vec{J} = \sigma \vec{E}$.



Q29.12: Note que essa questão se refere à Figura 29.16 mas a Figura correta é a 29.17 pois a pergunta não faz sentido para a Figura 29.16, onde nem há uma espira com corrente I (a corrente na espira é, de fato, I'). Essa correção está feita na 14ª edição do livro texto.

Uma espira circular abraça um solenóide onde circula uma corrente variável no tempo $I(t)$, conforme a Figura ao lado. O fluxo



magnético $\phi(t)$ através da espira (no disco delimitado pela espira) varia e induz na espira uma corrente I' .

a) A força eletromotriz induzida na espira:

$$\varepsilon = -\frac{d}{dt}\phi(t)$$

é exatamente o trabalho por unidade de carga realizado pelo campo elétrico induzido $\vec{E}$ em um percurso completo em volta da espira. Um elétron de carga $-q$ que dá uma volta completa na espira ganha a energia:

$$\Delta W = |-q\varepsilon|$$

Esse elétron é impelido pelo campo elétrico induzido, que realiza nele, durante uma volta completa na espira, um trabalho ΔW . O elétron também perde energia, devido à resistência elétrica (arraste) do material condutor da espira circular. A magnitude da corrente elétrica que vai se estabelecer na espira é exatamente aquela que produz o equilíbrio: energia ganha (graças ao trabalho de $\vec{E}$) = energia perdida (graças ao arraste).

b) Não faz sentido se falar em diferença de potencial em um caminho completo. Seria algo como $V_A - V_A$?

Na eletrostática o campo elétrico (chamado de campo eletrostático) é sempre devido a acúmulos de cargas no espaço e é sempre conservativo, ou seja:

$$\oint_C \vec{E}_q \cdot d\vec{l} = 0$$

qualquer que seja a curva fechada C. Vamos chamar esse campo de $\vec{E}_q$ apenas para lembrar que ele é produzido por acúmulos de cargas (q), ele é dado pela lei de Coulomb e não pela lei de Faraday.

Portanto, uma expressão do tipo:

$$\int_A^B \vec{E}_q \cdot d\vec{l} = V_A^{(E)} - V_B^{(E)}$$

faz sentido, pois a integral do lado esquerdo independe do caminho que conecta os pontos A e B. Estamos usando aqui a notação $V^{(E)}$ para representar o potencial V como definido na eletrostática. Note que, em um caminho fechado (C, que sai de A e volta para A):

$$\int_A^A \vec{E}_q \cdot d\vec{l} = V_A^{(E)} - V_A^{(E)} = 0 = \oint_C \vec{E}_q \cdot d\vec{l}$$

Portanto, voltando ao circuito discutido nessa questão, os portadores de carga na espira (os elétrons) não estão ganhando energia porque estão atravessando uma diferença de potencial, não há nenhuma diferença de potencial na espira circular fechada. Eles ganham energia do campo elétrico induzido (que vamos chamar de $\vec{E}_I$, para diferenciar de $\vec{E}_q$), para o qual vale:

$$\int_A^A \vec{E}_I \cdot d\vec{l} = \oint_C \vec{E}_I \cdot d\vec{l} = \varepsilon = -\frac{d}{dt}\phi(t)$$

O campo $\vec{E}_I$ não é conservativo. Fazendo uma analogia mecânica, o campo $\vec{E}_q$ é como o peso: em um percurso fechado o peso realiza um trabalho nulo. O campo $\vec{E}_I$ é como a força de atrito cinético: em um percurso fechado o trabalho do atrito cinético é não nulo (é sempre negativo nesse caso).

Concluindo, o circuito discutido aqui é diferente de um circuito com baterias e resistores, como aqueles que discutimos nos capítulos 25 e 26. Lá os portadores de carga (positiva) ganhavam energia quando atravessavam uma bateria do potencial menor para o potencial maior e perdiam energia devido ao arraste nos resistores. O saldo energético final é sempre nulo (lei das malhas). Aqui os portadores de carga na espira não estão atravessando nenhuma diferença de potencial, pois não há $\vec{E}_q$ na espira fechada. Os portadores ganham energia do campo elétrico induzido, e perdem pelo arraste na resistência elétrica do fio (o saldo é zero).

Se quisermos manter o conceito de potencial em contextos fora da eletrostática devemos defini-lo apenas em termos do campo $\vec{E}_q$ produzido por acúmulos de cargas (vamos chamar esse potencial generalizado de $V^{(D)}$, com D de dinâmico, o oposto de estático). No limite de baixas frequências, quase-estático, esse potencial generalizado deve se reduzir ao potencial eletrostático ($V^{(D)} \rightarrow V^{(E)}$). Definimos:

$$V_A^{(D)} - V_B^{(D)} = \int_A^B \vec{E}_q \cdot d\vec{l}$$

Em termos do campo elétrico resultante $\vec{E} = \vec{E}_q + \vec{E}_I$ a diferença de potencial fica:

$$V_A^{(D)} - V_B^{(D)} = \int_A^B (\vec{E} - \vec{E}_I) \cdot d\vec{l}$$

Note que no contexto estático $\vec{E}_q = \vec{E}$, pois $\vec{E}_I = \vec{0}$, e $V^{(D)} = V^{(E)}$.

No caso da espira circular discutida aqui não haveria nenhum acúmulo de cargas (por simetria, as cargas acumulariam onde?) e então: $\vec{E}_q = \vec{0}$, $\vec{E} = \vec{E}_I$ e:

$$V_A^{(D)} - V_B^{(D)} = \int_A^B (\vec{E} - \vec{E}_I) \cdot d\vec{l} = 0$$

quaisquer que sejam os pontos A e B sobre a espira. Os portadores de carga não atravessam nenhuma diferença de potencial, em lugar nenhum da espira.

Voltando na analogia mecânica: imagine um bloco que se move em um plano horizontal com atrito. Então o peso desse bloco não realiza trabalho e ele não ganha e nem perde energia potencial gravitacional em

nenhuma parte do seu percurso. Se o bloco quer fazer um percurso fechado, vencendo o atrito, ele não pode depender do peso dele (como em um plano inclinado), ele deve contar com outra força, que o empurre ao longo desse percurso. Analogamente, os elétrons nessa espira circular não podem contar com $\vec{E}_q$ (como no caso de uma bateria), eles devem receber energia de $\vec{E}_I$. Esse é o significado da FEM induzida.