

基于场强叠加原理的感生电场的普适求解方法与教学实践

顾伟杰 邢鹏飞 刘新军 戴海涛

(天津大学理学院, 天津 300350)

摘要 感生电场是大学物理电磁学部分的重点和难点内容, 当前教学对其场强的定量求解多局限于具备高度对称性的磁场、可直接应用法拉第电磁感应定律的场景, 难以满足学生对一般的感生电场分布规律的探究需求。本文从感生电场的基本性质和场强叠加原理出发, 通过构建“磁流元”激发“感生电场微元”的类比模型, 推导建立了感生电场场强的微分与积分表达式。该方法突破了高度对称性的限制, 为一般情况下感生电场的定量求解提供了有效工具。文中以圆环形“磁流”为例展示了该方法的应用, 并设计了具体的教学实践思路。本工作可作为大学物理教学的延伸, 引导学生深化对电磁感应本质的理解, 培养学生的科学思维与探究能力。

关键词 感生电场; 场强叠加原理; 法拉第电磁感应定律; 教学类比; 大学物理教学

DOI: 10.27024/j.wlygc.2025.11.14.07

A UNIVERSAL SOLUTION METHOD FOR INDUCED ELECTRIC FIELDS BASED ON THE SUPERPOSITION PRINCIPLE

GU Weijie XING Pengfei LIU Xinjun DAI Haitao

(Department of Physics, Faculty of Science, Tianjin University, Tianjin 300350)

Abstract Induced electric fields are an important yet challenging topic in undergraduate electromagnetism. In current teaching, the quantitative determination of induced electric fields is largely restricted to highly symmetric configurations, in which Faraday's law of electromagnetic induction can be applied directly. As a result, students have limited opportunities to explore the spatial distribution of induced electric fields in general cases. Based on the fundamental properties of induced electric fields and the field superposition principle, this paper derives differential and integral expressions for the field intensity by constructing an analogy-based model in which “magnetic current elements” generate “induced electric field elements”. This method removes the restriction of high symmetry and provides an effective approach for quantitatively analyzing induced electric fields in general configurations. Its application is illustrated through a circular “magnetic current” and a corresponding teaching framework is proposed. This work can serve as an extension to college physics teaching, helping students

收稿日期: 2025-11-14; 修回日期: 2025-12-26; 出版日期: 2026-03-30

基金项目: 2025 年天津大学理学院本科教学改革研究项目。

通信作者: 邢鹏飞, pfxing@tju.edu.cn。

引文格式: 顾伟杰, 邢鹏飞, 刘新军, 等. 基于场强叠加原理的感生电场的普适求解方法与教学实践[J]. 物理与工程, 2026, 36(2): 71-77.

Cite this article: GU W J, XING P F, LIU X J, et al. A universal solution method for induced electric fields based on the superposition principle[J]. Physics and Engineering, 2026, 36(2): 71-77. (in Chinese)

deepen their understanding of the nature of electromagnetic induction while fostering scientific reasoning and inquiry skills.

Key words induced electric field; superposition principle of electric field intensity; Faraday's law of electromagnetic induction; pedagogical analogy; college physics curriculum

对感生电场的理解和求解是大学物理电磁学部分教学中关键的一节,其中的核心思想可以通过感生电场的环路定理的表达式体现,即

$$\oint_l \mathbf{E}_i \cdot d\mathbf{l} = - \iint_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \quad (1)$$

在当前的大学物理教学和教材中,对感生电场的要求多停留在定性层面,即理解其“无源有旋”的性质、掌握感生电场的场强方向与磁场变化率之间的左手螺旋关系。对感生电场场强的定量求解基本依赖于磁场分布具备高度对称性(如无限长圆柱形均匀磁场)的特殊场景,通过巧妙选取积分回路,将式(1)简化为代数方程求解^[1-4]。然而,一旦磁场失去了高度对称性,此方法便不再适用,导致学生对感生电场的认知局限于“特殊案例”,难以建立系统的、普适的场强分布分析与计算思维。

为了突破这一教学瓶颈,本文由场强叠加原理出发,借鉴求解静电场场强和恒定磁场磁感应强度的经验,提出了一种“微元激发-矢量叠加”的普适性求解思路,即:将变化的磁场空间分解为无数“磁场微元”,首先推导得到感生电场场强的微分表达式,进一步通过矢量积分得到空间任意点的总的感生电场场强。这一方法不仅丰富了感生电场的求解手段,更有助于学生融会贯通、理解电磁场理论的统一性与对称性,为电磁学模块的教学改革提供了新的视角。

1 感生电场场强的微分表达式的推导

1.1 感生电场微元表达式的构建

假设空间中存在随时间变化的磁场 $\mathbf{B} = \mathbf{B}(t)$,其磁感应强度随时间的变化率为 $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ 。为了求解任意场点 P 处的感生电场 $\mathbf{E}_i$,我们将整个磁场区域 Ω 划分为无数个极小的体积元 dV ,如图1所示。在每个体积元内部, $\mathbf{B}$ 及 $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ 可视为均匀。

受毕奥-萨伐尔定律形式的启发,并结合感生

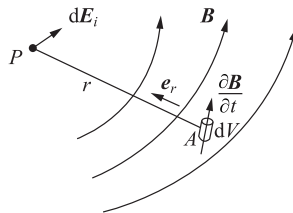


图1 磁场中 A 处体积元中的变化磁场在 P 点激发感生电场的示意图

电场的涡旋特性,我们可以通过推理得到位于 A 处的体积元内的变化磁场在 P 点激发的感生电场微元 $d\mathbf{E}_i$ 具有以下形式

$$d\mathbf{E}_i = -k \frac{\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \times \mathbf{e}_r}{r^n} dV \quad (2)$$

其中, r 为 A 点到 P 点的距离, $\mathbf{e}_r$ 为由 A 点指向 P 点的单位矢量, k 为待定正常量, n 为待定指数。

$d\mathbf{E}_i$ 的方向由 $-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ 与 $\mathbf{e}_r$ 的叉乘积决定,符合感生电场的左手螺旋关系。

1.2 量纲分析与指数 n 的确定

根据量纲一致性原则,对式(2)进行量纲分析: $[d\mathbf{E}_i] = \text{MLT}^{-3}\text{I}^{-1}$, $[\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}] = \text{MT}^{-3}\text{I}^{-1}$, $[dV] = \text{L}^3$, $[r^n] = \text{L}^n$,单位矢量 $\mathbf{e}_r$ 与叉乘运算不影响量纲, k 为无量纲常量。

将量纲代入式(2),得: $\text{MLT}^{-3}\text{I}^{-1} = \text{L}^{-n} \text{MT}^{-3}\text{I}^{-1} \cdot \text{L}^3$,解得 $n=2$ 。于是式(2)进一步写为

$$d\mathbf{E}_i = -k \frac{\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \times \mathbf{e}_r}{r^2} dV \quad (3)$$

1.3 待定常量 k 的确定

为了确定式(3)中的待定常量 k ,选取变化的无限长圆柱形均匀磁场作为辅助模型。如图2(a)所示,在截面半径为 R 的无限长圆柱空间中存在一个方向沿圆柱轴线的均匀磁场 $\mathbf{B}$,磁感应强度随时间沿轴向均匀增大,即 $\frac{dB}{dt}$ 为大于零的常量。由于该磁场具备高度对称性,可通过式(1)直接求

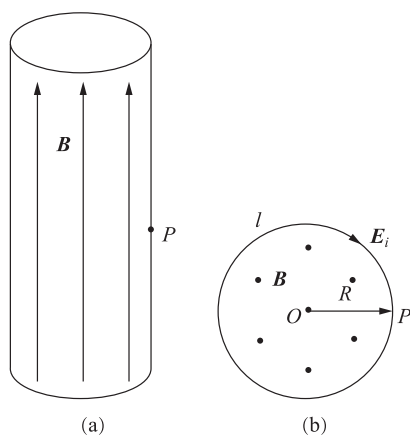


图2 无限长圆柱形均匀磁场及其横截面的示意图

(a) 半径为 R 的无限长圆柱形均匀磁场, P 为其边缘的一点; (b) 垂直于圆柱轴线过 P 点的横截面, O 点为截面的圆心, 在截面的边缘取顺时针方向的圆形回路 l

解圆柱形空间边缘 ($r=R$) 某点 P 的感生电场场强 E_i , 再与通过式(3)得到的计算结果对比即可确定 k 。

1.3.1 基于感生电场的环路定理的求解

由感生电场的性质可知, 该变化的磁场激发的感生电场具有轴对称性, P 点的感生电场方向垂直于圆柱轴线与 OP 组成的平面, 与 $\frac{dB}{dt}$ 的方向呈左手螺旋关系。如图 2(b) 所示, 以 O 点为圆心, 取一半径为 R 、沿顺时针方向环绕的圆形回路 l 。则有, $\oint_l \mathbf{E}_i \cdot d\mathbf{l} = E_i \cdot 2\pi R$, 穿过回路 l 的磁通量 $\Phi = B \cdot \pi R^2$ 。代入式(1)得

$$E_i \cdot 2\pi R = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{dB}{dt} \cdot \pi R^2$$

式中的负号表示 E_i 的方向与 $\frac{dB}{dt}$ 呈左手螺旋关系。此处仅取 E_i 的绝对值大小, 即, P 点的感生电场场强大小为

$$E_i = \frac{R}{2} \frac{dB}{dt} \quad (4)$$

1.3.2 基于感生电场微分表达式的求解

在圆柱形磁场空间内部, 取一个与圆柱轴线平行的无限长细圆柱空间, 设其正截面面积为 dS , 如图 3(a)。沿细圆柱方向建立 z 轴, 并取由 P 点向细圆柱引垂线的交点作为坐标原点 O , 设 P 点到细圆柱的垂直距离为 r_0 。在坐标 z 处取一长度为 dz 的圆柱形体积元 dV , 则该体积元内的

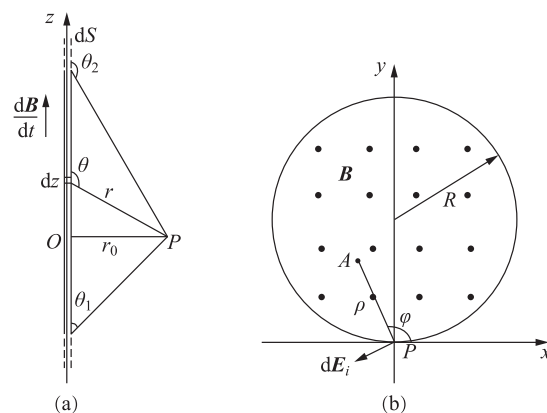


图3 无限长圆柱形均匀磁场中相关长度及角度的标注示意图
(a) 在无限长圆柱形磁场中沿轴线方向取一无限长细圆柱空间并建立坐标系; (b) 无限长圆柱形磁场的横截面, A 处为(a)中的无限长细圆柱与横截面相交的面积元 dS

变化磁场在 P 点激发的感生电场微元为:

$$dE_{dz} = -k \frac{\frac{dB}{dt} \times \mathbf{e}_r}{r^2} dV = -k \frac{\frac{dB}{dt} \times \mathbf{e}_r}{r^2} dz dS$$

其方向垂直于纸面向外, 大小为: $dE_{dz} = k dS \frac{dB \sin\theta}{dt r^2} dz$,

将图中的几何关系 $r = \frac{r_0}{\sin(\pi-\theta)}$, $z = \frac{r_0}{\tan(\pi-\theta)}$,

$dz = \frac{r_0}{\sin^2\theta} d\theta$ 代入得

$$dE_{dz} = k \frac{dS}{r_0} \frac{dB}{dt} \sin\theta d\theta$$

对上式积分, 可得无限长细圆柱中的变化磁场在 P 点激发的感生电场大小

$$dE_i = \int dE_{dz} = \frac{k dS}{r_0} \frac{dB}{dt} \int_0^\pi \sin\theta d\theta = \frac{2k dS}{r_0} \frac{dB}{dt}$$

其方向垂直于纸面向外。

图 3(b) 为整个圆柱形磁场区域的横截面, 坐标为 (x, y) 的 A 处横截面积为 dS 的细柱状区域内垂直于纸面向外的变化磁场在 P 点激发感生电场 dE_i , 其大小的表达式为

$$dE_i = \frac{2k dS}{r_0} \frac{dB}{dt} = 2k \frac{dB}{dt} \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}} dx dy$$

方向如图中所示。由场的对称性可知, P 点总的感生电场场强沿 y 轴方向的分量为零, 因此只需求出 dE_i 沿 x 轴方向的投影大小 dE_{ix} , 对其积分即可得到 P 点的感生电场场强

$$E_i = \int dE_{ix} = 2k \frac{dB}{dt} \iint_S \frac{y}{x^2 + y^2} dx dy$$

为了求解方便,将上式中的变量以极坐标形式表示

$$x = \rho \cos \varphi, \quad y = \rho \sin \varphi,$$

$$S = \{(\rho, \varphi) | 0 \leq \varphi \leq \pi, 0 \leq \rho \leq 2R \sin \varphi\}$$

其中, ρ 为 A 点到 P 点的距离, φ 为 AP 与 x 轴正方向所夹的角。代入 E_i 的表达式得到

$$\begin{aligned} E_i &= 2k \frac{dB}{dt} \iint_S \sin \varphi d\rho d\varphi = 4kR \frac{dB}{dt} \int_0^\pi \sin^2 \varphi d\varphi \\ &= 2\pi kR \frac{dB}{dt} \end{aligned} \quad (5)$$

此即由式(3)出发求得的 P 点的感生电场强度的大小。

$$\text{联立式(4)与式(5)可得: } k = \frac{1}{4\pi}$$

将 k 的数值代入式(3),即可得变化的磁场在空间某场点激发的感生电场场强的微分表达式:

$$d\mathbf{E}_i = -\frac{1}{4\pi} \frac{\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \times \mathbf{e}_r}{r^2} dV$$

若将式中的体积元写为 $dV = dS dl$, 上式也可写为

$$d\mathbf{E}_i = -\frac{1}{4\pi} \frac{\left(\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}\right) d\mathbf{l} \times \mathbf{e}_r}{r^2} \quad (6)$$

进一步对整个磁场空间 Ω 积分,即可得到感生电场场强的积分表达式

$$\mathbf{E}_i = \int d\mathbf{E}_i = -\frac{1}{4\pi} \iiint_\Omega \frac{\left(\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}\right) d\mathbf{l} \times \mathbf{e}_r}{r^2} \quad (7)$$

2 感生电场微分表达式的物理意义

感生电场场强的微分表达式(6)与毕奥-萨伐

尔定律 $d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\mathbf{l} \times \mathbf{e}_r}{r^2}$ 的表达形式非常相似。为了便于将二者进行类比,可以在此处引入一组辅助性的概念:将 $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}$ 称为流经面积元 $d\mathbf{S}$ 的“磁流”(I_m)、 $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ 称为“磁流密度”($\mathbf{J}_m$),相应的 $\left(\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}\right) d\mathbf{l}$ 则为“磁流元”($I_m d\mathbf{l}$)。表 1 是具体的类比情况,可以看出,表达式的相似性也体现了感生电场与磁场的相似性,这种相似性源于电磁理论的对称性,即“变化的磁场激发感生电场”与“电流激发磁场”的物理机制存在内在统一性。

在此需要指出,这里引入的“磁流”或“磁流元”是出于教学类比目的的形式化工具,与位移电流和磁单极有着根本的区别:位移电流是真实存在的物理概念,是麦克斯韦方程组的一部分,其本质是变化的电场,而本文引入的“磁流”的名称则仅是一个教学类比的概念,其本质是磁场随时间的变化,是用于计算感生电场的数学形式上的源,二者的物理本质不同;同时,感生电场微分表达式的推导和类比完全不依赖于磁单极的假设,“磁流元”是磁场变化率与体积元的结合,其方向由 $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ 的方向决定,并非描述磁荷的定向流动。

此外,由式(6)出发也可以推导并证明感生电场的“高斯定理”及感生电场的“环路定理”,即

$$\oiint_S \mathbf{E}_i \cdot d\mathbf{S} = 0, \quad \oint_l \mathbf{E}_i \cdot d\mathbf{l} = -\iint_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}$$

从而可以验证感生电场微分表达式的正确性及完备性。相关证明及推导过程与由毕奥-萨伐尔定律出发证明磁场的高斯定理及安培环路定理的过程^[1]类似,在此不做详细推导。

表 1 感生电场的微分表达式与毕奥-萨伐尔定律的对比

对比项	感生电场的微分表达式	毕奥-萨伐尔定律
激发源	磁流元 $\left(\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}\right) d\mathbf{l}$ 或 $I_m d\mathbf{l}$	电流元 $I d\mathbf{l}$
场强微分表达式	$d\mathbf{E}_i = -\frac{1}{4\pi} \frac{I_m d\mathbf{l} \times \mathbf{e}_r}{r^2}$	$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\mathbf{l} \times \mathbf{e}_r}{r^2}$
场的性质	无源有旋场,场线闭合	无源有旋场,场线闭合
方向关系	$d\mathbf{E}_i$ 与磁流元呈左手螺旋关系	$d\mathbf{B}$ 与电流元呈右手螺旋关系

3 感生电场微分表达式的应用

感生电场的微分表达式是求解感生电场场强的普适表达式。理论上讲,只要确定了空间各处的磁场随时间的变化率 $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$,即磁流密度的分布情况,就可以由感生电场的微分表达式和场强叠加原理出发,求解得到任意场点的感生电场。

如果感生电场的分布存在一定的对称性,在计算中考虑到相应的对称性后可以使计算得到简化。但如果感生电场分布的对称性不足,单纯靠手工计算会比较复杂,需要借助数值计算软件进行编程模拟,以得到较为精确和直观的电场分布图像。

下面以细圆环形磁流为例,分别计算过环心垂直于环面的轴线上、圆环面内及过环心垂直于圆环的面内的感生电场分布情况。

3.1 过环心垂直于环面的轴线上某点 P 的感生电场

如图 4 所示,半径为 R 、正截面积为 dS 的细圆环状区域中存在沿切向的均匀磁流 I_m 。以圆环圆心 O 作为坐标原点、过环心垂直于环面的轴线作为 z 轴, P 点坐标为 z 。

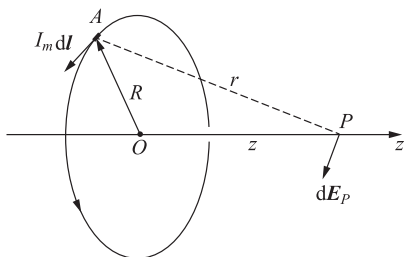


图 4 半径为 R 的环形磁流在过其环心垂直于环面的轴线上的 P 点激发感生电场的示意图

首先在圆环上任一点 A 处取一磁流元 $I_m dl$,它在 P 点激发的感生电场微元大小为:

$$dE_P = \frac{1}{4\pi} \frac{I_m dl}{r^2} = \frac{1}{4\pi} \frac{I_m dl}{z^2 + R^2}$$

方向垂直于磁流元与 AP 组成的平面。

由对称性可知, dE_P 叠加后,垂直于 z 轴的分量互相抵消,只剩沿 z 轴方向的分量。对 z 轴方向分量 dE_{Pz} 做积分,即可求得 P 点总的感生电场 E_P 的大小:

$$\begin{aligned} E_P &= \int dE_{Pz} = \int \frac{1}{4\pi} \frac{I_m dl}{z^2 + R^2} \frac{R}{\sqrt{z^2 + R^2}} \\ &= \frac{I_m R^2}{2(z^2 + R^2)^{\frac{3}{2}}} \end{aligned}$$

方向沿 z 轴负方向。

3.2 圆环面内及过环心垂直于圆环的面内的感生电场分布

如图 5 所示,在 xOy 平面内有一半径为 R 、逆时针方向的均匀磁流 I_m 。由对称性可知,感生电场在圆环面内具有径向对称性,即在面内到环心相同距离的场点,其感生电场的大小相等,方向垂直于环面,且与磁流呈左手螺旋关系。圆环上的某磁流元 $I_m dl$ 在 x 轴上的 Q 点激发感生电场微元 dE_Q 的大小为

$$dE_Q = \frac{1}{4\pi} \frac{I_m dl \sin \alpha}{r^2}$$

代入几何关系 $dl \sin \alpha = r d\theta$, $r^2 + x^2 - R^2 = 2rx \cdot \cos(\pi - \theta)$, 积分可得 Q 点总的感生电场场强大小

$$\begin{aligned} E_Q &= \oint dE_Q = \frac{I_m}{4\pi} \oint \frac{d\theta}{r} \\ &= \frac{I_m}{4\pi(R^2 - x^2)} \cdot \int_0^{2\pi} (x \cos \theta + \sqrt{x^2 \cos^2 \theta + R^2 - x^2}) d\theta \end{aligned}$$

由于 $\int_0^{2\pi} x \cos \theta d\theta = 0$,

$$\begin{aligned} E_Q &= \frac{I_m}{4\pi(R^2 - x^2)} \int_0^{2\pi} \sqrt{x^2 \cos^2 \theta + R^2 - x^2} d\theta \\ &= \frac{I_m R}{4\pi(R^2 - x^2)} \int_0^{2\pi} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{R}\right)^2 \sin^2 \theta} d\theta \\ &= \frac{I_m R}{\pi(R^2 - x^2)} E\left(\frac{x}{R}\right) \end{aligned}$$

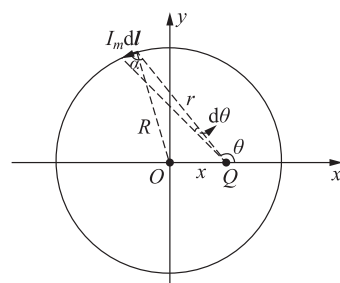


图 5 半径为 R 的圆环形磁流在其直径上的 Q 点激发感生电场的示意图

式中的 $E\left(\frac{x}{R}\right)$ 是第二类完全椭圆积分,需通过数值方法或查表获取其具体数值。

如果希望更直观、快捷地得出圆环形磁流所激发的感生电场的分布,可以借助计算机软件进行编程模拟,图 6 给出的是利用 Matlab 模拟的结果。在 xOy 平面内设置半径 $R=1\text{m}$ 的圆环,环内存在大小为 $1\text{T}\cdot\text{m}^2/\text{s}$ 的均匀磁流。为了避开圆环附近场强较强的位置,在圆环附近 0.05m 的区域设置了掩膜。图 6(a)和(b)分别给出了 xOy 平面内的感生电场强度分布及其沿径向的数值分布,可以直观看到该感生电场在面内沿径向的对称性分布。图 6(c)和(d)给出的是 xOz 平面内的感生电场强度分布及感生电场线的分布情况。可以看到,环形磁流所激发的感生电场线与环形电流所激发的磁感应线的分布及对称情况基本相同,不同之处在于,环形磁流与感生电场线呈左手螺旋关系。

可见,基于感生电场的微分公式及场强叠加原理,再借助于计算机模拟,从理论上讲,可以求解任意变化的磁场在空间激发的感生电场分布。

4 教学实践设计

在教学过程中,可以在完成法拉第电磁感应定律及利用对称性求解感生电场的典型例题讲授后,将本方法作为拓展内容引入。采用问题驱动的模式,首先提出“在磁场不满足高度对称的场景下如何求解感生电场”的问题,引导学生回顾场强叠加原理与毕奥-萨伐尔定律的类比关系,尝试猜测感生电场微元的表达形式,再通过量纲分析、模型验证等步骤完善推导过程,让学生亲历“提出假设—验证修正—应用拓展”的科学研究流程,提升其逻辑推理与创新能力。教学过程的实施见图 7 所示的“从对称性破缺到一般方法”的教学设计思路。在讲授过程中需要明确,相较于受限于高度对称性的传统方法,本文方法具有普适性,同时强调其思维训练价值高于具体计算,可以鼓励学生结合 Matlab、Python 等工具进行数值计算与可视化,将抽象公式转化为直观图像以深化对场分布的理解。后续在引入位移电流的概念后,也可引导学生思考和推导位移电流激发磁场的微分表达

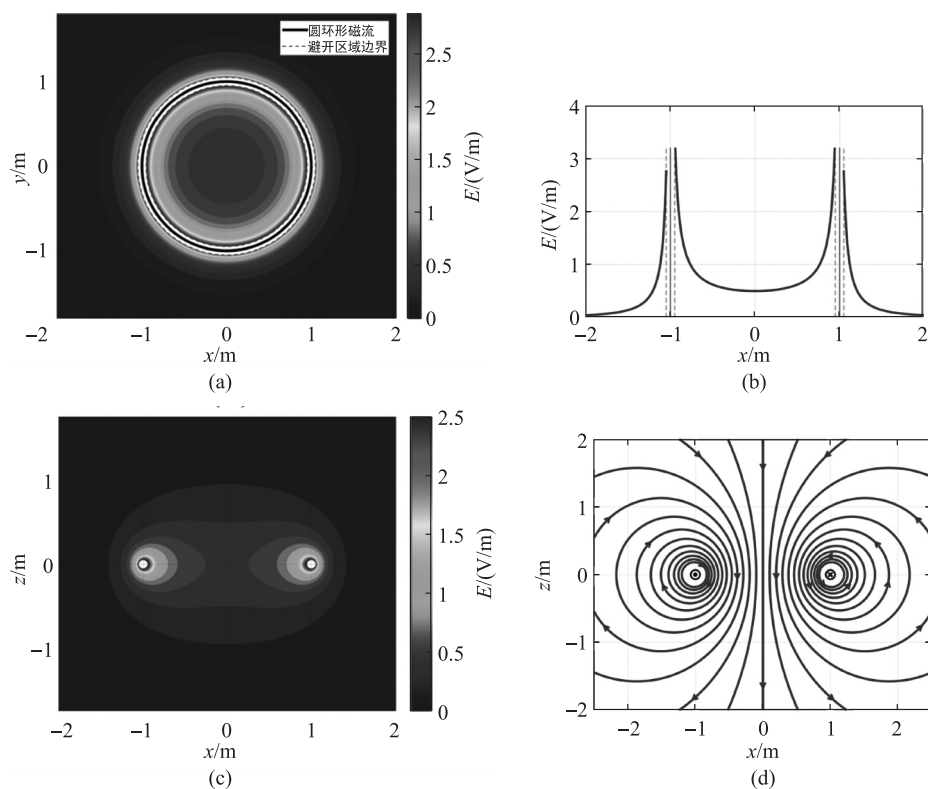


图 6 圆环形磁流在空间中激发的感生电场分布的模拟结果

(a) 在面内所激发的感生电场分布; (b) 场强沿直径方向的数值分布曲线; (c) 在过环心垂直于环面的面内所激发的感生电场场分布; (d) 感生电场线分布

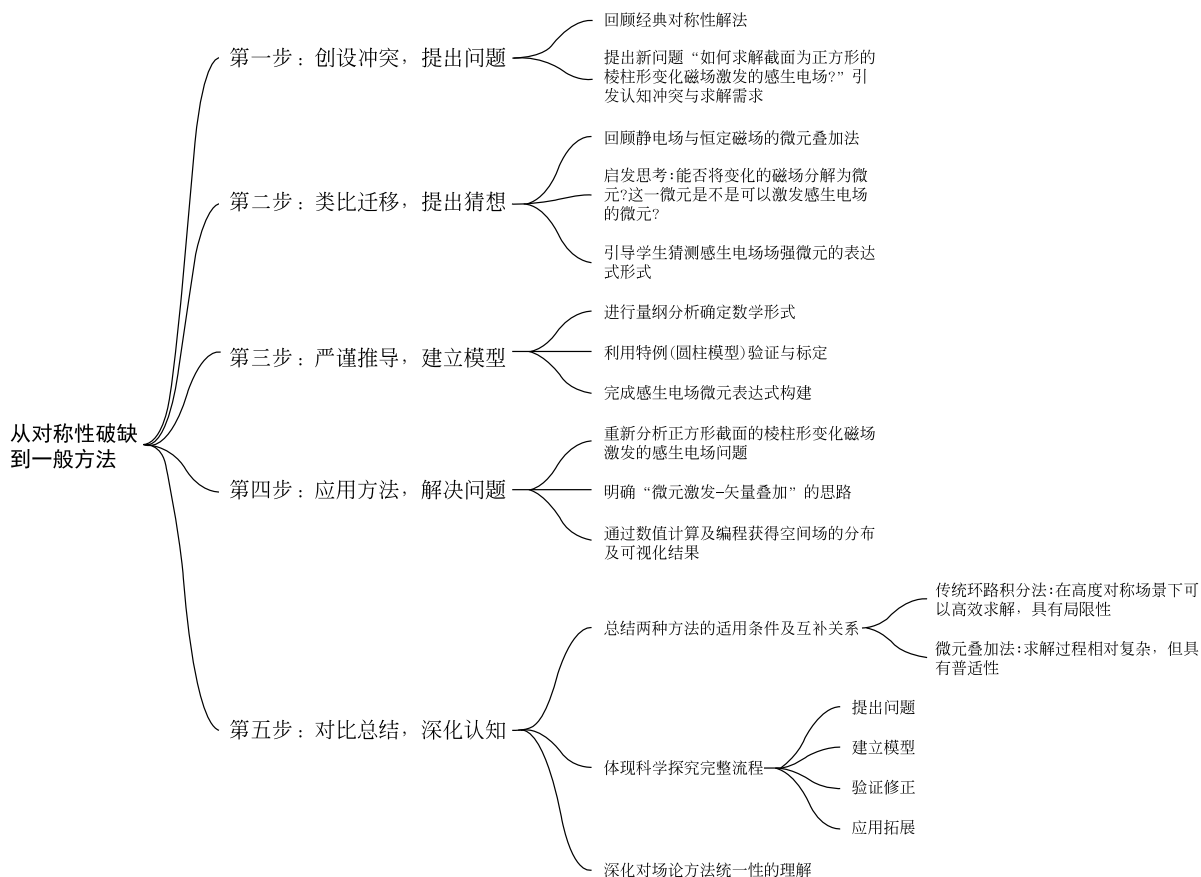


图7 “从对称性破缺到一般方法”的教学设计思路

式,深化对麦克斯韦方程组统一性的理解。

5 结语

本文从场强叠加原理出发,通过与毕奥-萨伐尔定律的类比,推导出了感生电场场强的微分与积分表达式。该方法突破了对称性条件的限制,为求解任意变化的磁场激发的感生电场提供了系统、普适的路径。文中通过圆环形磁流示例展示了其应用,并设计了具体的教学实践思路。在大学物理的教学中引入此内容,不仅能丰富感生电场的求解手段,更能有效引导学生跳出“依赖对称性”的思维定式,深刻理解场论中“源”与“场”的关系以及微元叠加法的普适性,促进其逻辑推理能力和科学探究素养的提升。

参考文献

- [1] 赵凯华,陈熙谋. 电磁学[M]. 4版. 北京:高等教育出版社, 2018: 214-217, 274-278.
- ZHAO K H, CHEN X M. Electromagnetism[M]. 4th ed. Beijing: Higher Education Press, 2018: 214-217, 274-278. (in Chinese)
- [2] 梁灿彬,秦光戎,梁竹健. 电磁学[M]. 4版. 北京:高等教育出版社, 2018: 180-192.
- LIANG C B, QIN G R, LIANG Z J. Electromagnetism [M]. 4th ed. Beijing: Higher Education Press, 2018: 180-192. (in Chinese)
- [3] 张三慧. 大学物理学 下册[M]. 北京:清华大学出版社, 2014: 163-165.
- ZHANG S H. College Physics (Vol. 2)[M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2014: 163-165. (in Chinese)
- [4] 张月,沈国柱,赵媛媛. 关于一道感生电动势例题计算的思考[J]. 物理与工程, 2021, 31(2): 41-45.
- ZHANG Y, SHEN G Z, ZHAO Y Y. Reflections on the calculation of an induced electromotive force example[J]. Physics and Engineering, 2021, 31(2): 41-45. (in Chinese)