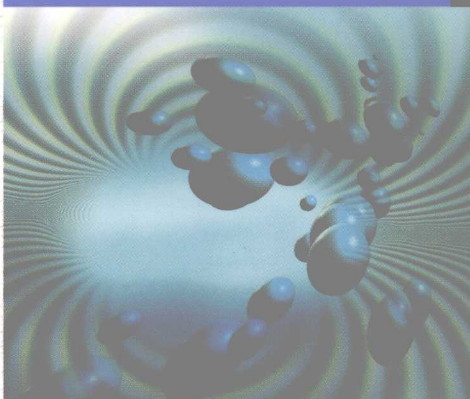
学者书屋系列

统一场及动体电磁理论

肖军 ◎ 著



经典

哈尔滨工程大学出版社
Harbin Engineering University Press

学者书屋系列

统一场及动体电磁理论

肖军　著

哈尔滨工程大学出版社

内容简介

寻求四种场力的统一方程和光速与源速的关系式已是中外学者梦寐已求的目标。本书在麦克斯韦电磁理论的基础上，通过严密的数理推导及实验论证，首次导出四种场力的统一方程和肖军变换式及光速与源速的关系式，尤其是通过静电作用理论导出引力作用公式的方法更是首创。这些创新成果不仅能由麦克斯韦电磁理论成功解决动体电磁现象及相关理论中存在的问题，同时也将导至物理学的突破性革命。

本书可供科研人员，理论及实验物理工作者和物理系师生参考之用，也适用于具有本科以上文化程度的自学人员阅读。

图书在版编目(CIP)数据

统一场及动体电磁理论/肖军著.—哈尔滨:哈尔滨工程大学出版社,2008.8

ISBN 978-7-81133-248-3

Ⅰ.统…　Ⅱ.肖…　Ⅲ.①统一场论②电磁理论
Ⅳ.0412.2　0441

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2008)第 118521 号

出版发行　哈尔滨工程大学出版社
社　　址　哈尔滨市南岗区东大直街 124 号
邮政编码　150001
发行电话　0451－82519328
传　　真　0451－82519699
经　　销　新华书店
印　　刷　黑龙江省地质测绘印制中心印刷厂
开　　本　787mm×960mm　1/16
印　　张　6.5
字　　数　81 千字
版　　次　2008 年 8 月第 1 版
印　　次　2008 年 8 月第 1 次印刷
定　　价　19.80 元
http://press.hrbeu.edu.cn
E-mail:heupress@hrbeu.edu.cn

前　　言

现在奉献于读者面前的这本书，收集的是笔者近二十多年来在统一场理论和动体电磁理论两方面研究成果。此书共分两编，第一编着重论述了通过考虑被作用电荷激发的电场对源电荷周围存在的荷电虚粒子云的作用，首次得出引力场、核力场及弱力场都是静电场不同形式作用结果的结论。其中弱力场是静电作用理论附带的短程作用场；核力场是源于荷电粒子周围存在带有等量异号电荷的虚粒子云；引力场则是两中性物质间存在静电作用的剩余效应，它们都包含在一个可由麦克斯韦（Maxwell）电磁理论导出的统一场方程中。对于爱因斯坦（Einstein）场方程的引力严格解及其应用也作了全新的探讨。

第二编讨论的是建立在麦克斯韦电磁理论基础上的动体电磁新理论，该理论未借助任何假设，仅依据波动方程的形式与光源及观测者运动速度无关的结论，首次得到光速与源速关系式，并导出电磁波相位不变变换式。我们熟悉的洛仑兹（Lorentz）变换式实际上仅是电磁波相位不变变换式的一个特例。用电磁波相位不变变换式替代洛仑兹变换式后，无须对经典绝对时空理论作任何修正，就很容易解释目前所有动体电磁实验结果。可以讲，流行近百年的狭义相对论势必要被以电磁波相位不变变换式为数学基础建立起来的动体电磁新理论所取代，并将导至物理学的突破性革命。

从本书可看出，一个仅依据麦克斯韦电磁理论，并在经典绝对时空基础上能够解释目前所有动体电磁现象的动体电磁理论和统一场理论已初步形成。为推动理论发展，现将此书奉献给广大读者，欢迎

此领域的专家和读者们批评指正。笔者 E-mail:xj5107@163.com。

在本书编写和出版过程中,曾得到淮海工学院李盛菊副教授的关怀指导,且提出不少宝贵意见,同时也得到郑州大学吴显鼎教授和淮海工学院李冠成教授的帮助和支持。在此表示衷心感谢。

肖　军

2008.5　鹤岗

目　　录

第一编　统一场理论

第二编 动体电磁理论

第一编　统一场理论

物理学的一个终极目标(爱因斯坦曾经长期追求),便是将包括引力在内的四种力全部统一起来。但是至今还没有人提出过可以达到这一目标的令人信服的方法。有人想按照描述其他三种力的理论来描述引力,但是都失败了。大多数物理学家认为,必须提出崭新的思想才能把引力包括在自然界的统一论之中。

——摘自《发现》杂志

第一章　麦氏静电作用理论是建立统一场方程的数学基础

我们知道，电磁力和引力都是长程力，它们均与作用距离的平方成反比，作用强度相差 10^{37} 倍。核力和弱力是短程力，其作用距离分别在 10^{-15} 米和 10^{-17} 米以内。为建立包含这四种作用力的统一理论，物理学家尝试把相互作用当作一种微扰来研究，或看作是通过交换自旋为整数的玻色粒子传递相互作用，但都没有得到令人满意的结果。事实上，只要考虑被作用电荷对源电荷周围存在荷电虚粒子云的作用，由麦克斯韦电磁理论导出的静电作用场方程，不仅包含有电力，还能将弱力、核力及万有引力统一在这个场方程中。

§1　完备的静电作用理论

在静电作用理论中，电场强度 $\boldsymbol{E}$ 定义为电势的 φ 负梯度

$$\boldsymbol{E}=-\nabla\varphi \tag{1.1.1}$$

借助于场的散度方程可知，在真空空间中，电势 φ 满足泊松(Poisson)方程

$$\nabla^2\varphi=-\rho/\varepsilon_0 \tag{1.1.2}$$

式中 ε_0 为真空介电系数。

对于电荷源 Q 为点电荷情形，由(1.1.2)式易解得，距点电荷源 Q 径向距离为 r 场点 p 处的电势

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r} \tag{1.1.3}$$

如果假设在电荷源 Q 周围存在有许多带有等量电荷的虚粒子，我们称其为虚粒子云。这些虚粒子云在源外没有被作用电荷加入时，虚粒子云整体不显现虚电偶极矩。但是，若把被作用电荷 q 放到源外场点 p 处，被作用电荷 q 的电场将使电荷源 Q 周围的虚粒子云极化，出现虚电偶极矩。如果把单位体积内虚粒子电偶极矩的矢量和定义为极化强度

$$\boldsymbol{p} = \chi_p \varepsilon_0 \boldsymbol{E} \tag{1.1.4}$$

式中 χ_p 称为虚粒子云的极化率。就一定有

$$\boldsymbol{D} = (1+\chi_p)\varepsilon_0 \boldsymbol{E} = \varepsilon(r)\varepsilon_0 \boldsymbol{E} \tag{1.1.5}$$

其中 $1+\chi_p=\varepsilon(r)$。因此，考虑虚粒子云的极化率后，电荷源 Q 对被作用电荷 q 的作用势能 V 应是

$$V = \frac{Qq}{4\pi\varepsilon(r)\varepsilon_0 r} \tag{1.1.6}$$

比较(1.1.3)和(1.1.6)两式，场点 p 处电势 φ 和位于场点 p 处电荷 q 所受到的作用势能 V 之间有关系式

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r} = \frac{Qq}{4\pi\varepsilon(r)\varepsilon_0 r}\frac{\varepsilon(r)}{q} = \varepsilon(r)V/q \tag{1.1.7}$$

而不再是 $\varphi=V/q$。于是，由(1.1.2)式知，对于作用势能 V 满足的方程应是

$$\nabla^2[\varepsilon(r)V/q] = -\rho/\varepsilon_0 \tag{1.1.8}$$

为求出 $\varepsilon(r)$ 这个函数，不妨对(1.1.8)式中的径向半径 r 作变量 $r=1/x$ 替换，并利用

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2}\frac{d}{\mathrm{d}r}\left(r^2\frac{d}{\mathrm{d}r}\right) = x^4\frac{d^2}{\mathrm{d}x^2} \tag{1.1.9}$$

可把(1.1.8)式展开为

$$(V/q)'' + 2[\varepsilon'(x)/\varepsilon(x)](V/q)' + [\varepsilon''(x)/\varepsilon(x)](V/q)$$

$$= -(\rho/\varepsilon_0)x^{-4}\varepsilon^{-1}(x) \tag{1.1.10}$$

其中 V 是 x 的函数，x 是矢径 r 的倒数。显然，欲使 V 在 $\varepsilon(x)=1$ 时能够回到库仑(Coulomb)静电作用势能公式上来，(1.1.10)必须是常系数微分方程。因此，式中系数 $\varepsilon'(x)/\varepsilon(x)$ 和 $\varepsilon''(x)/\varepsilon(x)$ 就一定是常量，而且要满足

$$\begin{aligned}\Delta &= [2\varepsilon'(x)/\varepsilon(x)]^2 - 4\varepsilon''(x)/\varepsilon(x)\\ &= -4[\varepsilon'(x)/\varepsilon(x)]' = 0\end{aligned} \tag{1.1.11}$$

也就是满足 $\varepsilon'(x)/\varepsilon(x)$ 等于常量。若用 R 表示这个积分常量，就有

$$\varepsilon(x) = e^{Rx} = e^{R/r} \tag{1.1.12}$$

把(1.1.12)式代回(1.1.10)式，就得

$$(V/q)'' + 2R(V/q)' + R^2(V/q) = -(\rho/\varepsilon_0)x^{-4}e^{-Rx} \tag{1.1.13}$$

可见，电场作用势能 V 满足的方程是一个二阶常系数非齐次微分方程。对于 $\rho=0$ 情形，其解在 $r\gg R$ 时若能与库仑静电作用势能

$$V = \frac{Qqx}{4\pi\varepsilon_0} = \frac{Qq}{4\pi\varepsilon_0 r} \tag{1.1.14}$$

相一致，由(1.1.13)式易解得，被作用电荷 q 受到源电荷 Q 的静电作用势能

$$V = \frac{qQ}{4\pi\varepsilon_0}xe^{-Rx} = \frac{qQ}{4\pi\varepsilon_0 r}e^{-R/r} = q\varphi e^{-R/r} \tag{1.1.15}$$

由此易求出两电荷间的静电作用力是

$$\begin{aligned}\boldsymbol{F} &= -\nabla V = -\nabla(q\varphi e^{-R/r})\\ &= -q\left(\nabla\varphi + \varphi\frac{R\boldsymbol{r}}{r^3}\right)e^{-R/r} = q\left(\boldsymbol{E} - \varphi\frac{\boldsymbol{r}}{r^2}\frac{R}{r}\right)e^{-R/r}\end{aligned}$$

又由(1.1.1)式知

$$\boldsymbol{E} = -\nabla\varphi = \varphi\frac{\boldsymbol{r}}{r^2} \tag{1.1.16}$$

所以有

$$F = qE\left(1-\frac{R}{r}\right)e^{-R/r} \qquad (1.1.17)$$

当 $R=0$ 时，(1.1.17)式能够过渡到库仑静电作用公式。

R 是一个积分常量，它要由实验或其他条件来确定。不过从(1.1.15)和(1.1.17)两式可知，若要电势能及电场力在 $r\to 0$ 时没有无穷大奇点，R 是不能取零值。R 不为零意味着 R 有最小值，有一种结果能够满足 R 有最小值的要求，就是假设 R 与两作用物体的质量 M、m 有关系式

$$R=\left(\frac{1}{M}+\frac{1}{m}\right)\frac{\hbar}{c}+\frac{G}{c^2}(M+m)^{①} \qquad (1.1.18)$$

式中 M 和 m 分别是两作用物体的质量；$\hbar=h/2\pi$；h 是普朗克(Planck)常数；c 是光速；G 是牛顿万有引力常数。此时，无论 M、m 取何值，R 都不会小于 $\sqrt{16\hbar G/c^3}$，当然正确是否还要靠实验来验证。

很明显，在 $r>R$ 和 $r<R$ 两种情形时的作用力方向相反[②]，$r=R$ 是作用力的平衡点。依据(1.1.18)式知，不同质量的作用系统，R 也不同。对于质子与质子作用系统有 $R=4.2\times10^{-16}$ m；对于质子与电子作用系统有 $R=3.86\times10^{-13}$ m；对于电子与电子作用系统有 $R=7.72\times10^{-13}$ m。

---

① 根据量子力学理论，一个质量为 m 的物体，其最小测不准距离 R 满足 $mcR=\hbar$。事实上，这只是对于 m 较小情形时成立。当 m 较大时，笔者认为，最小测不准距离 R 可能是满足 $mcR=\hbar+Gm^2/c$。如果是这样，就与(1.1.18)式吻合。

② 对于作用力在平衡点前后方向改变结论有如下事实支持：

a. 对于氢、重氢和离化的氦的精细结构测量所显示的能级位移，意味着弱的、短程的相斥作用存在于电子与质子之间。

b. 在晶格中运动的两个电子，由于晶格的存在能使这两个电子易于靠近，并在电子间产生间接的吸引作用，在这种吸引力的作用下，两个电子能够组成电子的“库珀对”。

§2 弱力场是静电作用理论附带的短程作用

非齐次常系数方程(1.1.13)式在 $\rho=0$ 时的通解是

$$V=Cqx\mathrm{e}^{-Rx}\int_{x_0}^{x}\mathrm{e}^{-\int_{x_0}^{x}2R\mathrm{d}x}\frac{\mathrm{d}x}{(x\mathrm{e}^{-Rx})^2}$$

(1.1.15)式是该方程在取 $x_0=0$ 时的长程静电作用势能解。

在短程空间内,还存在有一种电场满足 $x_0\neq0$ 的解。此时若取 $x_0=x_m$,那么,在 $x>x_m$ 情形,即在 $r<r_m$ 情形时,就一定存在有一个短程静电作用电势能解是

$$V_{短}(r)=V_0\frac{r_m}{r}\left(1-\frac{r}{r_\mathrm{m}}\right)\mathrm{e}^{-R/r+2R/r_m} \tag{1.1.19}$$

式中 r_m 是短程电场的最大作用距离;V_0 是具有电势量纲的常量。据实验测定,短程电场的作用强度是长程电场作用强度的 10^{-11} 倍。导致这一结果的原因可能是在短程电场的作用空间内相对介电常数 $\varepsilon_r=1/\varepsilon_0$,如果是这样,则可令常量

$$V_0=\frac{Qq}{4\pi r_m}\mathrm{e}^{-2R/r_m} \tag{1.1.20}$$

于是,(1.1.19)式可写成

$$V_{短}(r)=\frac{Qq}{4\pi r}\left(1-\frac{r}{r_\mathrm{m}}\right)\mathrm{e}^{-R/r} \tag{1.1.21}$$

(1.1.21)式就是弱力场的作用势能,由其导出的弱场作用力是

$$\boldsymbol{F}_{短}=-\nabla V_{短}(r)=\frac{Qq\boldsymbol{r}}{4\pi r^3}\left(1-\frac{R}{r}+\frac{R}{r_\mathrm{m}}\right)\mathrm{e}^{-R/r} \tag{1.1.22}$$

短程电场(即弱力场)存在一个最大作用距离 r_m,仅当 $r\leqslant r_m$ 时有短程电场作用,而当 $r>r_m$ 时,无短程电场作用。

§3　核力源于荷电粒子周围存在带有等量异号电荷虚粒子云

根据电场强度 $\boldsymbol{E}$ 在原点处有无穷大奇点可知，在荷电粒子内肯定分布带有等量异号电荷的内、外两层虚粒子云，内层粒子云集中分布在荷电粒子的原点处，外层粒子云则分布在附近空间内。若要内、外两层虚粒子云所带电荷相等，(1.1.13)式中的势能 V 与 ρ 的关系就应满足

$$\rho=-k^2\varepsilon(r)\varepsilon_0 V/q=-k^2\varepsilon_0 \mathrm{e}^{Rx}V/q \qquad (1.1.23)$$

也就是满足

$$(V/q)''+2R(V/q)'+R^2(V/q)=k^2x^{-4}(V/q) \qquad (1.1.24)$$

由(1.1.24)式易解得

$$V=-\xi\frac{Qq}{4\pi\varepsilon_0}x\mathrm{e}^{-k/x-Rx}=-\xi\frac{Qq}{4\pi\varepsilon_0 r}\mathrm{e}^{-kr-R/r} \qquad (1.1.25)$$

式中 ξ 是待定常量。

取 $R=0$ 后，将(1.1.25)与汤川秀树(Hideki Yukawa)给出的核力势能函数

$$V=-\frac{\hbar c}{r}\mathrm{e}^{-kr}$$

比较，则知常量

$$\xi=4\pi\varepsilon_0\hbar c/Qq \qquad (1.1.26)$$

把(1.1.26)式代入(1.1.25)式，就可得到核力的作用势能及作用力的表达式分别是

$$\left.\begin{aligned}V&=-\frac{\hbar c}{r}\mathrm{e}^{-kr-R/r}\\ \boldsymbol{F}&=-\nabla V=-\frac{\hbar c\boldsymbol{r}}{r^3}(1+kr-R/r)\mathrm{e}^{-kr-R/r}\end{aligned}\right\} \qquad (1.1.27)$$

容易验证，核力 $\boldsymbol{F}(r)$ 有两个极值点 r_1, r_2，若假设 $k=1/R$，则可得到

$$r_1 = R; \quad r_2 = (\sqrt[3]{2} - 1)R$$

为什么核力会具有(1.1.27)式的形式呢？这是与核电粒子内存在带有电荷虚粒子云的分布形式有关，根据

$$Q = \varepsilon_0 \oint \boldsymbol{E} \cdot \mathrm{d}s \tag{1.1.28}$$

可求出在核电粒子内，以 r 为半径的球内含有虚粒子云所带电荷是

$$Q_s = -\varepsilon_0 \frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}r} \cdot 4\pi r^2 \tag{1.1.29}$$

其中 φ 可通过把(1.1.25)式代入(1.1.7)式导出

$$\varphi = \mathrm{e}^{R/r} V/q = -\frac{\hbar c}{rq} \mathrm{e}^{-kr} \tag{1.1.30}$$

将(1.1.30)式代入(1.1.29)式，就可得到

$$Q_s = -\frac{4\pi\varepsilon_0 \hbar c}{q}(1 + kr)\mathrm{e}^{-kr} \tag{1.1.31}$$

由(1.1.31)式易看出，电荷 Q_s 并非是常量，而是随 r 减小而增大。当 $r \to 0$ 时，电荷 $Q_s \to -4\pi\varepsilon_0 \hbar c/q$，这说明在荷电粒子原点处集中分布带有电荷 $Q_{内} = -4\pi\varepsilon_0 \hbar c/q$ 的内虚粒子云。

另外，由(1.1.31)式还可看出，当 $r \gg 1/k$ 时，电荷 $Q_s \to 0$，这说明在荷电粒子原点外还分布带有与内虚粒子云等量异号电荷的外虚粒子云。随着 r 的增大，内、外虚粒子云的电荷将逐渐中和，使高斯(Gauss)面内虚粒子云的总电量逐渐趋于零。

外虚粒子云所带电荷可由

$$Q_{外} = 4\pi \int_0^r \rho r^2 \mathrm{d}r \tag{1.1.32}$$

求出。由(1.1.23)式知，式中

$$\rho = -k^2 \varepsilon_0 \mathrm{e}^{R/r} V/q = \frac{k^2 \varepsilon_0 \hbar c}{qr} \mathrm{e}^{-kr} \tag{1.1.33}$$

把(1.1.33)式代入(1.1.32)式,可得到半径为 r 的球内含有外虚粒子云所带电荷是

$$\begin{aligned} Q_{外} &= \frac{4\pi k^2 \varepsilon_0 \hbar c}{q}\int_0^r r\mathrm{e}^{-kr}\mathrm{d}r \\ &= (4\pi\varepsilon_0 hc/q)[1-(1+kr)\mathrm{e}^{-kr}] \end{aligned} \tag{1.1.34}$$

显然,在原点处有 $Q_{外}=0$,而在 $r\to\infty$ 时,恰好有 $Q_{外}=-Q_{内}$。

可见,(1.1.23)式满足虚粒子云所带的总电荷对外显电中性的要求,这说明前面给出的核力作用理论是自洽的。

§4 万有引力是两中性物体间静电作用的剩余效应

我们知道,若用矢势 $\boldsymbol{A}$ 和标势 φ 表示场方程,借助洛仑兹规范

$$\nabla\cdot\boldsymbol{A}+\frac{1}{c^2}\frac{\partial\varphi}{\partial t}=0 \tag{1.1.35}$$

可证得,$\boldsymbol{A}$、φ 是以波动的形式在空间传播,并满足波动方程

$$\left.\begin{aligned} \nabla^2\boldsymbol{A}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\boldsymbol{A}}{\partial t^2}&=-\mu_0\boldsymbol{J} \\ \nabla^2\varphi-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}&=-\rho/\varepsilon_0 \end{aligned}\right\} \tag{1.1.36}$$

该方程在变换式

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_j}&=\mathrm{ch}\theta\frac{\partial}{\partial x_j'}-\mathrm{sh}\theta\,\boldsymbol{k}_0\cdot\boldsymbol{e}_j\frac{\partial}{\partial x_o'} \\ \frac{\partial}{\partial x_0}&=\mathrm{ch}\theta\frac{\partial}{\partial x_0'}-\mathrm{sh}\theta\,\boldsymbol{k}_0\cdot\boldsymbol{e}_j\frac{\partial}{x_j'} \end{aligned}\right\} \tag{1.1.37}$$

的变换下具有协变性。式中 $\boldsymbol{k}_0$ 是电磁波传播方向上的单位矢量;$\boldsymbol{e}_j$ 是参照坐标系坐标轴的基矢;$x_0=ct$;$x_0'=c't'$。

为使(1.1.35)式也能利用(1.1.37)变换,不妨令