

Московский физико-технический институт
(государственный университет)
Факультет общей и прикладной физики

Вопрос по выбору в 3 семестре
(Общая физика: электричество и магнетизм)

Потенциал в уравнениях Максвелла. Излучение диполя.

Работу выполнил:
Иванов Кирилл, 625 группа

г. Долгопрудный
2018 год

1. Введение

Запишем уравнения Максвелла в дифференциальной и интегральной формах:

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi\rho, \quad \oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = 4\pi q \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad \oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \oint_\Gamma \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \oint_\Gamma \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{I} + \frac{1}{c} \int_S \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \quad (4)$$

В курсе общей физики МФТИ эти уравнения изучаются и рассматриваются в основном именно в такой форме. Попробуем посмотреть на них немного по-другому и получить из этого какие-то полезные результаты.

2. Потенциалы электромагнитного поля

2.1 Определение потенциалов

При изучении электростатического поля мы говорили о его потенциальном характере и вводили **скалярный потенциал электрического поля**:

$$\int_1^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{r} = \varphi_1 - \varphi_2 \Rightarrow \varphi(\mathbf{r}) - \varphi(\mathbf{r} + d\mathbf{r}) = -d\varphi = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{r}$$

Отсюда получаем равенство поля градиенту потенциала (здесь и далее будем использовать векторный оператор «набла» ∇ , а также рассматривать только дифференциальный вид уравнений Максвелла с использованием вектора «набла»):

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi \quad (5)$$

Похожий потенциал, только векторный, можно ввести и для магнитного поля. При помощи математических преобразований из закона Био-Савара-Лапласа можно получить (например, как в учебном пособии Н.А. Кириченко) равенство

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

где \mathbf{A} — **векторный потенциал магнитного поля**, определяемый по формуле

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{1}{c} \int_V \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}_1)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} dV_1$$

2.2 Потенциал в уравнениях Максвелла

Таким образом, мы получили некую «мотивировку» для изучения потенциалов и выяснили, откуда вообще эти понятия возникли в курсе электродинамики. Теперь введем их через нижеследующее утверждение.

Докажем: уравнения Максвелла (2) и (3) выполняются тождественно, если электрическое и магнитное поля выражены через потенциалы следующим образом:

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (6)$$

Замечание: Здесь в электрическом поле по сравнению с (5) есть добавка, зависящая от переменного по времени магнитного поля (что весьма естественно, учитывая физический смысл закона Фарадея).

Док-во: В векторном анализе существует такая математическая теорема: любое дифференцируемое векторное поле может быть разложено на две составляющих, равных градиенту скалярного потенциала и ротору векторного потенциала поля (теорема Гельмгольца). Воспользовавшись ей, мы получаем из (2) равенство $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ (ведь скалярного потенциала у вихревого поля \mathbf{B} нет).

Теперь введем $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$, тогда ротор этого вектора равен нулю. В самом деле:

$$\nabla \times \mathbf{E}' = \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c} \nabla \times \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{A} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$$

Здесь мы воспользовались (3) и только что полученным определением \mathbf{B} . Тогда из равенства нулю этого ротора мы по теореме Гельмгольца получаем $\mathbf{E}' = -\nabla\varphi$, откуда и следует искомое определение через потенциалы (6).

В обратную сторону все доказывается аналогично: из (6) мы получаем (2) по свойству равенства нулю смешанного произведения с двумя равными векторами («набла»), а для (3) мы также получаем ноль у смешанного произведения со скалярным потенциалом и производную \mathbf{B} по времени из его определения через ротор \mathbf{A} .

Таким образом, так как мы считаем верными уравнения Максвелла, то мы всегда можем выразить электрическое и магнитное поля через их потенциалы.

2.3 Калибровка потенциала

Заметим теперь, что при определении полей (6) наши потенциалы заданы неоднозначно. В самом деле, если мы совершим следующие «сдвиги» (преобразования) потенциалов:

$$\mathbf{A} \longrightarrow \mathbf{A} + \nabla\psi, \quad \varphi \longrightarrow \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial\psi}{\partial t} \quad (7)$$

где некая функция $\psi = \psi(\mathbf{r}, t)$, то наши поля в (6) не изменятся. В самом деле, для \mathbf{B} это следует из свойства векторного произведения, а для \mathbf{E} наши добавки в виде $\frac{1}{c} \nabla \frac{\partial\psi}{\partial t}$ сократятся.

Такие преобразования играют важную роль в теоретической физике (а именно, в квантовой электродинамике они используются в локальной калибровочной симметрии электромагнитного воздействия).

Весьма удобным способом задать однозначность потенциалов является наложение дополнительных условий (которые называются **калибровкой потенциалов**). Точнее говоря, удобным является то, что мы можем выбрать их так, чтобы они удовлетворяли произвольному условию, которое мы можем менять в зависимости от наших целей. Рассмотрим, например, лоренцеву калибровку (здесь и в следующем пункте работаем в вакууме, $\mu = \varepsilon = 1$, $\mathbf{D} = \mathbf{E}$, $\mathbf{B} = \mathbf{H}$):

$$\nabla \mathbf{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \quad (8)$$

Понятно, что при преобразовании (7) это уравнение уже не будет выполняться, что нам и требовалось.

2.4 Волновые уравнения для потенциалов

Получим теперь оставшиеся уравнения Максвелла (1), (4) через наши потенциалы. Для этого возьмем ротор от уравнения (3) и раскроем его по правилу двойного векторного произведения:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - (\nabla \cdot \nabla)\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{B}$$

Используя обозначения $\Delta = \nabla \cdot \nabla$ — оператор Лапласа, $\square = \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$ — оператор Д'Аламбера, а также подставив вместо первого члена слева уравнение (1), а вместо последнего члена справа уравнение (4), мы получаем:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \Delta \mathbf{E} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} - 4\pi \nabla \rho \Rightarrow \square \mathbf{E} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + 4\pi \nabla \rho \quad (9)$$

Аналогично получим и уравнение для магнитного поля (взяв ротор от (4) и подставив туда уравнения (3) и (2)):

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} - \Delta \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c^2} \nabla \times \mathbf{j} \Rightarrow \square \mathbf{B} = -\frac{4\pi}{c} \nabla \times \mathbf{j} \quad (10)$$

Таким образом, мы всего лишь записали волновые уравнения электромагнитного поля, явно учитывая источники поля — заряды ρ и токи \mathbf{j} . Подставим теперь в наши уравнения (9) – (10) потенциалы (6) (опираясь на доказанное в пункте 2.2). Получаем:

$$\begin{aligned}\square \left(-\nabla\varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) &= \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + 4\pi \nabla \rho \\ \square (\nabla \times \mathbf{A}) &= \nabla \times -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}\end{aligned}\tag{11}$$

Замечаем, что последнее уравнение будет верно тождественно, если положить следующее:

$$\square \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}\tag{12}$$

Тогда с учётом (12) мы получаем для первого из (11) следующий вид уравнения:

$$\square (\nabla \varphi) = -4\pi \nabla \rho$$

Аналогично (12) запишем:

$$\square \varphi = -4\pi \rho\tag{13}$$

Таким образом, мы получили (12), (13) — волновые уравнения для потенциалов электромагнитного поля, которые вместе с определениями полей через потенциалы (6) полностью эквивалентны исходным уравнениям Максвелла (1) — (4). Полученные выше уравнения можно получить и по-другому, не делая допущений с ротором/градиентами для (11): сразу подставить в уравнения (1), (4) наши поля из (6) и затем воспользоваться Лоренц-калибровкой (8).

Кстати говоря, Лоренц-калибровка (8) задает здесь закон сохранения заряда (в виде уравнения непрерывности). В самом деле, применим к уравнению (12) дивергенцию, а к уравнению (13) дифференцирование $\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}$ и сложим эти уравнения:

$$\begin{aligned}\square (\nabla \cdot \mathbf{A}) &= -\frac{4\pi}{c} \nabla \cdot \mathbf{j} \\ \square \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) &= -\frac{4\pi}{c} \frac{\partial \rho}{\partial t}\end{aligned} \Rightarrow \square \left(\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) = -\frac{4\pi}{c} \left(\nabla \cdot \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} \right)$$

Так как выражение под оператором Д'Аламбера равно нулю в силу калибровки (8), отсюда получаем и равенство нулю правой части, где и записан закон сохранения заряда.

3. Излучение диполя

С помощью полученных результатов для потенциалов можно исследовать электромагнитное излучение диполя.

Решение волновых уравнений (12), (13) можно записать как

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c} \int_V \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}_1, t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|}{c})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} dV_1$$

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \int_V \frac{\rho(\mathbf{r}_1, t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|}{c})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} dV_1$$

Здесь мы учитываем так называемые «запаздывающие потенциалы», т.е. берем момент времени, в который было произведено излучение, а не тот, когда волна достигла наблюдателя.

Для точечного диполя выразим ток как $\mathbf{j} = q\mathbf{v}(t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|/c) = q\mathbf{v}(t - r/c)$ и будем суммировать (ведь заряды дискретны) по зарядам диполя, пренебрегая разницей расстояний от различных зарядов диполя. Тогда можно выразить $\sum_i q_i \mathbf{v}_i = \sum_i q_i \dot{\mathbf{r}}_i = \dot{\mathbf{p}}$, и получаем для потенциала

$$\mathbf{A} = \frac{\dot{\mathbf{p}}(t - r/c)}{cr} \quad (14)$$

Для нахождения скалярного потенциала мы воспользуемся калибровкой (8), и подставив ее в векторный потенциал (14), и проинтегрировав по времени обе части выражения, мы получаем

$$-\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \nabla \cdot \frac{\dot{\mathbf{p}}(t - r/c)}{cr} \Rightarrow \varphi = -\nabla \cdot \frac{\mathbf{p}(t - r/c)}{r}$$

По правилу дифференцирования проведения и сложной функции, мы получаем

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{r} \nabla \cdot \mathbf{p}(t - r/c) - \mathbf{p} \nabla \cdot \left(\frac{1}{r} \right) = -\frac{1}{r} \dot{\mathbf{p}} \cdot \left(-\frac{1}{c} \nabla r \right) + \frac{\mathbf{p} \mathbf{r}}{r^3} = \frac{\dot{\mathbf{p}} \mathbf{r}}{cr^2} + \frac{\mathbf{p} \mathbf{r}}{r^3}$$

Мы видим, что последний член совпадает с потенциалом статического поля диполя, при этом на большом расстоянии мы можем отбросить этот член, ведь он убывает как $\varphi_{\text{стат}} \sim r^{-2}$, в то время как первый член как раз так описывает излучение диполя в дальней зоне, убывая как $\varphi_{\text{изл}} \sim r^{-1}$, т.е.

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{r} \dot{\mathbf{p}}(t - r/c)}{cr^2}$$

Ну а теперь, подставив в определения полей через потенциалы (6) полученные выражения для потенциалов колеблющегося точечного диполя, несложно получить поле излучения точечного диполя:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c} \left(\frac{1}{r} \nabla \times \dot{\mathbf{p}} - \dot{\mathbf{p}} \times \nabla \left(\frac{1}{r} \right) \right) = \frac{\ddot{\mathbf{p}} \times \mathbf{r}}{c^2 r^2} + \frac{\dot{\mathbf{p}} \times \mathbf{r}}{cr^3}$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \left(\frac{\mathbf{r} \dot{\mathbf{p}}(t - r/c)}{cr^2} \right) - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\dot{\mathbf{p}}}{cr} \right) = \frac{(\ddot{\mathbf{p}} \mathbf{r}) - \dot{\mathbf{p}} r^2}{c^2 r^3}$$

Здесь в выражении для \mathbf{H} нам нужно отбросить второй член, убывающий как $\sim r^{-2}$, оставляя только описывающий излучение в волновой зоне член с $\sim r^{-1}$, и аналогично сделаем то

же и для \mathbf{E} сразу. Введя вектор направления от источника к наблюдателю $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$, запишем наше поле в виде

$$\mathbf{H} = \frac{\ddot{\mathbf{p}} \times \mathbf{n}}{c^2 r}, \quad \mathbf{E} = \frac{\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \ddot{\mathbf{p}})}{c^2 r} \quad (15)$$

Таким образом, мы количественно получили известный еще из школы результат, говорящий о том, что электромагнитное излучение создается движущимися с ускорением электрическими зарядами. Действительно, поле (15) зависит от $\ddot{\mathbf{p}} \sim \ddot{\mathbf{r}}$.

Обратим внимание также на то, что электрическое и магнитное поле в волне связаны следующим соотношением:

$$\mathbf{E} = \mathbf{H} \times \mathbf{n}$$

Т.е. вектор электрической напряжённости и магнитной ортогональны.

4. Заключение

Таким образом, мы рассмотрели такие понятия, как скалярный и векторный потенциал электромагнитного поля и их использование в уравнениях Максвелла. Как пример полезности применения такого взгляда в рамках курса общей физики мы вывели излучение диполя.

Намного большее применение этот подход имеет в теоретической физике, где при помощи математического аппарата тензоров вводится понятие 4-вектора и 4-потенциала $A = (\varphi, -\mathbf{A})$, а также тензора электромагнитного поля, выражающийся через производные по координатам и времени 4-мерного пространства.

Список литературы

1. Кириченко Н.А. «Электричество и магнетизм: учебное пособие. 2-е изд., перераб. и доп. — М.: МФТИ, 2017. — 378с.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учеб. пособие. В 10 т. Т. II. Теория поля. — 7 изд., испр. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-матлит., 1988. 512 с.