

Электромагнитные потенциалы без калибровочных преобразований

А. Чубыкало и др. (Мексика)

Реферат подготовил М.Х. Шульман (shulman@dol.ru, www.timeorigin21.narod.ru)

IOP PUBLISHING

PHYSICA SCRIPTA

Phys. Scr. 84 (2011) 015009 (6pp)

doi:10.1088/0031-8949/84/01/015009

0031-8949/11/015009+06\$33.00 Printed in the UK & the USA

© 2011 The Royal Swedish Academy of Sciences

Electromagnetic potentials without gauge transformations

А. Chubykalo¹ (achubykalo@yahoo.com.mx), А. Espinoza¹ and R Alvarado Flores²

¹ Unidad Academica de Fisica, Universidad Autonoma de Zacatecas, A.P. C-580, Zacatecas, Mexico

² Centro de Estudios Multidisciplinarios, Universidad Autónoma de Zacatecas, Av. Insurgentes 108A, tercer piso, col. Centro, Zacatecas, Zac, C.p. 98000, Mexico

Received 18 May 2011

Accepted for publication 26 May 2011

Published 23 June 2011

Online at stacks.iop.org/PhysScr/84/015009

1. Классическая электродинамика

В классической электродинамике, как известно, однозначно определяются электрическое \mathbf{E} и магнитное \mathbf{B} поля, для которых формулируются представления об электрическом скалярном φ и магнитном векторном \mathbf{A} потенциалах:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= -\nabla\varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \\ \mathbf{B} &= \nabla \times \mathbf{A} \end{aligned} \right\}. \quad (2)$$

Эти потенциалы удовлетворяют уравнениям:

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \nabla \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{A} \right) &= -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \\ \nabla^2 \varphi + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{A} &= -4\pi \rho \end{aligned} \right\}, \quad (3)$$

причем определение потенциалов в классической электродинамике *неоднозначно*, т.к. \mathbf{E} и \mathbf{B} инвариантны относительно *калибровочного* преобразования

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{A}' &= \mathbf{A} + \nabla \psi \\ \varphi' &= \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \psi}{\partial t} \end{aligned} \right\}, \quad (4)$$

где ψ – некоторая произвольная скалярная функция $\psi(x, y, z, t)$. Можно выбрать ψ таким образом, чтобы наложить на потенциалы \mathbf{A} и ϕ дополнительные условия, например

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad \text{или} \quad \nabla \cdot \mathbf{A} = 0, \quad (5)$$

которые известны под именами калибровки Лоренца или Кулона соответственно и которые позволяют нам разделить уравнения (3) для этих потенциалов.

2. Альтернативная электродинамика

Авторы статьи предлагают вывод новых уравнений для потенциалов, которые оказываются однозначно определенными. С этой целью они разделяют векторы электрического и магнитного поля, а также тока на две компоненты

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_s \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}_i + \mathbf{B}_s \\ \mathbf{j} &= \mathbf{j}_i + \mathbf{j}_s \end{aligned} \right\}, \quad (6)$$

где индексы “i” и “s” обозначают невращающуюся (безвихревую, ротор равен нулю) и соленоидальную (без дивергенции, дивергенция равна нулю) компоненты. Тогда можно, используя *теорему Гельмгольца*, вывести систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \Phi &= -4\pi \rho \\ \nabla^2 \mathbf{A}_s - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}_s}{\partial t^2} &= -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_s \end{aligned} \right\}. \quad (22)$$

где Φ – некоторый скалярный потенциал. Заметим, в первое уравнение никак не входит время t , следовательно, подразумевается бесконечно большая скорость взаимодействия, т.е. пресловутое *мгновенное действие на расстоянии* (только для вновь введенного скалярного потенциала Φ , но не для \mathbf{A}_s и полей \mathbf{E} и \mathbf{B}).

Наиболее важной характеристикой потенциалов \mathbf{A}_s (соленоидальной компоненты \mathbf{A}) и Φ является то, что они наравне с векторами \mathbf{E} и \mathbf{B} инвариантны относительно *калибровочных преобразований* (4) независимо от любой такой калибровки. Следует подчеркнуть, что величины Φ и \mathbf{A}_s естественным образом возникают без искусственного включения условий калибровки. Следует также отметить что калибровочные преобразования влияют только на компоненту \mathbf{A}_i , но *не влияют* на определение векторов \mathbf{E} и \mathbf{B} электромагнитного поля (ср. левую и правую колонки в таблице):

Классическая парадигма	Альтернативная парадигма
$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= -\nabla\phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \\ \mathbf{B} &= \nabla \times \mathbf{A} \end{aligned} \right\}. \quad (2)$	$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= -\nabla\Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}_s}{\partial t} \\ \mathbf{B} &= \nabla \times \mathbf{A}_s \end{aligned} \right\}. \quad (35)$

Поскольку в предложенном подходе введенные потенциалы не зависят от калибровки, то ясно, что они не могут совпадать с обычными “g-потенциалами”.

Физический смысл \mathbf{A}_s в классической электродинамике состоит в том, что его вариации во времени и пространстве генерируют соленоидальные поля \mathbf{E}_s и \mathbf{B}_s . С другой стороны, пространственные вариации Φ дают безвихревое поле \mathbf{E}_i . Из этого можно заключить, что электромагнитные потенциалы \mathbf{A}_s и Φ являются реальными физическими величинами наравне с электрическим \mathbf{E} и магнитным \mathbf{B} полями.

3. Альтернативная электродинамика и квантовая механика

В книге Фейнмана и др. [11, раздел 15-5] говорится: “... является ли вектор-потенциал ‘реальным’ полем? ... долго считалось, что \mathbf{A} не является ‘реальным’ полем... имеются квантовомеханические феномены, которые показывают, что в действительности \mathbf{A} является ‘реальным’ полем в том смысле, что мы можем измерить его... E и B постепенно исчезают из формулировок физических законов; вместо них в эти законы включаются \mathbf{A} [вектор-потенциал] и ϕ [скалярный потенциал]”.

Эффект Ааронова-Бома подтверждает физическую реальность вектор-потенциала \mathbf{A}_s . Действительно, в их оригинальной работе [12] показано, что фазовый сдвиг волновой функции электрона должен быть равен

$$\Delta S/\hbar = -\frac{e}{c\hbar} \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{x}, \quad (39)$$

где $\oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{x} = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s}$ - полный магнитный поток внутри контура (см. [12], с. 486). Но в предложенном подходе $\nabla \times \mathbf{A} = \nabla \times \mathbf{A}_s + \nabla \times \mathbf{A}_i$, и $\nabla \times \mathbf{A}_i = 0$ по определению; следовательно, в силу теоремы Стокса получаем

$$\Delta S/\hbar = -\frac{e}{c\hbar} \oint \mathbf{A}_s \cdot d\mathbf{x}. \quad (40)$$

Физическая реальность скалярного электрического потенциала была продемонстрирована в 1998 году в работе Oudenaarden et al. [13], где было показано, что поскольку фазовый сдвиг волновой функции электрона зависит от магнитного вектор-потенциала, он также зависит от скалярного электрического потенциала. Ясно, что электрический потенциал Φ играет ведущую роль в в этом эффекте [13], поскольку в статическом случае введенная величина Φ совпадает с общепринятой величиной ϕ .

Таким образом, квантовомеханическая реальность [11–14] электромагнитных потенциалов представляет собой также *факт классической электродинамики*, что обсуждалось в литературе и ранее [15–19]. Поэтому можно ожидать в будущем “классических” экспериментов, это подтверждающих.

Ссылки

[1] Onoochin V 2002 On non-equivalence of Lorentz and Coulomb gauges within classical electrodynamics *Ann. Fond. Louis Broglie* **27** 163–84

[2] Engelhardt W 2005 Gauge invariance in classical electrodynamics *Ann. Fond. Louis Broglie* **30** 157–78

- [3] Arfken G B and Weber H J 1995 *Mathematical Methods for Physicists* (New York: Academic)
- [4] Rohrlich F 2002 Causality, the Coulomb field, and Newton's law of gravitation *Am. J. Phys.* **70** 411–14
- [5] Baierlein R 1995 Representing a vector field: Helmholtz's theorem derived from a Fourier identity *Am. J. Phys.* **63** 180–82
- [6] Rohrlich F 2004 The validity of the Helmholtz theorem *Am. J. Phys.* **72** 412–13
- [7] Heras J 2006 Comment on 'Helmholtz theorem and the v-gauge in the problem of superluminal and instantaneous signals in classical electrodynamics' by A E Chubykalo *et al* [*Found. Phys. Lett.* 19(1), p. 37 (2006)] *Found. Phys. Lett.* **19** 579–90 Chubykalo A E *et al* 2006 *Found. Phys. Lett.* **19** 37
- [8] Chubykalo A, Espinoza A, Alvarado-Flores R and Gutierrez-Rodriguez A 2007 Reply to 'Comment on "Helmholtz theorem and the v-gauge in the problem of superluminal and instantaneous signals in classical electrodynamics" by A E Chubykalo *et al*' by J Heras [*Found. Phys. Lett.* 19(6), p. 579 (2006)] *Found. Phys.* **37** 1648–52
- [9] Chubykalo A, Espinoza A, Alvarado-Flores R and Gutierrez-Rodriguez A 2006 Helmholtz theorem and the v-gauge in the problem of superluminal and instantaneous signals in classic electrodynamics *Found. Phys. Lett.* **19** 37–49
- [10] Sygne J L 1956 *Relativity: The Special Theory* (Elsevier: Amsterdam)
- [11] Feynman R, Leighton R and Sands M 1963 *The Feynman Lectures on Physics* vol 2 (London: Addison-Wesley)
- [12] Aharonov Y and Bohm D 1959 Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory *Phys. Rev.* **115** 485–91
- [13] van Oudenaarden A, Devoret M H, Nazarov Y V and Mooij J E 1998 Magneto-electric Aharonov–Bohm effect in metal rings *Nature* **391** 768–70
- [14] Costa de Beauregard O 1992 Electromagnetic gauge as an integration condition: De Broglie's argument revisited and expanded *Found. Phys.* **22** 1485–94
- [15] Ingraham R L 1972 Theorem on the reality of the electromagnetic potentials *Am. J. Phys.* **40** 1449–52
- [16] Costa de Beauregard O 1967 Physical non-reality of electromagnetic potentials? *Phys. Lett. A* **26** 48–9
- [17] Golub R, Carrico J P, Stein N S and Weisskopf M C 1967 On the 'physical reality of the electromagnetic potentials?' *Phys. Lett. A* **25** 495–96
- [18] Konopinski E J 1978 What the electromagnetic vector potential describes *Am. J. Phys.* **46** 499–502
- [19] Georgieva N K and Tam H W 2003 Potential formalisms in the electromagnetic-field analysis *Microw. Theory Tech. IEEE Trans.* **51** 1330–8