Письма в ЖЭТФ, том 111, вып. 12, с. 794 – 797 © 2020 г. 25 июня

Оптический эффект Ааронова–Бома

М. В. Архипов[+ 1)], *Р. М. Архипов*[+*× 1)], *Н. Н. Розанов*[*× 1)]

[+] *Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 С.-Петербург, Россия*

[*] *Университет ИТМО, 197101 С.-Петербург, Россия*

[×] *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 23 апреля 2020 г.
После переработки 23 апреля 2020 г.
Принята к публикации 30 апреля 2020 г.

Обсуждается вариант эксперимента по наблюдению оптического эффекта Ааронова–Бома. В нем в качестве источника векторного потенциала, действующего на электроны и имеющего нулевую напряженность электрического поля в области ненулевого векторного потенциала, предлагается использовать униполярный субцикловый импульс света. Подобная связь между полем и потенциалом возникает, потому что униполярный импульс обладает ненулевой электрической площадью. Обсуждается необычная ситуация, когда после прохождения импульса и его удаления от электронного интерферометра на очень большое расстояние, факт его прохождения в пространстве одного из плеч интерферометра запоминается на очень долгое время и мог бы быть зафиксирован в двухлучевом электронном интерферометре по сдвигу полос. Подробный анализ сдвига фаз под действием векторного потенциала, создаваемого неоднородным униполярным импульсом, снимает это противоречие и показывает неочевидное на первый взгляд равенство изменений фаз в обоих плечах электронного интерферометра.

DOI: 10.31857/S1234567820120010

Введение. В 1959 г. в работе Ааронова и Бома [1] теоретически были рассмотрены эксперименты, в которых можно было бы продемонстрировать физическую значимость электромагнитных потенциалов, которые в классической электродинамике играют роль математически вводимых вспомогательных величин, а физический смысл имеют напряженности электрического и магнитного полей, определяющие силы, действующие на заряды и токи. По мнению авторов [1], в квантовой механике потенциалы играют особую, даже первичную роль. Для этого они предложили схемы экспериментов, где, в отличие от классической механики, можно обнаружить воздействие электромагнитных потенциалов на заряженную квантовую частицу, даже если в области, где она находится, все поля и, следовательно, силы, действующие на частицу, в классическом понимании исчезают. Для наблюдения эффекта Ааронова–Бома (АБ) необходимы такие источники полей и потенциалов, для которых бы в области нахождения заряда напряженность электромагнитного поля исчезала, а потенциал был отличен от нуля. Первоначально в [1] было предложено использовать длинный металлический цилиндр и длинный соленоид. Электрическое поле внутри металлического цилиндра при наличии на нем отличного от нуля потенциала стремится к нулю, а потенциал отличен от нуля. В случае с очень длинным соленоидом магнитное поле снаружи соленоида равно нулю, а векторный потенциал нет. Также в этих источниках электромагнитные поля квазистатичны, они не перемещаются во времени. Более приемлемым для реализации в эксперименте является магнитное поле в соленоиде. Предлагаемые варианты как будто исчерпывают примеры возможных реализаций источников, необходимых для демонстрации эффекта АБ. Надо отметить, что несмотря на дискуссии, экспериментальное подтверждение эффекта считается надежным.

Обзор теоретических публикаций и экспериментальных исследований, возникших в связи с ними дискуссий, дан в обзорах [2, 3]. Хотя считается, что этот вопрос о роли и физическом смысле электромагнитных потенциалов не должен вызывать бурных обсуждений, см. [4], тем не менее, они продолжаются и до нашего времени [5]. Как пишет автор обзора [3]: “I personally have no doubt that interest in the AB effect is not a mere fad. Rather, it can provide us with deep insights into the foundations of physics, while pointing in the direction of diverse future developments”.

Рассмотрим одну, кажущуюся на первый взгляд очевидной возможность наблюдения эффекта АБ

[1)] e-mail: m.arkhipov@spbu.ru; arkhipovrostislav@gmail.com; nnrosanov@mail.ru

не в электронно-магнитных и электрических, а электронно-оптических экспериментах с применением предельно коротких световых импульсов с особыми свойствами. В последнее время проявляется интерес к получению предельно коротких субцикловых и униполярных импульсов электромагнитного излучения [6, 7]. Униполярные импульсы, в отличие от привычных многоцикловых импульсов, обладают той особенностью, что электрическая площадь импульса $\mathbf{S}_{\mathrm{E}} = \int \mathbf{E}(t)dt$ ($\mathbf{E}(t)$ – напряженность электрического поля, t – время) не равна нулю [8]. Это значит, что униполярный импульс имеет особенность, связанную с непривычным поведением векторного потенциала $\mathbf{A}$. Как известно, в вакууме, в калибровке, в которой скалярный потенциал равен нулю, векторный потенциал $\mathbf{A}$ в выбранной точке пространства связан с напряженностью электрического поля соотношением [9]:

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \qquad (1)$$

Тогда, если поле униполярного импульса в некой точке пространства имеет вид, показанный на верхней части рис. 1 ($E(t) > 0$, если $-T/2 < t < T/2$ и $E(t) = 0$, если $t < -T/2$ или $t > T/2$), то зависимость от времени векторного потенциала будет ступенчатой (нижняя часть этого рисунка). Здесь и далее мы полагаем излучение линейно поляризованным, так

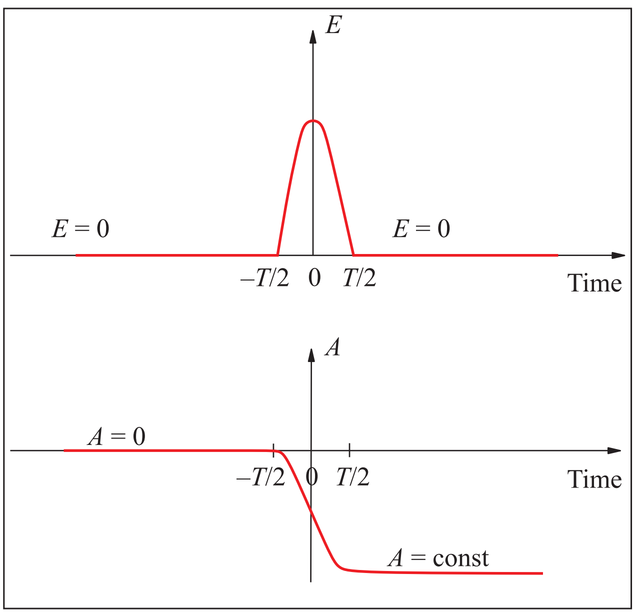

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость напряженности поля E и векторного потенциала A от времени в некоторой точке пространства, которую пересекает импульс униполярного излучения

что E и A означают ненулевую составляющую соответствующих векторов.

В моменты времени $t < -T/2$ можно считать, что потенциал $\mathbf{A} = 0$. На интервале от $-T/2$ до $T/2$ потенциал растет. При $t > T/2$ потенциал уже не меняется и остается постоянным. Таким образом, векторный потенциал до момента прихода униполярного импульса не равен потенциалу после него. В этом состоит его отличие от многоциклового биполярного импульса с нулевой электрической площадью, который не изменяет значение потенциала $\mathbf{A}$ после прохождения им выбранной области пространства. Униполярный импульс как бы оставляет после себя, образно говоря, "следы", которых не остается после биполярного многоциклового импульса. Понятно, что если рассматривать взаимодействие излучения с зарядом в рамках классических представлений, то факт изменения потенциала никак не повлияет на прохождение частицы, если значения поля будут равны нулю. Но для частицы, поведение которой требует описания в рамках квантовой механики, ситуация меняется. Изменение потенциала будет воздействовать на ее волновую функцию.

Схема возможного эксперимента по наблюдению эффекта АБ с помощью униполярных импульсов. Обратимся к схеме эксперимента с "электронным интерферометром" рис. 2a, которая была предложена еще в первой работе АБ [1] и затем многократно анализировалась другими авторами. Плоская электронная волна *1* делителем *2* разделяется на два пакета, которые, после преломления в призмах *3* и *4*, проходят две разделенные в пространстве области (плечи электронного интерферометра), а затем призмами *5* и *6* сводятся на экране *7*. В варианте магнитостатического эксперимента рис. 2a по наблюдению эффекта АБ, в середине между плечами интерферометра помещается длинный соленоид С, являющийся источником векторного потенциала A.

В рассматриваемом нами варианте рис. 2b в одном из плеч перед появлением электронного пакета проходит униполярный импульс *8*. Импульс излучения опережает появление пакета и не пересекается с ним. Таким образом, пакет должен будет взаимодействовать с оставленным после импульса постоянным векторным потенциалом, вследствие чего волновая функция электронов должна изменить фазу. В таком случае на экране *7* казалось бы можно ожидать сдвига полос относительно их положения в отсутствии импульса, или если импульс еще не пересек зону, где двигается пакет.

В варианте с магнитным полем, создаваемым длинным соленоидом, соленоид помещался в области

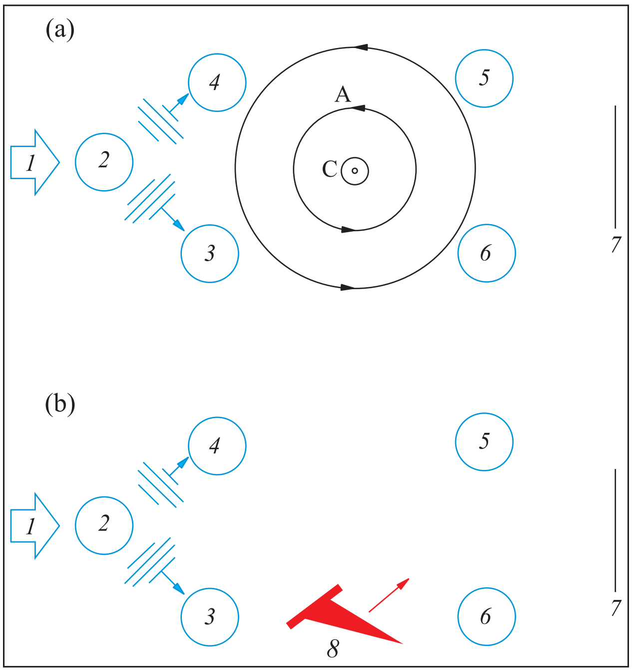

Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема проведения эксперимента по наблюдению эффекта АБ: (a) – с бесконечно длинным соленоидом; (b) – с помощью униполярного импульса, являющегося источником векторного потенциала

между призмами и волновые пакеты двигались вблизи соленоида, что вызывало взаимодействие движущегося заряда с движущимися зарядами соленоида и требовало учета. В случае с униполярной волной ситуация, в принципе, кажется более простой, поскольку нет элементов, влияющих на движение пакета. Вопросы может вызвать факт того, что электрическое (и магнитное) поле отсутствует в области прохождения пакета, поскольку импульс удаляется от области движения пакета со скоростью света.

Отметим здесь необычность рассматриваемой ситуации. Действительно, мы должны допустить, что интервал между прохождением униполярного импульса излучения и электронного пакета может быть велик, ввиду чего воздействие импульса на волновой пакет кажется противоречащим выводам, основанным на физической интуиции. Действительно, в эксперименте с соленоидом после выключения тока потенциал пропадает и никакого воздействия на волновые пакеты не происходит. Здесь же нельзя отрицать, что униполярный импульс оставляет после себя потенциал, которой не исчезает мгновенно. С этой точки зрения, постановка эксперимента отличается от проделанных ранее экспериментов и содержит физические вопросы, которые заслуживают отдельного анализа.

Численная оценка. Сделаем оценку сдвига фаз под действием униполярного импульса света, используя плосковолновое приближение в каждом плече. В отсутствии векторного потенциала волновую функцию электронов можно записать в виде двух слагаемых, отвечающих вкладу первого и второго плеч интерферометра:

$$\psi(r,t) = c_1\psi_1^0(r,t) + c_2\psi_2^0(r,t), \tag{2}$$

где c_1, c_2 – нормировочные постоянные. При наличии векторного потенциала волновая функция примет вид:

$$\psi(r,t) = c_1\psi_1^0(r,t)\cdot e^{i\Phi_1} + c_2\psi_2^0(r,t)\cdot e^{i\Phi_2}, \tag{3}$$

где $\Phi_{1,2} = -\frac{e}{\hbar}\int A_{1,2}ds$, e – заряд электрона, $\hbar$ – постоянная Планка.

В случае бесконечно длинного соленоида, когда потенциал присутствует в каждом плече электронного интерферометра, разность фаз записывают в виде:

$$\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = -\frac{e}{\hbar}\cdot\oint A ds. \tag{4}$$

В случае, если униполярный импульс действует только в одном канале, естественным кажется положить, что изменится разность фаз у одной волновой функции:

$$\Delta\Phi = \Phi_2 = \frac{e}{\hbar}\int A ds. \tag{5}$$

С учетом выражения (1) можно написать выражение для оценки сдвига фазы волновой функции:

$$\Delta\Phi = \frac{e}{\hbar}E\cdot T\cdot L. \tag{6}$$

Здесь E – средняя напряженность поля в импульсе, T – длительность импульса, L – длина пути в плече интерферометра, где присутствует векторный потенциал. Импульс длительностью $\tau = 1$ фс со средней напряженностью поля $E = 2.1$ кВ/м при длине $L = 1$ мм даст сдвиг фазы волновой функции, равный π. Светлая полоса в картине электронной интерференции станет темной и наоборот.

Заключение. В работе обсуждается схема электронно-оптического варианта эксперимента для наблюдения эффекта АБ. В ней источником векторного потенциала, для которого отличный от нуля потенциал существует в области нулевой напряженности электрического поля, является субцикловый униполярный импульс света с ненулевой электрической площадью. Крайне непривычно, что векторный потенциал может существовать в области пространства, через которую прошел униполярный импульс света.

Приведенные рассуждения кажутся достаточно убедительными и сулящими необычные перспективы. Отметим, что существуют предложения по реализации квантового сенсора АБ, предназначенного для бесконтактного обнаружения поля по создаваемому им потенциалу [10]. Развивая идеи применения эффекта АБ, кажется возможным обсуждать голографическую запись "следа" импульса излучения в пространстве по оставленному им векторному потенциалу, используя принципы электронной голографии [11]. В ней, в отличие от оптической голографии, волны материи будут использованы для голографирования света. Более детальное рассмотрение без использования плосковолнового приближения показывает, что парадокс "вечного запоминания" векторного потенциала разрешается при учете его стационарности и бизвихревого характера. Такой потенциал устраняется калибровочным преобразованием [9], приводящим только к пространственно неоднородному сдвигу фазы волновой функции электронов. При этом под действием квазиуниполярных импульсов квадрат модуля волновой функции электронов не меняется и сдвиг интерференционнных полос в действительности отсутствует. Рассмотрение этого вопроса и анализ других мысленных экспериментов по реализации оптического эффекта Ааронова–Бома будет сделано в следующих публикациях.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научных проектов 20-32-70049 и 19-02-00312. Исследования М. В. Архипова поддержаны грантом Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта 20-02-00872 А.

1. Y. Aharonov and D. Bohm, Phys. Rev. **115**(3), 485 (1959).
2. M. Peshkin, *The Aharonov-Bohm effect. Part one: Theory*, in *The Aharonov-Bohm Effect*, Springer, Berlin, Heidelberg (1989), p. 1.
3. A. Tonomura, *The Aharonov-Bohm effect. Part two: Experiment*, in *The Aharonov–Bohm Effect*, Springer, Berlin, Heidelberg (1989), p. 35.
4. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс, *Фейнмановские лекции по физике*, *Электродинамика*, Мир, М. (1977), т. 6 [R. Feynman, R. Leighton, and M. Sands, *The Feynman lectures on physics. Electrodynamics*, Addison-Wesley, Publ. Co., Massachusetts, Palo Alto, London (1964), v. 2].
5. J. Earman, Synthese **196**(5), 1991 (2019).
6. Р. М. Архипов, А. В. Пахомов, М. В. Архипов, И. Бабушкин, Ю. А. Толмачев, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **105**, 388 (2017) [R. M. Arkhipov, A. V. Pakhomov, M. V. Arkhipov, I. Babushkin, Yu. A. Tolmachev, and N. N. Rosanov, JETP Lett. **105**, 408 (2017)].
7. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. А. Шимко, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **110**, 9 (2019) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. A. Shimko, A. V. Pakhomov, and N. N. Rosanov, JETP Lett. **110**, 5 (2019)].
8. Н. Н. Розанов, Р. М. Архипов, М. В. Архипов, УФН **188**, 1347 (2018) [N. N. Rosanov, R. M. Arkhipov, and M. V. Arkhipov, Phys. Usp. **61**, 1227 (2018)].
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Т. 2. Теория поля*, Физматлит, М. (2001) [L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields (Course of Theor. Physics*, v. 2) (revised 4th English ed., Pergamon Press, N.Y. (1975))].
10. M. J. Arman and C. Chase, *Aharonov–Bohm sensor*, U.S. Patent # 8, 389, 948. 5 Mar. 2013.
11. A. Tonomura, Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical **43**, 354021 (2010).