Теория поля, электродинамика

УДК 530.12; 530.16, 535.14, 537.8, 539.17

Олейник В. П.

ПРОБЛЕМА СВЕРХСВЕТОВОЙ КОММУНИКАЦИИ: СВЕРХСВЕТОВЫЕ СИГНАЛЫ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ И ИХ ФИЗИЧЕСКИЙ НОСИТЕЛЬ

Department of General and Theoretical Physics,
National Technical University of Ukraine «Kiev Polytechnic Institute»,
Prospect Pobedy 37, Kiev, 03056, Ukraine; e-mail: yuri@arepjev.relc.com
http://www.chronos.msu.ru/lab-kaf/Oleynik/eoleynik.html

Экспериментальные исследования последних лет свидетельствуют о том, что не существует каких-либо ограничений на скорость передачи информации в электромагнитном поле. В связи с «падением» светового барьера, воздвигнутого на пути передачи информации почти сто лет назад, особый интерес приобретает детальный теоретический анализ проблемы сверхсветовой коммуникации. В данной работе показано, что **вывод о существовании сверхсветовых сигналов, носителем которых являются собственные поля электрически заряженных частиц, строго следует из уравнений Максвелла для электромагнитного поля**, взаимодействующего с электрическими зарядами и токами в вакууме. Возможность сверхсветовой коммуникации видна из того, что **собственное поле**, порождаемое частицами и неотделимое от них, **превращает пространство в особую физическую среду, которая способна мгновенно передать сигнал (информацию)** о любых изменениях, происходящих с частицей в области ее основной локализации, **на сколь угодно большое расстояние**. Роль этой среды, которая существенно отличается от физического вакуума стандартной квантовой теории поля, в организации мира состоит в том, что она превращает материальные частицы и тела в **открытые самоорганизующиеся системы** и обеспечивает их стабильность за счет сверхсветовых сигналов. Физический механизм возникновения сверхсветовых сигналов обусловлен нелокальным характером связи скалярного и векторного потенциалов с напряженностями электрического и магнитного полей. **В квантовых системах сверхсветовые сигналы встречаются на каждом шагу, в любых квантовых процессах**. Появление сверхсветовых сигналов связано с особого рода нарушением пространственно-временной симметрии, состоящим в том, что уравнения для потенциалов не обладают релятивистской инвариантностью, хотя уравнения Максвелла для напряженностей полей лоренц-инвариантны. **Поле потенциалов** выступает **как информационное поле**, способное передавать информацию с произвольной скоростью. **Представленные результаты не противоречат физическим принципам, лежащим в основе специальной теории относительности** (СТО), так как они представляют собой следствие релятивистски-инвариантных уравнений электромагнитного поля. Вывод о невозможности сверхсветовой коммуникации, полученный в СТО из чисто кинематических соображений, необоснован, поскольку проблема коммуникации является проблемой динамики и поэтому не может быть решена в рамках кинематики. **В настоящее время имеются все предпосылки, как теоретические, так и конструкторские, для создания средств и систем сверхсветовой коммуникации, основанных на использовании собственных полей**. По своим физическим характеристикам — по скорости и дальности передачи информации, по способности проникать сквозь любые преграды, по надежности работы — новые средства связи намного превзойдут существующие ныне.

Ключевые слова: сверхсветовая коммуникация, собственное поле, информационное поле, вихревое поле, нелокальность, самоорганизация, открытая система, самодействие.

1. Введение

Согласно общепринятой в настоящее время точке зрения, скорость света в вакууме является максимально возможной скоростью передачи сигнала, существующей в природе. Этот вывод сформулирован А. Эйнштейном как следствие специальной теории относительности

(СТО) следующим образом: «...не существует никакого способа посылать сигналы, которые распространялись бы быстрее, чем свет в пустоте» (см. [1], с. 157), «...нет никаких мгновенных сигналов, которые мы могли бы употребить» (см. [2], с. 23).

Указанное утверждение не означает, что в природе не могут встречаться движения, происходящие со сверхсветовой скоростью (сверхсветовые движения). Многочисленные примеры сверхсветовых движений приведены В. Л. Гинзбургом в [3]. Примерами такого рода движений могут служить, в частности, перемещение фазы световой волны в среде с показателем преломления $n<1$ (фазовая скорость c / n становится сколь угодно большой при $n \to 0$) и наблюдаемое «кажущееся» движение квазара при $\omega R > c$, где ω — угловая скорость, с которой угловой размер квазара изменяется со временем с точки зрения земного наблюдателя, R — расстояние от квазара до Земли, c — скорость света. Непременным условием возникновения сверхсветовых движений является, по-видимому, протяженность (макроскопичность) источника такого движения. Как полагают, во всех известных случаях не происходит передачи энергии, импульса и других физических величин (и, следовательно, информации о физическом процессе) со скоростью, превышающей скорость света в вакууме.

Вместе с тем, астрономические наблюдения, проведенные впервые Н. А. Козыревым [4–6], показали, что в природе существует дистанционное воздействие одного тела на другое, способное передаваться со скоростью, значительно превышающей скорость света в вакууме. В частности, согласно Козыреву, имеется заметное воздействие звездных процессов на наземные датчики, в качестве которых использовались физические и биологические системы. Эти результаты подтверждены в работах М. М. Лаврентьева, И. А. Егановой и др. [7–8], а также частично повторены в работе [9]. В указанных работах выводы Козырева были уточнены и получили дальнейшее обобщение и развитие.

Попытка отыскать в электродинамике физический механизм сверхсветовой передачи информации предпринята в [10]. Детальный анализ проблемы сверхсветовых сигналов с точки зрения электродинамики приведен в [11–13]. Согласно полученным результатам, физическим носителем сверхсветовых сигналов является собственное поле электрически заряженной частицы. Это поле превращает окружающее пространство в физическую среду, которая способна мгновенно передать сигнал (информацию) о возмущении, происходящем в некоторой точке пространства, на сколь угодно большое расстояние.

Существование сверхсветовых сигналов с необходимостью следует как из законов электродинамики, так и из самых общих соображений [13]. Поскольку собственное поле электрона неотделимо от частицы, то электрон и его собственное поле нужно рассматривать как единую физическую систему. Ввиду дальнодействующего характера собственного поля, эта система заполняет все пространство. Чтобы такая система была стабильной, необходимо существование физического механизма, связывающего ее части в единое целое. Таким механизмом и является, по-видимому, мгновенная передача информации через посредство собственного поля.

Физический механизм возникновения сверхсветовых сигналов состоит в самодействии — обратном влиянии на заряженную частицу со стороны порождаемого ею собственного поля, в результате которого частица становится пространственно протяженной системой. Иными словами, сверхсветовые сигналы связаны с процессами самоорганизации, приводящими к формированию внутренней структуры заряженных частиц. Принципиальная возможность возникновения сверхсветовых сигналов в случае неточечных заряженных частиц видна из того, что в этом случае события, разделенные пространственно-подобными интервалами, перестают быть физически независимыми и, следовательно, могут влиять друг на друга.

В настоящей работе показано, что физический механизм сверхсветовой коммуникации обусловлен нелокальным характером связи скалярного и векторного потенциалов с напряженностью электрического поля $\boldsymbol{E}$ и магнитной индукцией $\boldsymbol{B}$. Так как в квантовой механике взаимодействие электромагнитного поля с заряженными частицами описывается не на языке полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$, а на языке потенциалов, то, ввиду указанной выше нелокальности, изменение в момент времени t полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ в некоторой ограниченной области пространства Г приводит к изменению потенциалов в следующий момент $t+0$ в точке наблюдения, отстоящей от области Г на любом расстоянии. Вследствие изменения потенциалов, происходит смещение фаз волновых функций заряженных частиц в точке наблюдения, которое не сопровождается переносом энергии и импульса из области Г и которое можно зарегистрировать по сдвигу интерференционной картины, возникающей при наложении волновых функций. **Поле потенциалов выступает**, таким образом, **как информационное поле, способное к переносу информации в пространстве с произвольной скоростью.**

Вывод о том, что сверхсветовые сигналы не могут существовать в природе, был сделан Эйнштейном на основании кинематики. Проблема причинно-следственной связи между двумя событиями является, однако, проблемой динамики и поэтому не может быть решена в принципе на основе чисто кинематических соображений. Как показано в [12], вывод о невозможности сверхсветовых сигналов не вытекает из СТО и является дополнительной гипотезой, противоречащей уравнениям Максвелла.

В последние годы проблема сверхсветовой коммуникации вызывает все бóльший интерес (см. обзорную работу Ю. Арепьева [14]). Отметим, что речь идет в основном о сверхсветовой передаче информации на основе оптических сигналов (т. е. пакетов поперечных электромагнитных волн). Анализ результатов экспериментальных исследований позволяет заключить, что **не существует принципиальных ограничений на скорость передачи информации** [14].

В данной работе исследуется принципиальная возможность сверхсветовой передачи сигналов не с помощью поперечных электромагнитных волн (т. е. потока фотонов), а с помощью собственного поля заряженных частиц. Это качественно новый способ передачи информации, обладающий целым рядом существенных преимуществ перед оптическим. Его практическая реализация приведет к революционному перевороту в средствах и системах связи. Следует подчеркнуть, что в настоящее время имеются все предпосылки для создания средств и систем сверхсветовой коммуникации, основанных на использовании собственных полей [15, 16].

В связи с тем, что в результате экспериментальных исследований преодолен световой барьер, воздвигнутый на пути передачи информации почти сто лет назад, особый интерес приобретает детальный теоретический анализ проблемы сверхсветовой коммуникации. Главное содержание настоящей работы состоит в доказательстве того, что вывод о существовании сверхсветовых сигналов, носителем которых является собственное поле электрически заряженных частиц, строго следует из уравнений Максвелла для электромагнитного поля. В некотором смысле, **сверхсветовые сигналы и их физический носитель как особая физическая среда выведены из уравнений электромагнитного поля.**

Перечислим основные результаты, изложенные в данной работе.

В разделе 2 получено общее соотношение, выражающее нелокальным образом вектор-потенциал вихревого электромагнитного поля $\boldsymbol{A}_\perp$ через напряженность электрического поля $\boldsymbol{E}_\perp$ и магнитную индукцию $\boldsymbol{B}$. Оно содержит произвольный вещественный параметр ε, который характеризует скорость передачи электромагнитного сигнала из одной пространственной точки в другую. Анализ этого соотношения приводит к парадоксальному, на первый взгляд, выводу о том, что электромагнитные сигналы, связанные с вихревым полем, могут распространяться с произвольной по величине скоростью. Так, при $\varepsilon=1$ указанное соотношение описывает распространение сигналов со скоростью света, а при $\varepsilon\to+0$ его можно интерпретировать как выражение причинно-следственной связи между вектором-потенциалом $\boldsymbol{A}_\perp$ и полями $\boldsymbol{E}_\perp$ и $\boldsymbol{B}$, отвечающее запаздывающему взаимодействию, происходящему с бесконечно большой скоростью (т. е. мгновенно).

Тем не менее, приведенные выше утверждения, касающиеся скорости передачи сигнала в электромагнитном поле, не содержат противоречий. Физические особенности вихревого собственного поля обусловлены тем, что даже в случае точечной частицы вихревой электрический ток, порождающий вихревое поле, не локализован в точке нахождения частицы, а «размазан» по всему пространству. Вследствие этого, пространство мгновенно наделяется информацией о любом физическом процессе, в котором участвует частица. По этой причине собственному полю невозможно приписать обычным образом скорость распространения в пространстве. **Суть дела состоит в том, что собственное поле превращает пространство в особую физическую среду, которая «устроена» таким образом, что она мгновенно «чувствует» любые измене-**

ния, происходящие с частицей в области ее основной локализации, на любом расстоянии от этой области.

Раздел 3 посвящен исследованию потенциального электрического поля. Здесь показано, что потенциальная компонента электромагнитного поля, как и вихревая, является носителем мгновенных сигналов. При $\varepsilon \to +0$ (кулоновская калибровка) этот вывод следует из соотношения, описывающего нелокальную связь скалярного потенциала с плотностью электрического заряда, а при $\varepsilon \neq 0$ существование мгновенных сигналов вытекает из того, что даже в случае точечной частицы потенциальный ток размазан по всему пространству. Отмечается, что при использовании различных условий связи (калибровок), накладываемых на потенциалы, возникают противоречивые, на первый взгляд, результаты, касающиеся скорости распространения электромагнитных сигналов. Однако проведенный анализ показывает, что возникшие «противоречия» имеют простое объяснение и полностью снимаются, как и в случае вихревого поля. Так, для потенциала получены неоднородные волновые уравнения, в левую часть которых входит оператор д'Аламбера $\frac{\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \equiv \Box^{(e)}$, где ε — произвольный положительный вещественный параметр. При переходе от одной калибровки к другой параметр ε изменяется по величине. Это не означает, однако, что калибровочное преобразование потенциалов приводит к изменению скорости распространения электромагнитного возмущения. Причина состоит в том, что правая часть упомянутых выше волновых уравнений содержит потенциальный ток, распределенный по всему пространству. В этих условиях параметр ε, входящий в оператор д'Аламбера, не имеет отношения к скорости распространения сигнала.

В разделе 4 содержится обобщение результатов на случай произвольного электромагнитного поля, полученное без предварительного расщепления поля на потенциальную и вихревую составляющие. Отмечается, что все полученные ранее результаты остаются справедливыми и при отрицательных значениях параметра ε. Это обстоятельство служит дополнительным аргументом в пользу того, что в условиях «размазанности» в пространстве потенциального тока невозможно сохранить привычные представления о скорости передачи сигнала.

В разделе 5 приведено, в качестве иллюстрации, вычисление потенциалов электромагнитного поля, создаваемого точечным электрическим зарядом. Здесь показано в явном виде, что потенциальная и вихревая составляющие вектора-потенциала, взятые в отдельности, зависят от сверхсветовых сигналов. Отмечается, что в случае классической точечной частицы информация о физическом процессе в электромагнитном поле может передаваться с любой скоростью, хотя энергия, импульс и другие физические величины переносятся со скоростью света.

В заключительном разделе разъясняется, почему из уравнений Максвелла с необходимостью следует вывод о существовании сверхсветовых сигналов, и почему сверхсветовые сигналы удавалось не замечать в течение почти ста лет, а также **рассматривается физический механизм возникновения этих сигналов**. Дана характеристика основных физических свойств собственного поля как среды, способной к сверхсветовой передаче информации. Указаны перспективы дальнейших исследований в области квантовой электродинамики, учитывающих должным образом собственные поля и связанные с ними сверхсветовые сигналы.

Данная работа представляет собой развитие физических идей и обобщение результатов, изложенных в монографии [13].

2. Вихревое электромагнитное поле[1]

Исходим из системы уравнений Максвелла для электрического $\boldsymbol{E}$ и магнитного $\boldsymbol{B}$ полей, порождаемых в вакууме электрическими зарядами и токами:

[1] Всюду далее используется система единиц, в которой $c=\hbar=1$ (c – скорость света в вакууме, $\hbar$ – постоянная Планка).

$$[\nabla \boldsymbol{E}] = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}, \quad \nabla \boldsymbol{B} = 0,$$
$$[\nabla \boldsymbol{B}] = \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} + 4\pi \boldsymbol{j}, \quad \nabla \boldsymbol{E} = 4\pi\rho, \tag{1}$$

где ρ и $\boldsymbol{j}$ — плотности заряда и тока.

Систему уравнений (1) можно однозначно расщепить на две независимые подсистемы, одна из которых описывает поведение вихревой компоненты электромагнитного поля, а вторая — потенциальной. Чтобы получить такое представление, используем разложение произвольного векторного поля $\boldsymbol{a} = \boldsymbol{a}(\boldsymbol{r},t)$ на потенциальную $\boldsymbol{a}_{\|} = \boldsymbol{a}_{\|}(\boldsymbol{r},t)$ и вихревую $\boldsymbol{a}_{\perp} = \boldsymbol{a}_{\perp}(\boldsymbol{r},t)$ компоненты,

$$\boldsymbol{a} = \boldsymbol{a}_{\|} + \boldsymbol{a}_{\perp}, \tag{2}$$

согласно формулам:

$$\boldsymbol{a}_{\|}(\boldsymbol{r},t) = -\frac{1}{4\pi} grad\, div \int d\boldsymbol{r}' \frac{1}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|} \boldsymbol{a}(\boldsymbol{r}',t),$$
$$\boldsymbol{a}_{\perp}(\boldsymbol{r},t) = \frac{1}{4\pi} rot\, rot \int d\boldsymbol{r}' \frac{1}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|} \boldsymbol{a}(\boldsymbol{r}',t). \tag{3}$$

Как видно из (3), вихревая компонента векторного поля не содержит источников и стоков, а потенциальная — не содержит вихрей:

$$\nabla \boldsymbol{a}_{\perp} = 0, \quad [\nabla \boldsymbol{a}_{\perp}] \neq 0,$$
$$\nabla \boldsymbol{a}_{\|} \neq 0, \quad [\nabla \boldsymbol{a}_{\|}] = 0.$$

Однородные поля, для которых $\nabla \boldsymbol{a} = 0, \ [\nabla \boldsymbol{a}] = 0$, мы исключаем из рассмотрения как не имеющие физического смысла.

Учитывая равенства $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_{\|} + \boldsymbol{E}_{\perp}, \ \ \boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}_{\perp}, \ \ \boldsymbol{j} = \boldsymbol{j}_{\|} + \boldsymbol{j}_{\perp}$, представим уравнения (1) в виде двух подсистем — для вихревых электрического $\boldsymbol{E}_{\perp}$ и магнитного $\boldsymbol{B}$ полей:

$$[\nabla \boldsymbol{E}_{\perp}] = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}, \quad \nabla \boldsymbol{B} = 0,$$
$$[\nabla \boldsymbol{B}] = -\frac{\partial \boldsymbol{E}_{\perp}}{\partial t} = 4\pi \boldsymbol{j}_{\perp}, \quad \nabla \boldsymbol{E}_{\perp} = 0, \tag{4}$$

и потенциального электрического поля $\boldsymbol{E}_{\|}$:

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{E}_{\|} = -4\pi \boldsymbol{j}_{\|}, \quad \nabla \boldsymbol{E}_{\|} = 4\pi\rho, \quad [\nabla \boldsymbol{E}_{\|}] = 0. \tag{5}$$

Согласно (4), электромагнитное поле $(\boldsymbol{E}_{\perp}, \boldsymbol{B})$ не содержит источников и стоков и порождается вихревым током $\boldsymbol{j}_{\perp}$. Последний, будучи заданным в некоторой пространственно-временной точке $x=(t,\boldsymbol{r})$, порождает в этой точке вихрь магнитного поля и изменяющееся со временем электрическое поле ($[\nabla \boldsymbol{B}] = -\frac{\partial \boldsymbol{E}_{\perp}}{\partial t} \neq 0$), причем, как видно из первого из уравнений (4), возникновение в точке x вихря электрического поля сопровождается изменением в этой же точке со временем магнитного поля. Отметим, что ток $\boldsymbol{j}_{\perp}$ является аналогом силы $\boldsymbol{F}$ в механике, которая в силу второго закона Ньютона служит причиной возникновения ускорения. В силу того, что электромагнитное поле $(\boldsymbol{E}_{\perp}, \boldsymbol{B})$ имеет вихревой характер, при $\boldsymbol{j}_{\perp} = 0$ подсистема (4) имеет нетривиальные решения, соответствующие свободным электромагнитным волнам: такие волны не порождаются какими-либо внешними воздействиями и никак не связаны с внешним миром.

Согласно (5), плотность заряда $\rho = \rho(\boldsymbol{r},t)$ является источником (или стоком) потенциального поля $\boldsymbol{E}_{\|}$ и определяет его зависимость от времени. При $\rho = 0$ (при этом также $\boldsymbol{j}_{\|} = 0$)

подсистема (5) имеет лишь тривиальное решение ($\boldsymbol{E}_{\|}(\boldsymbol{r},t) = const$), не имеющее физического смысла. С физической точки зрения это означает, что потенциальное поле $\boldsymbol{E}_{\|}$ порождается электрически заряженными частицами, неразрывно с ними связано и не может существовать в их отсутствие. Поле $\boldsymbol{E}_{\|}$ не является, таким образом, независимой степенью свободы электромагнитного поля.

Выделяя с помощью второго из равенств (3) вихревые компоненты полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ и используя уравнения Максвелла (4), получаем:

$$\boldsymbol{E}_{\perp}(\boldsymbol{r},t) = -\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{a}_{\perp}(\boldsymbol{r},t), \qquad \boldsymbol{B}(\boldsymbol{r},t) = [\nabla \boldsymbol{a}_{\perp}(\boldsymbol{r},t)], \tag{6}$$

где введено обозначение

$$\boldsymbol{a}_{\perp}(\boldsymbol{r},t) = \frac{1}{4\pi}\int d\boldsymbol{r}'\,\frac{1}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}[\nabla' \boldsymbol{B}(\boldsymbol{r}',t)]. \tag{7}$$

В правильности соотношений (6) несложно убедиться, если подставить (7) в (6) и, используя уравнения (4) и равенство

$$\nabla^2 \frac{1}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|} = -4\pi\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'), \tag{8}$$

выполнить интегрирование по частям. Как видно из равенств (6) и (7), величина $\boldsymbol{a}_{\perp}(\boldsymbol{r},t)$ представляет собой вектор-потенциал вихревого электромагнитного поля, причем равенства (6) выражают поля $\boldsymbol{E}_{\perp}$ и $\boldsymbol{B}$ через вектор-потенциал, а равенство (7) дает обратную зависимость: выражает вектор-потенциал через $\boldsymbol{B}$ (и через $\boldsymbol{E}_{\perp}$ в силу уравнений Максвелла (4)). Заметим, что равенства (6) и (7) аналогичны известным формулам электростатики, связывающим скалярный потенциал $\varphi=\varphi(\boldsymbol{r})$ с напряженностью электрического поля $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})$:

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) = -\nabla\varphi(\boldsymbol{r}), \quad \varphi(\boldsymbol{r}_1) - \varphi(\boldsymbol{r}_2) = \int_{r_1}^{r_2} \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})\,d\boldsymbol{r}.$$

Как видно из (6) и (7), поля $\boldsymbol{E}_{\perp}$ и $\boldsymbol{B}$ выражаются через вектор-потенциал $\boldsymbol{a}_{\perp}$ локальным образом, обратная же связь вектора-потенциала $\boldsymbol{a}_{\perp}$ с магнитным полем $\boldsymbol{B}$ пространственно нелокальна: для определения вектора-потенциала $\boldsymbol{a}_{\perp}$ в точке $\boldsymbol{r}$ в момент времени t необходимо знать поведение функции $\boldsymbol{B}=\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r},t)$ в момент времени t сразу во всем пространстве.

Пусть магнитное поле $\boldsymbol{B}$ отличается от нуля лишь в некоторой ограниченной области Γ и в этой области выполняется неравенство

$$\left|\frac{\partial \boldsymbol{E}_{\perp}}{\partial t}\right| \ll \left|[\nabla \boldsymbol{B}]\right|. \tag{9}$$

Тогда, в силу третьего из уравнений Максвелла (4), в правой части равенства (7) можно выполнить замену

$$[\nabla' \boldsymbol{B}(\boldsymbol{r}',t)] \to 4\pi \boldsymbol{j}_{\perp}(\boldsymbol{r}',t),$$

и в результате приходим к соотношению

$$\boldsymbol{a}_{\perp}(\boldsymbol{r},t) = \int_{\Gamma} d\boldsymbol{r}'\,\frac{1}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\boldsymbol{j}_{\perp}(\boldsymbol{r}',t), \tag{10}$$

из которого следует, что электромагнитное поле, порождаемое вихревым током $\boldsymbol{j}_{\perp}$, распространяется с бесконечно большой скоростью, т. е. мгновенно: задавая ток $\boldsymbol{j}_{\perp}$ в момент времени t в некоторой ограниченной области пространства Г, мы можем определить в этот же момент вектор-потенциал электромагнитного поля далеко за пределами области Г.

По-видимому, вывод о возможности мгновенной передачи электромагнитного возмущения требует разъяснения и уточнения; это особенно необходимо в связи с категоричностью утверждений классиков СТО о невозможности сверхсветовых сигналов. Прежде всего, заметим, что равенство (7), на основе которого выше сделан наш вывод, является точным, а справедливость равенства (10) ограничена лишь условием (9), которое может быть выполнено с любой степенью точности.

На первый взгляд, равенства (7) и (10) относятся лишь к установившемуся режиму, связывая между собой величины $\boldsymbol{a}_\perp$ и $\boldsymbol{B}$, относящиеся к различным точкам пространства в один и тот же момент времени, и не имеют отношения к передаче электромагнитного возмущения из одной точки пространства в другую. Действительно, передача возмущения из одной точки в другую предполагает существование причинно-следственной связи: одно событие, относящееся к некоторому моменту времени t, является причиной другого события в последующий момент времени $t_1=t+\varepsilon$, $\varepsilon>0$. Как будет видно из дальнейшего, формулу (10) можно интерпретировать как выражение причинно-следственной связи с запаздывающим взаимодействием, происходящим с бесконечно большой скоростью (т. е. причина и следствие разделены бесконечно малым промежутком времени $t_1-t=\varepsilon\to+0$).

Введем в рассмотрение следующую функцию:

$$\boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x)=\int d^4x'\,G^{(e)}(x-x')\left([\nabla'\boldsymbol{B}(x')]-\varepsilon\frac{\partial}{\partial t'}\boldsymbol{E}_\perp(x')\right),\tag{11}$$

где $G^{(e)}(x-x')$ — функция Грина, подчиняющаяся уравнению

$$\Box^{(e)}G^{(e)}(x-x')=\delta^4(x-x'),\tag{12}$$

$\Box^{(e)}=\varepsilon\frac{\partial^2}{\partial t^2}-\nabla^2$ — оператор д'Аламбера, соответствующий скорости распространения волны, равной $1/\sqrt{\varepsilon}$, $0<\varepsilon<\infty$, $\delta^4(x-x')=\delta(t-t')\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')$ — четырехмерная δ-функция Дирака, $x=(t,\boldsymbol{r})$ — четырехмерный радиус-вектор, $d^4x'=dt'd\boldsymbol{r}'$. В качестве функции $G^{(e)}(x-x')$ можно использовать функцию Грина, подчиняющуюся произвольным граничным условиям. В частности, можно положить:

$$G^{(e)}(x-x')=\eta_1G_r^{(e)}(x-x')+\eta_2G_a^{(e)}(x-x')+\eta_3G_c^{(e)}(x-x')+(1-\eta_1-\eta_2-\eta_3)G_{ac}^{(e)}(x-x'),\tag{13}$$

где $\eta_i\,(i=1,2,3)$ — произвольные вещественные числа, $G_r^{(e)}$, $G_a^{(e)}$, $G_c^{(e)}$, $G_{ac}^{(e)}$ — соответственно, запаздывающая, опережающая, причинная и антипричинная функции Грина (см. [17]). В дальнейшем для наглядности изложения под функцией $G^{(e)}$ будем понимать запаздывающую функцию Грина $G_r^{(e)}$, использование которой позволяет рассмотреть временную эволюцию электромагнитного поля в соответствии с динамическим принципом (принципом причинности): состояние поля и внешнее возмущение, заданные в момент времени t, однозначно определяют состояние поля в следующий момент $t+0$.

Используя уравнения Максвелла (4), нетрудно убедиться в том, что при любом вещественном значении ε $(0<\varepsilon<\infty)$ функция $\boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x)$ является вектором-потенциалом электромагнитного поля:

$$\boldsymbol{E}_\perp(x)=-\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x),\quad \boldsymbol{B}(x)=[\nabla\boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x)].\tag{14}$$

Прямая подстановка показывает, что поля $\boldsymbol{E}_\perp(x)$ и $\boldsymbol{B}(x)$ (14) удовлетворяют уравнениям Максвелла (4). Выражение (11) является очевидным обобщением формулы (7): оно дает связь вектора-потенциала $\boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x)$ с полями $\boldsymbol{E}_\perp(x)$ и $\boldsymbol{B}(x)$, причем эта связь оказывается нелокальной как в пространстве, так и во времени, в отличие от связи $\boldsymbol{a}_\perp$ с $\boldsymbol{B}$, которая является локальной во времени. Функция Грина $G_r^{(e)}(x-x')$ описывает запаздывающее распространение сигнала из точки x' в точку x, происходящее со скоростью $v=1/\sqrt{\varepsilon}$ (в обычных единицах $v=c/\sqrt{\varepsilon}$, где c — скорость света в вакууме). Поэтому формула (11) имеет следующий физический смысл: она описывает электромагнитное поле в точке $x = (t,\boldsymbol{r})$, порождаемое в предыдущие моменты времени t' $(t' < t)$ вихревым «током» $\boldsymbol{j}_\perp^{(e)}(x)$, который определяется равенством

$$[\nabla \boldsymbol{B}(x)] - \varepsilon \frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{E}_\perp(x) = 4\pi \boldsymbol{j}_\perp^{(e)}(x). \qquad (15)$$

Очевидно, что если «ток» $\boldsymbol{j}_\perp^{(e)}(x)$ локализован в некоторой пространственно-временной точке $x=x_0$, то формула (11) описывает передачу электромагнитного сигнала из точки x_0 в точку x со скоростью v, которая может быть произвольной ($0 < v < \infty$). Действительно, если выполняется неравенство (9) и условие $\varepsilon < 1$, то из формулы (11) получаем следующее соотношение, обобщающее равенство (10):

$$\boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x) = 4\pi \int_\Gamma d^4x'\, G_r^{(e)}(x - x')\boldsymbol{j}_\perp(x'), \qquad (16)$$

где Γ — пространственно-временная область, в которой ток $\boldsymbol{j}_\perp(x)$ отличен от нуля. Отметим, что если в правую часть формулы (7) подставить выражение для $\boldsymbol{B}$ из (6), а в правую часть (11) подставить выражения для $\boldsymbol{E}_\perp$ и $\boldsymbol{B}$ из (14), то получаем, как и должно быть, тождества:

$$\boldsymbol{a}_\perp(\boldsymbol{r},t) = \boldsymbol{a}_\perp(\boldsymbol{r},t), \quad \boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x) = \boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x).$$

Возникает вопрос: не противоречат ли друг другу соотношения (7) и (11) и вытекающие из них соотношения (10) и (16)? Следует подчеркнуть, что равенства (7) и (11) являются точными, вытекающими из уравнений Максвелла, и поэтому не могут противоречить друг другу. Единственное условие, необходимое для того, чтобы эти равенства оказались справедливыми, состоит в том, что должно выполняться неравенство

$$\boldsymbol{j}_\perp(x) \neq 0. \qquad (17)$$

Необходимость выполнения условия (17) объясняется тем, что при $\boldsymbol{j}_\perp(x) = 0$ отсутствует причина, вызывающая изменение вихревого электромагнитного поля: последнее становится свободным и его поведение не зависит от каких-либо внешних воздействий.

Рассмотрим предел соотношения (11) при $\varepsilon \to +0$, используя в качестве $G^{(e)}(x - x')$ запаздывающую функцию Грина

$$G_r^{(e)}(x - x') = \frac{1}{4\pi|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}'|}\delta(t - t' - \sqrt{\varepsilon}|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}'|). \qquad (18)$$

Несложные преобразования приводят к следующей формуле:

$$A_\perp^{(+0)}(x) = \lim_{\varepsilon \to +0} \boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x) = \boldsymbol{a}_\perp(\boldsymbol{r},t),$$

где $\boldsymbol{a}_\perp(\boldsymbol{r},t)$ дается формулой (7). Учитывая равенство (18), формулу (7) можно представить в виде, аналогичном (11):

$$\boldsymbol{a}_\perp(x) = \int d^4x'\, G_r^{(0)}(x - x')[\nabla' \boldsymbol{B}(x')]. \qquad (19)$$

Таким образом, равенство (7) является частным случаем соотношения (11), справедливым в пределе $\varepsilon \to +0$, если в качестве функции распространения использовать запаздывающую функцию Грина $G_r^{(e)}$. Отсюда следует возможность упоминавшейся выше интерпретации равенства (7): оно описывает запаздывающее распространение сигнала из одной точки пространства в другую, происходящее с бесконечно большой скоростью ($v \to \infty$).

В связи с тем, что выражение $\boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x)$ (11) зависит от произвольного параметра ε ($0 < \varepsilon < \infty$), возникает вопрос об однозначности вектора-потенциала вихревого электромагнитного поля. Докажем, что этот потенциал определяется единственным образом. Предположим обратное: пусть существует такое вихревое поле $\boldsymbol{E}_\perp$ и $\boldsymbol{B}$ (при $\boldsymbol{j}_\perp(x) \neq 0$), которое может быть выражено через два различных вектора-потенциала, т. е.

$$\boldsymbol{E}_\perp = -\frac{\partial \boldsymbol{a}}{\partial t}, \quad \boldsymbol{B} = [\nabla \boldsymbol{a}], \quad \boldsymbol{E}_\perp = -\frac{\partial \boldsymbol{a}'}{\partial t}, \quad \boldsymbol{B} = [\nabla \boldsymbol{a}'] \qquad (20)$$

причем $\boldsymbol{a} \neq \boldsymbol{a}'$, но $\nabla\boldsymbol{a} = \nabla\boldsymbol{a}' = 0$. Разлагая $\boldsymbol{a}(x)$ и $G^{(e)}(x-x')$ в интегралы Фурье:

$$\boldsymbol{a}(x) = \int d^4k\,\tilde{\boldsymbol{a}}(x)\exp(-ikx), \quad G^{(e)}(x-x') = \frac{1}{(2\pi)^4}\int d^4k\,\tilde{G}^{(e)}(k)\exp(-ik(x-x')), \tag{21}$$

вычисляем величины $\boldsymbol{E}_\perp$ и $\boldsymbol{B}$ согласно формулам (20), а затем подставляем эти величины в выражение (11) и выполняем интегрирование. В результате получаем формулу:

$$\boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x) = \int d^4k\,\tilde{G}^{(e)}(k)(-\varepsilon k_0^2 + \boldsymbol{k}^2)\tilde{\boldsymbol{a}}(k)\exp(-ikx). \tag{22}$$

С другой стороны, из (12) выводим:

$$\tilde{G}^{(e)}(k)(-\varepsilon k_0^2 + \boldsymbol{k}^2) = 1. \tag{23}$$

Из (22) и (23) следует, что $\boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x) = \boldsymbol{a}(x)$. Аналогичная выкладка, выполненная для вектора-потенциала $\boldsymbol{a}'(x)$, дает: $\boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x) = \boldsymbol{a}'(x)$. Как видно из сравнения двух последних равенств,

$$\boldsymbol{a}(x) = \boldsymbol{a}'(x).$$

Полученное противоречие означает, что вектор-потенциал вихревого электромагнитного поля определяется однозначно, т. е. однозначно определяется числовое значение компонент вектора-потенциала, хотя вид функциональной зависимости вектора-потенциала от полей $\boldsymbol{E}_\perp$ и $\boldsymbol{B}$ зависит от параметра ε. Так, при ε→+0 получается соотношение (7), а при ε=1 приходим, с учетом уравнений Максвелла, к известному соотношению:

$$\boldsymbol{A}_\perp^{(1)}(x) = 4\pi\int d^4x'\,G^{(1)}(x-x')\boldsymbol{j}_\perp(x'), \tag{24}$$

где функция Грина $G^{(1)}(x-x')$ описывает распространение электромагнитного взаимодействия со скоростью света.

Выведем волновое уравнение для вектора-потенциала $\boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x)$. Действуя на обе части равенства (11) оператором $\Box^{(e)}$ и используя уравнение (12) и уравнения Максвелла (4), получаем:

$$\Box^{(e)}\boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x) = 4\pi\boldsymbol{j}_\perp(x) + (1-\varepsilon)\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{E}_\perp(x).$$

Учитывая теперь первое из равенств (14), приходим к искомому уравнению:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right)\boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x) = 4\pi\boldsymbol{j}_\perp(x), \tag{25}$$

решение которого дается правой частью формулы (24).

Выше мы дали формальный ответ на вопрос: не противоречат ли друг другу равенства (7) и (11). Ответ состоял в том, что эти соотношения являются точными — они строго следуют из уравнений Максвелла, и поэтому между ними не может быть противоречий. Теперь разъясним физическое содержание полученных нами результатов.

На первый взгляд, из выражений (7) и (10) следует вывод о возможности передачи сигналов с бесконечно большой скоростью, из (11) и (16) — вывод о существовании сигналов, распространяющихся со скоростью $v = 1/\sqrt{\varepsilon}$ $(0 < \varepsilon < \infty)$, а на основании (25) можно заключить, что электромагнитные сигналы распространяются со скоростью света. Покажем, что, как это ни парадоксально, между приведенными выше утверждениями нет противоречий.

Согласно общепринятой точке зрения, электромагнитное поле в вакууме передает сигналы со скоростью света. Передача сигналов осуществляется фотонами, представляющими собой кванты свободного электромагнитного поля (т. е. поля, существующего в отсутствие вихревого тока $\boldsymbol{j}_\perp$). Этот процесс описывается функцией Грина в соотношении (24). Однако, помимо фотонной компоненты, электромагнитное поле при $\boldsymbol{j}_\perp \neq 0$ содержит собственное поле, которое по своим физическим свойствам существенно отличается от поля поперечных электромагнитных волн. Именно собственное поле, создаваемое заряженными частицами, ответственно за то, что электромагнитное поле обладает рядом необычных физических свойств.

Особенности поведения вихревого собственного поля обусловлены тем, что вихревой ток $\boldsymbol{j}_\perp$, порождающий собственное поле, даже в случае точечной частицы, распределен по всему пространству, а не локализован в точке нахождения частицы. Действительно, вихревой ток можно определить равенством

$$\boldsymbol{j}_\perp(x) = \boldsymbol{j}(x) - \boldsymbol{j}_{\|}(x), \tag{26}$$

где потенциальная компонента плотности тока, в силу (3), представима в виде

$$\boldsymbol{j}_{\|}(\boldsymbol{r},t) = \frac{1}{4\pi}\nabla\frac{\partial}{\partial t}\int d\boldsymbol{r}'\frac{1}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\rho(\boldsymbol{r}',t). \tag{27}$$

При выводе последней формулы использовано уравнение непрерывности для плотности тока и заряда. Учитывая, что в случае точечной частицы с зарядом q 4-вектор плотности тока дается формулой

$$j(x) = (\rho(x), \boldsymbol{j}(x)) = q(1, \boldsymbol{v}_0(t))\,\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0(t)), \tag{28}$$

где $\boldsymbol{v}_0(t) = \dfrac{d\boldsymbol{r}_0(t)}{dt}$, получаем:

$$\boldsymbol{j}_{\|}(\boldsymbol{r},t) = \frac{q}{4\pi}\nabla\frac{\partial}{\partial t}\frac{1}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0(t)|}. \tag{29}$$

Как видим, хотя величина $\boldsymbol{j}(x)$ в случае точечной частицы и локализована в некоторой точке пространства, ее потенциальная и вихревая составляющие «размазаны» по всему пространству. По этой причине понятие скорости распространения в отношении собственного поля не имеет физического смысла. Благодаря тому, что вихревое собственное поле, как и вихревой ток, распределено во всем пространстве, последнее мгновенно наделяется информацией о любом физическом процессе, в котором участвует рассматриваемая материальная система.

Наличие кажущихся противоречий в суждениях, касающихся скорости распространения электромагнитных сигналов, является отражением того обстоятельства, что вихревое собственное поле частицы представляет собой особую физическую среду, заполняющую все пространство. Это поле (среда) неотделимо от частицы и превращает ее в открытую систему, которая является самоорганизующейся из-за обратного влияния собственного поля частицы на область ее основной локализации [11–13]. В отличие от поперечных электромагнитных волн, собственное поле не является потоком фотонов. Вследствие того, что оно неразрывно связано с порождающими его заряженными частицами и «размазано» по всему пространству, ему нельзя приписать обычным образом скорость распространения в пространстве.

Имеется еще одно обстоятельство, касающееся фотонной компоненты электромагнитного поля, которое заслуживает упоминания. Соотношение (24) описывает электромагнитное поле, порождаемое вихревым током, т. е. движущимися в пространстве заряженными частицами. Это поле содержит также и электромагнитные волны, испускаемые частицами при их ускоренном движении и отрывающиеся от частиц (поле излучения [18]). Поле излучения, представляющее собой поток фотонов (фотонная компонента электромагнитного поля), определяется с помощью асимптотического условия, состоящего в том, что поля $\boldsymbol{E}_\perp$ и $\boldsymbol{B}$, описывающие испускаемые частицами электромагнитные волны, ведут себя как $\dfrac{1}{r}$, где r ($r >> L$) — расстояние от области, излучающей электромагнитные волны, L — линейные размеры этой области. В области $r \le L$ фотонная компонента поля физически неотличима от собственного поля. Поэтому можно сказать, что поле излучения — это та часть электромагнитного поля, порождаемого заряженными частицами, которая отщепляется от собственного поля и, распространяясь со скоростью света, отделяется от частиц. Физическая картина испускания электромагнитных волн частицей состоит в том, что при ускоренном движении частицы ее вихревое собственное поле искажается, деформируется и в результате формируется поток движущихся от частицы элементарных возбуждений поля, которые превращаются в кванты электромагнитного поля (фотоны) лишь асимптотически — на больших расстояниях от частицы.

По-видимому, существование собственного поля является необходимым условием возникновения поля излучения как потока фотонов, характеризующегося относительной самостоятельностью и независимостью от собственного поля. Фактически **собственное поле, неразрывно связанное с частицами и неотделимое от них, служит физической средой, в которой образуются и распространяются фотоны и без которой их невозможно обнаружить**. При $\boldsymbol{j}_\perp = 0$ (т. е. в отсутствие заряженных частиц), в силу уравнений Максвелла (4), имеются свободные электромагнитные волны, но они образуют замкнутую систему, никак не связанную с внешним миром, и поэтому о ее поведении невозможно ничего сказать.

3. Потенциальное электрическое поле

Перейдем к исследованию подсистемы (5) уравнений Максвелла для потенциального электрического поля $\boldsymbol{E}_{\parallel} = \boldsymbol{E}_{\parallel}(x)$.

Вначале рассмотрим описание электрического поля с использованием лишь скалярного потенциала φ=φ(x). Выражая поле $\boldsymbol{E}_{\parallel}$ обычным образом через потенциал φ,

$$\boldsymbol{E}_{\parallel}(x) = -\nabla\varphi(x), \tag{30}$$

получаем с помощью второго из уравнений (5) уравнение Пуассона

$$\nabla^2\varphi = -4\pi\rho\,. \tag{31}$$

Решение уравнения (31) можно записать в виде

$$\varphi(\boldsymbol{r},t) = \int d\boldsymbol{r}'\,\frac{1}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\,\rho(\boldsymbol{r}',t)\,. \tag{32}$$

Выражение (30) может быть получено с помощью первой из формул (3), если ее применить к вектору $\boldsymbol{E}$ и воспользоваться последним из уравнений Максвелла (1). Учитывая равенства (30) и (32), для потенциальной компоненты вектора плотности тока получаем формулу

$$\boldsymbol{j}_{\parallel}(x) = -\frac{1}{4\pi}\frac{\partial \boldsymbol{E}_{\parallel}(x)}{\partial t},$$

которая совпадает с первым из уравнений подсистемы (5). Таким образом, равенства (30) и (32) дают решение подсистемы уравнений (5). Следует подчеркнуть, что вектор-потенциал $\boldsymbol{a}_\perp$ (7) и скалярный потенциал φ (32) полностью описывают произвольное электромагнитное поле, причем вектор $\boldsymbol{a}_\perp$ описывает вихревую часть поля (условие $\nabla\boldsymbol{a}_\perp = 0$ называют кулоновской калибровкой), а скаляр φ — потенциальную.

Действуя на обе части второго из уравнений (5) оператором ∇ и учитывая очевидное операторное тождество $[\nabla[\nabla\boldsymbol{E}_{\parallel}]] = \nabla(\nabla\boldsymbol{E}_{\parallel}) - \nabla^2\boldsymbol{E}_{\parallel} = 0$, приходим к уравнению

$$\nabla^2\boldsymbol{E}_{\parallel} = 4\pi\nabla\rho\,, \tag{33}$$

из которого видно, что возбуждения потенциального электрического поля распространяются с бесконечно большой скоростью (т. е. существуют мгновенные электромагнитные сигналы, носителями которых является поле $\boldsymbol{E}_{\parallel}$). Очевидно, что существование мгновенных сигналов следует непосредственно из выражений (30) и (32), согласно которым **имеется корреляция между величинами** $\boldsymbol{E}_{\parallel}(\boldsymbol{r},t)$ и $\rho(\boldsymbol{r}',t)$, относящимися к одному и тому же моменту времени t, но рассматриваемыми в различных точках пространства $\boldsymbol{r}$ и $\boldsymbol{r}'$, которые могут быть отделены друг от друга произвольным расстоянием.

Аналогичным образом, действуя оператором ∇^2 на обе части равенства (7), приходим к уравнению

$$\nabla^2\boldsymbol{a}_\perp = -[\nabla\boldsymbol{B}],$$

которое при выполнении условия (9) можно представить в виде

$$\nabla^2\boldsymbol{a}_\perp = -4\pi\,\boldsymbol{j}_\perp\,.$$

Из уравнения (31) и последнего уравнения видно, что возбуждения как поля φ, так и поля $\boldsymbol{a}_\perp$ могут распространяться с бесконечно большой скоростью. Это обстоятельство особенно важно ввиду того, что в квантовой механике взаимодействие электромагнитного поля с заряженными частицами описывается не на языке полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$, а на языке скалярного и векторного потенциалов. Вывод о том, что поле вектора-потенциала $\boldsymbol{a}_\perp$ может быть носителем мгновенных сигналов, относится, очевидно, только к собственному вихревому полю частиц и не касается фотонной компоненты электромагнитного поля. Имеется, таким образом, существенное отличие потенциальной компоненты поля от вихревой: потенциальная компонента полностью принадлежит собственному полю, а вихревая содержит как собственное поле, так и поле фотонов. Последнее распространяется в вакууме со скоростью света c и характеризуется тем, что для него условие (9) не может удовлетвориться.

Учитывая выражение (18) для запаздывающей функции Грина, скалярный потенциал $\varphi=\varphi(x)$ (32) можно представить следующим образом:

$$\varphi(x) = \lim_{e\to+0} 4\pi\int d^4x' G_r^{(e)}(x-x')\rho(x'). \tag{34}$$

Сравним эту формулу с выражением (см. (10) и (19))

$$\boldsymbol{a}_\perp(x) = \lim_{e\to+0} 4\pi\int d^4x' G_r^{(e)}(x-x')\boldsymbol{j}_\perp(x'),$$

которое справедливо при выполнении условия (9). Согласно приведенным соотношениям, в кулоновской калибровке как скалярный потенциал, так и векторный (последний — при выполнении условия (9)) описывают запаздывающее распространение электромагнитного сигнала с бесконечно большой скоростью.

Теперь перейдем к описанию потенциальной компоненты собственного поля заряженных частиц, используя одновременно как скалярный, так и векторный потенциалы. Представим решение уравнений (5) в виде

$$\boldsymbol{E}_\parallel = -\frac{\partial \boldsymbol{A}_\parallel^{(e)}}{\partial t} - \nabla\varphi_{(e)}, \tag{35}$$

где вектор-потенциал $\boldsymbol{A}_\parallel^{(e)} = \boldsymbol{A}_\parallel^{(e)}(\boldsymbol{r},t)$ подчиняется условию $[\nabla\boldsymbol{A}_\parallel^{(e)}] = 0$, $\varphi_{(e)} = \varphi_{(e)}(\boldsymbol{r},t)$ - скалярный потенциал. Подстановка (35) в подсистему уравнений (5) дает (равенство $[\nabla\boldsymbol{E}_\parallel] = 0$ удовлетворяется автоматически):

$$\begin{aligned} &\frac{\partial^2}{\partial t^2}\boldsymbol{A}_\parallel^{(e)} + \nabla\frac{\partial}{\partial t}\varphi_{(e)} = 4\pi\boldsymbol{j}_\parallel, \\ &-\frac{\partial}{\partial t}\nabla\boldsymbol{A}_\parallel^{(e)} - \nabla^2\varphi_{(e)} = 4\pi\rho. \end{aligned} \tag{36}$$

Накладывая на потенциалы $\boldsymbol{A}_\parallel^{(e)}$ и $\varphi_{(e)}$ условие связи

$$\varepsilon\frac{\partial\varphi_{(e)}}{\partial t} + \nabla\boldsymbol{A}_\parallel^{(e)} = 0, \quad (0<\varepsilon<\infty), \tag{37}$$

которое при ε = 1 переходит в условие Лоренца, преобразуем уравнения (36) к волновому уравнению

$$\Box^{(e)} A_\parallel^{(e)}(x) = 4\pi j_\parallel^{(e)}(x), \tag{38}$$

где введены обозначения:

$$A_\parallel^{(\vartheta)} = \varphi^{(\vartheta)}, \boldsymbol{A}_\parallel^{(\vartheta)}, \quad j_\parallel^{(\vartheta)} = \rho, \varepsilon\boldsymbol{j}_\parallel\,.. \tag{39}$$

Решение уравнения (38) можно записать с помощью функции Грина $G^{(e)}(x-x')$ (см. формулу (12)):

$$A_\parallel^{(e)}(x) = 4\pi\int d^4x' G^{(e)}(x-x') j_\parallel^{(e)}(x'). \tag{40}$$

Как видно из (38) и (40), уравнение (38) описывает волны, распространяющиеся со скоростью $1/\sqrt{\varepsilon}$ (если только источники этих волн ρ и $\boldsymbol{j}_\parallel$ локализованы в пространстве).

Подставляя выражение (40) в (35), получаем следующее представление для поля $\boldsymbol{E}_{\|}$:

$$\boldsymbol{E}_{\|}(x)=-4\pi\int d^4x' G^{(e)}(x-x')\left(\varepsilon\frac{\partial}{\partial t'}\boldsymbol{j}_{\|}(x')+\nabla'\rho(x')\right)\equiv\boldsymbol{E}_{\|}^{(e)}(x), \qquad (41)$$

где потенциальный ток $\boldsymbol{j}_{\|}$ выражается формулой (27). Если в последней формуле под $G^{(e)}$ понимать запаздывающую функцию Грина $G_r^{(e)}$, то, ввиду соотношения (18), можно заключить, что при ε→+0 выражение (41) совпадает с (30). Отсюда следует, что предельный случай ε→+0 отвечает кулоновской калибровке. Электрическое поле подчиняется волновому уравнению

$$\Box^{(e)}\boldsymbol{E}_{\|}^{(e)}(x)=-4\pi\left(\varepsilon\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{j}_{\|}(x)+\nabla\rho(x)\right). \qquad (42)$$

Прямой подстановкой нетрудно убедиться в том, что выражение $\boldsymbol{E}_{\|}$ (41) подчиняется системе уравнений (5). С другой стороны, выражение (30) является решением уравнения (42). В самом деле, используя (31) и (32), находим (ср. с (42)):

$$\Box^{(e)}\left(-\nabla\varphi(x)\right)=-4\pi\nabla\rho(x)-\varepsilon\nabla\frac{\partial^2}{\partial t^2}\varphi(x)=-4\pi\left(\varepsilon\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{j}_{\|}(x)+\nabla\rho(x)\right). \qquad (43)$$

Следовательно, система уравнений (5) и волновое уравнение (42) эквивалентны друг другу: любое решение уравнения (42) удовлетворяет системе уравнений Максвелла (5), и, с другой стороны, любое решение уравнений (5) подчиняется уравнению (42). Следует подчеркнуть, что физическая эквивалентность уравнений (5) и (42) имеет место, несмотря на кажущееся противоречие: на первый взгляд, уравнения (5) указывают на мгновенный характер передачи взаимодействия из одной точки пространства в другую, а уравнение (42) свидетельствует о том, что электромагнитное возмущение может передаваться с конечной скоростью, равной $1/\sqrt{\varepsilon}$ $(\varepsilon>0)$.

Чтобы установить общее соотношение, связывающее между собой величины $\boldsymbol{E}_{\|}^{(e)}(x)$ (41) и $\boldsymbol{E}_{\|}(x)$ (30), воспользуемся равенством (43). Подставляя выражение для $\varepsilon\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{j}_{\|}(x)+\nabla\rho(x)$ из (43) в (41), получаем последовательно:

$$\boldsymbol{E}_{\|}^{(e)}(x)=-4\pi\int d^4x' G^{(e)}(x-x')\frac{1}{4\pi}\left(\varepsilon\frac{\partial^2}{\partial t'^2}-\nabla'^2\right)\nabla'\varphi(x')=-\nabla\varphi(x),$$

где потенциал φ(x) дается формулой (32). Отсюда видно, что

$$\boldsymbol{E}_{\|}^{(e)}(x)=\boldsymbol{E}_{\|}(x) \qquad (44)$$

при любом вещественном значении ε и для любой функции Грина $G^{(e)}(x-x')$. Следовательно, потенциалы φ(x) и $\left(\varphi^{(e)},\boldsymbol{A}_{\|}^{(e)}\right)$ физически эквивалентны и связаны между собой калибровочным преобразованием

$$\varphi_{(e)}=\varphi-\frac{\partial f}{\partial t},\quad \boldsymbol{A}_{\|}^{(e)}=\nabla f. \qquad (45)$$

Функция $f=f(\boldsymbol{r},t)$ может быть найдена из сравнения (45) и (40):

$$f(\boldsymbol{r},t)=\varepsilon\frac{\partial}{\partial t}\int d^4x' G^{(e)}(x-x')\varphi(x'). \qquad (46)$$

Отметим, что равенства (45) согласуются с условием связи (37), а из (45) и (46) следует соотношение:

$$\lim_{\varepsilon\to+0}\left(\varphi_{(e)},\boldsymbol{A}_{\|}^{(e)}\right)=\left(\varphi(x),0\right). \qquad (47)$$

Последнее равенство указывает непосредственно на то, что кулоновская калибровка является предельным случаем калибровки потенциалов, использующей условие связи (37).

Очевидно, что потенциал (40) можно представить следующим образом:

$$A_{\parallel}^{(e)}(x) = \int d^4x' \, G^{(e)}(x - x')\left(\nabla' \boldsymbol{E}_{\parallel}(x'), -\varepsilon \frac{\partial}{\partial t'} \boldsymbol{E}_{\parallel}(x')\right). \tag{48}$$

Формула (48), выражающая потенциал $A_{\parallel}^{(e)}$ через электрическое поле $\boldsymbol{E}_{\parallel}$, аналогична формуле (11) для вектора-потенциала вихревого поля $\boldsymbol{A}_{\perp}^{(e)}$. Потенциал $A_{\parallel}^{(e)}$ выражается, таким образом, нелокально через поле $\boldsymbol{E}_{\parallel}$ подобно тому, как вектор-потенциал $\boldsymbol{A}_{\perp}^{(e)}$ выражается нелокально через поля $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{E}_{\perp}$.

Рассмотрим калибровочное преобразование потенциалов общего вида, перейдя от потенциала $(\varphi^{(e)}, \boldsymbol{A}_{\parallel}^{(e)})$ к потенциалу $(\varphi', \boldsymbol{A}'_{\parallel})$, компоненты которого определяются следующим образом:

$$\boldsymbol{A}'_{\parallel} = \boldsymbol{A}_{\parallel}^{(e)} + \nabla g, \quad \varphi' = \varphi^{(e)} - \frac{\partial g}{\partial t}, \tag{49}$$

где $g=g(x)$. С помощью (49) волновое уравнение (38) преобразуется к виду

$$\Box^{(e')} A'_{\parallel}(x) + (\varepsilon - \varepsilon')\frac{\partial^2}{\partial t^2} A'_{\parallel}(x) = \Box^{(e)}\left(-\frac{\partial}{\partial t}, \nabla\right) g(x) + 4\pi j_{\parallel}^{(e)}(x), \tag{50}$$

где $A'_{\parallel} = (\varphi', \boldsymbol{A}'_{\parallel})$. Накладывая на компоненты 4-потенциала $A'_{\parallel}$ условие связи

$$\varepsilon' \frac{\partial \varphi'}{\partial t} + \nabla \boldsymbol{A}'_{\parallel} = 0, \quad (\varepsilon' \neq \varepsilon)$$

и учитывая условие (37), получаем следующее уравнение для функции $g(x)$:

$$\Box^{(e')} g(x) = -(\varepsilon - \varepsilon')\frac{\partial \varphi^{(e)}(x)}{\partial t},$$

решение которого можно представить в виде:

$$g(x) = -(\varepsilon - \varepsilon')\int d^4x' \, G^{(e')}(x - x')\frac{\partial \varphi^{(e)}(x')}{\partial t'}. \tag{51}$$

Используя первое из уравнений (5) и уравнение (33), нетрудно убедиться в том, что функция $g(x)$ удовлетворяет соотношению

$$\Box^{(e)}\left(-\frac{\partial}{\partial t}, \nabla\right) g(x) = 4\pi\left(0, (\varepsilon' - \varepsilon)\boldsymbol{j}_{\parallel}(x)\right) + 4\pi(\varepsilon - \varepsilon')\frac{\partial^2}{\partial t^2}\int d^4x' \, G^{(e')}(x - x')\, j_{\parallel}^{(e')}(x').$$

С помощью последнего соотношения уравнение (50) может быть записано в двух эквивалентных формах:

$$\Box^{(e')} A'_{\parallel}(x) + (\varepsilon - \varepsilon')\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[A'_{\parallel}(x) - 4\pi\int d^4x' \, G^{(e')}(x - x')\, j_{\parallel}^{(e')}(x')\right] = 4\pi j_{\parallel}^{(e')}(x), \tag{52}$$

$$\Box^{(e)} A'_{\parallel}(x) = 4\pi\left[j_{\parallel}^{(e')}(x) + J(x)\right], \tag{53}$$

где

$$J(x) = (\varepsilon - \varepsilon')\frac{\partial^2}{\partial t^2}\int d^4x' \, G^{(e')}(x - x')\, j_{\parallel}^{(e')}(x'). \tag{54}$$

Очевидно, что решение уравнения (52) можно представить в форме

$$A'_{\parallel}(x) = 4\pi\int d^4x' \, G^{(e')}(x - x')\, j_{\parallel}^{(e')}(x') \equiv A_{\parallel}^{(e')}(x), \tag{55}$$

а решение уравнения (53) имеет вид:

$$A'_{\parallel}(x) = 4\pi\int d^4x' \, G^{(e)}(x - x')\left(j_{\parallel}^{(e')}(x') + J(x')\right) \equiv \tilde{A}_{\parallel}(x). \tag{56}$$

На первый взгляд, при $\varepsilon' \neq \varepsilon$ выражения (55) и (56) противоречат друг другу: первое описывает распространение возбуждений со скоростью $1/\sqrt{\varepsilon'}$, а второе — со скоростью $1/\sqrt{\varepsilon}$. В действительности же здесь противоречия нет, так как, используя равенство (54) и выполняя элементарные преобразования, получаем соотношение

$$\int d^4x' \, G^{(e)}(x-x')J(x') = \int d^4x' \, G^{(e')}(x-x')j_{\parallel}^{(e')}(x') - \int d^4x' \, G^{(e)}(x-x')\, j_{\parallel}^{(e')}(x'),$$

в силу которого

$$4\pi\int d^4x' \, G^{(e)}(x-x')\left[j_{\parallel}^{(e')}(x') + J(x')\right] \equiv A_{\parallel}^{(e')}(x),$$

т. е. выражения (55) и (56) равны друг другу тождественно.

Таким образом, калибровочное преобразование (49) соответствует переходу от потенциала $A_{\parallel}^{(e)}(x)$ к потенциалу $A_{\parallel}^{(e')}(x)$ при произвольных вещественных значениях ε и ε' $(\varepsilon, \varepsilon' \geq 0)$. Отметим, что функция $g(x)$ (51) совпадает с $f(\boldsymbol{r},t)$ (46), если в (51) положить вначале ε→+0, а затем $\varepsilon' = \varepsilon$. Следует подчеркнуть, что потенциалы $A_{\parallel}^{(e)}(x)$ и $A_{\parallel}^{(e')}(x)$ физически эквивалентны при $\varepsilon' \neq \varepsilon$ несмотря на то, что они подчиняются существенно разным волновым уравнениям: в одно из них входит оператор д'Аламбера $\Box^{(e)}$, а в другое — оператор д'Аламбера $\Box^{(e')}$. Физическая эквивалентность потенциалов обусловлена тем, что их источником является потенциальный ток, распределенный по всему пространству даже для точечной частицы (см. (29)). В этих условиях оператор д'Аламбера, входящий в волновое уравнение, ничего не говорит о скорости распространения поля.

Физическое содержание изложенных выше результатов состоит в том, что потенциальная компонента собственного поля является носителем мгновенных сигналов, существование которых вытекает с необходимостью из уравнений Максвелла. При использовании кулоновской калибровки этот вывод следует из выражений (30) и (32), а при использовании условия связи (37) при ε≠0 он следует из волнового уравнения (38) ввиду того, что потенциальный ток $\boldsymbol{j}_{\parallel}$ «размазан» по всему пространству (см. равенство (27)). Очевидно, что в потенциальном поле, наряду с мгновенными сигналами, могут также распространяться и сигналы с произвольной конечной скоростью. Действительно, в случае точечной частицы волновое уравнение (38) для скалярного потенциала,

$$\Box^{(e)}\varphi^{(e)}(x) = 4\pi\rho(x),$$

содержит в правой части функцию, сосредоточенную в точке, и поэтому описывает распространение поля со скоростью $1/\sqrt{\varepsilon}$. Как видим, полученные результаты, несмотря на их кажущуюся парадоксальность, непротиворечивы и имеют простое физическое объяснение.

Отметим, что описание поля в кулоновской калибровке имеет важное преимущество перед описанием в любой другой калибровке: при использовании кулоновской калибровки физические свойства потенциальной компоненты собственного поля описываются единственной величиной — скалярным потенциалом φ.

4. Обобщение на случай произвольного электромагнитного поля

В предыдущих разделах мы рассмотрели по отдельности вихревое электромагнитное поле и потенциальное электрическое поле, пользуясь тем, что система уравнений Максвелла расщепляется на две независимые подсистемы, и показали, что каждое из этих полей является носителем сверхсветовых сигналов. Так как исследование электромагнитного поля обычно проводится без расщепления поля на вихревую и потенциальную составляющие, представляет интерес рассмотрение произвольного электромагнитного поля без предварительного выделения вихревой и потенциальной компонент.

Очевидным обобщением соотношения (11) является следующее равенство:

$$\boldsymbol{A}^{(e)}(x) = \int d^4x' \, G^{(e)}(x-x')\left(\left[\nabla' \times \boldsymbol{B}(x')\right] - \varepsilon \frac{\partial}{\partial t'}\boldsymbol{E}(x')\right), \tag{57}$$

где поля $\boldsymbol{E}(x)$ и $\boldsymbol{B}(x)$ подчиняются уравнениям Максвелла (1), а функция Грина $G^{(e)}$ подчиняется уравнению (12). Поскольку величина $\boldsymbol{E}(x)$, стоящая в правой части (57), содержит как вихревую, так и потенциальную составляющие, то поле $\boldsymbol{A}^{(e)}$ также содержит вихревую и потенциальную компоненты.

Используя уравнения (1) и (12), нетрудно показать, что

$$[\nabla \boldsymbol{A}^{(e)}(x)] = \boldsymbol{B}(x)$$

при произвольном вещественном значении ε. Далее, используя уравнения Максвелла (1), вычисляем величину $-\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{A}^{(e)}(x)$:

$$-\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{A}^{(e)}(x) = \int d^4x' \, G^{(e)}(x-x')\left([\nabla'[\nabla'\boldsymbol{E}(x')]] + \varepsilon\frac{\partial^2}{\partial t'^2}\boldsymbol{E}(x')\right).$$

Учитывая тождество $[\nabla[\nabla \boldsymbol{E}(x)]] = \nabla(\nabla\boldsymbol{E}(x)) - \nabla^2\boldsymbol{E}(x)$, последнее равенство приведем к виду

$$-\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{A}^{(e)}(x) = \boldsymbol{E}(x) + 4\pi\nabla\int d^4x' \, G^{(e)}(x-x')\rho(x').$$

Если ввести обозначение

$$A_0^{(e)}(x) = 4\pi\int d^4x' \, G^{(e)}(x-x')\rho(x'), \qquad (58)$$

то получаем соотношения:

$$\boldsymbol{E}(x) = -\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{A}^{(e)}(x) - \nabla A_0^{(e)}(x), \quad \boldsymbol{B}(x) = [\nabla \boldsymbol{A}^{(e)}(x)]. \qquad (59)$$

Прямой подстановкой убеждаемся в том, что поля $\boldsymbol{E}(x)$ и $\boldsymbol{B}(x)$ (59) подчиняются уравнениям Максвелла (1). Отсюда и из (59) следует, что величины $A_0^{(e)}(x)$ и $\boldsymbol{A}^{(e)}(x)$, определяемые формулами (58) и (57), представляют собой, соответственно, скалярный и векторный потенциалы электромагнитного поля. Эти потенциалы удовлетворяют соотношению связи

$$\varepsilon\frac{\partial}{\partial t}A_0^{(e)}(x) + \nabla\boldsymbol{A}^{(e)}(x) = 0. \qquad (60)$$

Покажем, что потенциалы $\boldsymbol{A}^{(e)}(x)$ и $A_0^{(e)}(x)$ приводят к результатам, которые были получены в предыдущих разделах отдельно для вихревого и потенциального полей.

Вычисляя вихревую компоненту вектора-потенциала $\boldsymbol{A}^{(e)}(x)$ (57) с помощью второй из формул (3), нетрудно убедиться в том, что указанная компонента совпадает с $\boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x)$ (11), причем $\boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x) = \boldsymbol{a}_\perp(\boldsymbol{r},t)$, где величина $\boldsymbol{a}_\perp(\boldsymbol{r},t)$ определена формулой (7). Отсюда следует, что величина $\boldsymbol{A}_\perp^{(e)}(x)$ не зависит от ε.

Вычислим потенциальную компоненту вектора-потенциала $\boldsymbol{A}^{(e)}(x)$:

$$\boldsymbol{A}_\parallel^{(e)}(x) = \int d^4x' \, G^{(e)}(x-x')\left(-\varepsilon\frac{\partial}{\partial t'}\boldsymbol{E}_\parallel(x')\right) = 4\pi\int d^4x' \, G^{(e)}(x-x')\varepsilon\boldsymbol{j}_\parallel(x'). \qquad (61)$$

При выводе последней формулы использовано первое из уравнений (5). Очевидно, что величина $\{A_0^{(e)}(x), \boldsymbol{A}_\parallel^{(e)}(x)\}$ совпадает с $A_\parallel^{(e)}(x)$ (40) и подчиняется волновому уравнению

$$\square^{(e)}\{A_0^{(e)}(x), \boldsymbol{A}_\parallel^{(e)}(x)\} = 4\pi\{\rho(x), \varepsilon\boldsymbol{j}_\parallel(x)\}, \qquad (62)$$

совпадающему с уравнением (38).

Вектор-потенциал (57) удовлетворяет уравнению

$$\square^{(e)}\boldsymbol{A}^{(e)}(x) = 4\pi\boldsymbol{j}(x) + (1-\varepsilon)\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{E}(x), \qquad (63)$$

которое с помощью первого из уравнений (59) преобразуется к виду

$$\square^{(1)}\boldsymbol{A}^{(e)}(x) = 4\pi\boldsymbol{j}(x) - (1-\varepsilon)\frac{\partial}{\partial t}\nabla A_0^{(e)}(x).$$

Отсюда для вихревой компоненты поля получаем уравнение (25), а для потенциальной компоненты, используя уравнение связи (60), находим:

$$\square^{(1)}\boldsymbol{A}_{\parallel}^{(e)}(x)=4\pi\boldsymbol{j}_{\parallel}(x)+\left(\frac{1}{\varepsilon}-1\right)\nabla^2 A_{\parallel}^{(e)}(x).$$

Дальнейшие преобразования приводят к уравнению

$$\square^{(e)}\boldsymbol{A}_{\parallel}^{(e)}(x)=4\pi\varepsilon\boldsymbol{j}_{\parallel}(x),$$

согласующемуся с (38).

Выполним калибровочное преобразование потенциалов, перейдя от потенциала $\left(A_0^{(e)}(x),\boldsymbol{A}^{(e)}(x)\right)$ к новому потенциалу $\left(\varphi',\boldsymbol{A}'\right)$, где

$$\boldsymbol{A}'=\boldsymbol{A}^{(e)}+\nabla\tilde{g},\quad \varphi'=A_0^{(e)}-\frac{\partial\tilde{g}}{\partial t}. \qquad (64)$$

Накладывая на потенциалы φ' и $\boldsymbol{A}'$ условие связи

$$\varepsilon'\frac{\partial\varphi'}{\partial t}+\nabla\boldsymbol{A}'=0,\quad (\varepsilon'\neq\varepsilon), \qquad (65)$$

получаем следующее уравнение для функции $\tilde{g}=\tilde{g}(x)$:

$$\square^{(e')}\tilde{g}(x)=-(\varepsilon-\varepsilon')\frac{\partial A_0^{(e)}(x)}{\partial t}. \qquad (66)$$

Подставляя $\boldsymbol{A}^{(e)}$ из (64) в уравнение (63), получаем уравнение для $\boldsymbol{A}'$:

$$\square^{(e)}\boldsymbol{A}'(x)=4\pi\boldsymbol{j}(x)+(1-\varepsilon)\frac{\partial\boldsymbol{E}(x)}{\partial t}+\nabla\square^{(e)}\tilde{g}(x).$$

Учитывая далее равенство $\boldsymbol{E}=-\frac{\partial\boldsymbol{A}'}{\partial t}-\nabla\varphi'$, последнее уравнение преобразуем к виду

$$\square^{(e')}\boldsymbol{A}'(x)=4\pi\boldsymbol{j}(x)+(1-\varepsilon')\frac{\partial\boldsymbol{E}(x)}{\partial t}+\nabla\left(\square^{(e')}\tilde{g}(x)+(\varepsilon-\varepsilon')\frac{\partial A_0^{(e)}(x)}{\partial t}\right).$$

Принимая во внимание равенство (66), получаем окончательно:

$$\square^{(e')}\boldsymbol{A}'(x)=4\pi\boldsymbol{j}(x)+(1-\varepsilon')\frac{\partial\boldsymbol{E}(x)}{\partial t}. \qquad (67)$$

Аналогичным образом преобразуется и уравнение

$$\square^{(e)}A_0^{(e)}(x)=4\pi\rho(x) \qquad (68)$$

(см. (62)). Подставляя $A_0^{(e)}$ из (64) в уравнение (68), после элементарных преобразований приходим к уравнению:

$$\square^{(e')}\varphi'(x)=4\pi\rho(x). \qquad (69)$$

Сравнивая уравнения (68) и (69) с уравнениями (63) и (67), соответственно, приходим к равенству

$$\left(\varphi'(x),\boldsymbol{A}'(x)\right)=\left(A_0^{(e')}(x),\boldsymbol{A}^{(e')}(x)\right).$$

Таким образом, потенциалы $\left(A_0^{(e)}(x),\boldsymbol{A}^{(e)}(x)\right)$ и $\left(A_0^{(e')}(x),\boldsymbol{A}^{(e')}(x)\right)$, связанные между собой калибровочным преобразованием (64), физически эквивалентны при произвольных неотрицательных значениях ε и ε'.

Всюду ранее мы считали, что величина ε неотрицательна. Нетрудно, однако, убедиться в том, что эта величина может принимать и отрицательные значения, причем в этом случае все приведенные выше формулы остаются в силе, кроме явных выражений для функции Грина $G^{(e)}$. Рассмотрим случай ε<0 более подробно. Обозначая через $\tilde{G}^{(e)}(x-x')$ функцию Грина $G^{(e)}(x-x')$ при ε<0 и используя фурье-разложение (21) и равенство (23), получаем:

$$\tilde{G}^{(e)}(x-x')=\frac{1}{(2\pi)^4}\int d^4k\,\tilde{\tilde{G}}^{(e)}(k)\exp(-ik(x-x')),\quad \tilde{\tilde{G}}^{(e)}(k)=\left(|\varepsilon|k_0^2+\boldsymbol{k}^2\right)^{-1}. \qquad (70)$$

Поскольку фурье-образ $\tilde{\tilde{G}}^{(e)}(k)$ функции Грина имеет полюсы в точках $k_0 = \pm ik/\sqrt{|\varepsilon|}$ комплексной плоскости k_0, то $\tilde{G}^{(e)}(x-x') \neq 0$ как при $t-t'>0$, так и при $t-t'<0$. Это означает, что функция Грина $\tilde{G}^{(e)}(x-x')$ не может быть ни запаздывающей, ни опережающей. Интегрирование по k_0 дает:

$$\tilde{G}^{(e)}(x-x') = \frac{\pi}{(2\pi)^4\sqrt{|\varepsilon|}}\int d\mathbf{k}\,\frac{1}{k}\exp\left(-k|T| + i\mathbf{kR}\right),$$

где $k=|\mathbf{k}|$, $T=(t-t')/\sqrt{|\varepsilon|}$, $\mathbf{R}=\mathbf{r}-\mathbf{r}'$. Окончательный результат дается формулой:

$$\tilde{G}^{(e)}(x-x') = \frac{\sqrt{|\varepsilon|}}{(2\pi)^2}\left[(t-t')^2 + |\varepsilon|(\mathbf{r}-\mathbf{r}')^2\right]^{-1}, \quad \varepsilon<0. \tag{71}$$

При ε→ –0 и $\mathbf{r}-\mathbf{r}'\neq 0$ получаем (ср. с (18)):

$$\lim_{\varepsilon\to -0}\tilde{G}^{(e)}(x-x') = \frac{1}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\,\delta(t-t') = G_r^{(0)}(x-x'),$$

где $G_r^{(0)}$ — запаздывающая функция Грина (18) при ε=0. Нетрудно убедиться в том, что выражения (59) для полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ при $\varepsilon<0$ также удовлетворяют уравнениям Максвелла, хотя при этом функция Грина $\tilde{G}^{(e)}(x-x')$ не описывает распространение электромагнитных возмущений с какой-либо определенной скоростью. Как видно из (61) и (71), она учитывает одновременно как запаздывающее, так и опережающее действие электромагнитного поля. Отметим также, что при ε<0 уравнение (62) не является волновым.

Нам представляется, что возможность обобщения полученных результатов на случай ε<0 имеет глубокий физический смысл. По-видимому, она отражает то обстоятельство, что в условиях «размазанности» в пространстве потенциального тока $\boldsymbol{j}_{\|}$, принимающего непосредственное участие в распространении электромагнитных сигналов, нельзя сохранить привычные представления о передаче информации в пространстве и, в частности, о скорости распространения электромагнитного сигнала.

5. Вычисление потенциалов поля классического точечного заряда

Вычислим потенциалы электромагнитного поля, создаваемого точечным электрическим зарядом, движущимся в пространстве произвольным образом. В качестве 4-вектора плотности тока используем выражение (28). Наша задача состоит в том, чтобы на простом примере проиллюстрировать результаты предыдущих разделов и исследовать явную зависимость потенциалов от параметра ε, который входит как в оператор д'Аламбера $\Box^{(e)}$, так и в условие калибровки (60). Последнее естественно назвать обобщенным условием калибровки, так как оно сводится к кулоновской калибровке при ε = 0 и к калибровке Лоренца при ε = 1.

Для удобства вначале вычислим вспомогательную величину

$$\tilde{A}^{(e)}(x) = \left(\tilde{\varphi}^{(e)}(x), \tilde{\mathbf{A}}^{(e)}(x)\right) = 4\pi\int d^4x'\, G_r^{(e)}(x-x')\,j(x'), \tag{72}$$

которая при ε = 1 представляет собой 4-потенциал электромагнитного поля в лоренцевой калибровке. В формуле (72) $G_r^{(e)}(x-x')$ — запаздывающая функция Грина, $j(x)$ — 4-вектор плотности тока (28). Используя выражение (18) для запаздывающей функции Грина и выполняя элементарные преобразования, приходим к следующему соотношению:

$$\tilde{A}^{(e)}(x) = \frac{q\left(1, \mathbf{v}_0(\tau_e)\right)}{R(\tau_e) - \sqrt{\varepsilon}\,\mathbf{v}_0(\tau_e)\mathbf{R}(\tau_e)}, \tag{73}$$

где $\mathbf{R}(t) = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t)$, $t' = \tau_e(\mathbf{r},t) \equiv \tau_e$ — корень уравнения

$$t - t' - \sqrt{\varepsilon}\,|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t')| = 0. \tag{74}$$

При выводе формулы (73) мы считали для простоты, что выполняется условие $0 \le \varepsilon \le 1$, при котором уравнение (74) имеет единственный корень $t = \tau_e$, и использовали равенство

$$\delta\left(F(\eta)\right) = \frac{\delta(\eta - \eta_*)}{\left|dF(\eta)/d\eta\right|_{\eta=\eta_*}},$$

где $\eta = \eta_*$ — корень уравнения $F(\eta) = 0$.

Очевидно, что скалярный потенциал $\varphi^{(e)}(x)$, определенный равенством (40), совпадает с $\tilde{\varphi}^{(e)}(x)$. Следовательно,

$$\varphi^{(e)}(x) = \frac{q}{R(\tau_e) - \sqrt{\varepsilon}\,\boldsymbol{v}_0(\tau_e)\boldsymbol{R}(\tau_e)}. \tag{75}$$

Для вычисления вектора-потенциала $\boldsymbol{A}_{\parallel}^{(e)}(x)$ (см.(40)) используем выражение (29) для потенциальной компоненты вектора плотности тока. Несложные преобразования дают:

$$\boldsymbol{A}_{\parallel}^{(e)}(x) = \frac{q\varepsilon}{4\pi}\frac{\partial}{\partial t}\nabla\int dt'\int d\boldsymbol{r}'\frac{1}{r'\left|\boldsymbol{r}' - \boldsymbol{R}(t')\right|}\delta\left(t - t' - \sqrt{\varepsilon}\left|\boldsymbol{r}' - \boldsymbol{R}(t')\right|\right). \tag{76}$$

Интеграл, стоящий в правой части последней формулы, легко вычислить, перейдя в сферическую систему координат с осью z, направленной вдоль вектора $\boldsymbol{R}(t')$, и используя следующие соотношения:

$$\int_{-1}^{+1} d\eta\, f(\eta)\frac{\delta\left(t - t' - \sqrt{\varepsilon(r^2 - 2rR\eta + R^2)}\right)}{\sqrt{r^2 - 2rR\eta + R^2}} = f(\eta^*)\frac{1}{rR\sqrt{\varepsilon}}\theta\left(r + R - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}(t - t')\right)\theta\left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}(t - t') - |r - R|\right);$$

$$\int_0^{\infty} dr'\left[\delta\left(r' + R(t') - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}(t - t')\right) - \delta\left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}(t - t') - \left|r' - R(t')\right|\right)\right] = -2\theta(t - t')\theta\left(\sqrt{\varepsilon}R(t') - t + t'\right),$$

где $f(\eta)$ — произвольная непрерывная функция,

$$\eta^* = \frac{\varepsilon(r^2 + R^2) - (t - t')^2}{2\varepsilon rR}, \quad \theta(x) = \begin{cases} 1 & при \quad x > 0 \\ 0 & при \quad x < 0 \end{cases}.$$

В результате указанных выше преобразований получаем равенство

$$\boldsymbol{A}_{\parallel}^{(e)}(x) = q\nabla\int_{-\infty} dt'\frac{1}{R(t')}\theta\left(\sqrt{\varepsilon}R(t') - t + t'\right). \tag{77}$$

Поскольку уравнение $f(t') \equiv \sqrt{\varepsilon}R(t') - t + t' = 0$ имеет единственный корень, $t' = \tau_e$, и $\frac{\partial f(t')}{\partial t'} > 0$, то $f(t') < 0$ при $t' < \tau_e$ и $f(t') > 0$ при $t' > \tau_e$. Поэтому окончательный результат выражается формулой (см. [13])

$$\boldsymbol{A}_{\parallel}^{(e)}(x) = q\nabla\int_{\tau_e} dt'\frac{1}{R(t')}. \tag{78}$$

Вектор-потенциал $\boldsymbol{A}_{\perp}(x)$, описывающий вихревую часть электромагнитного поля, определяется формулой (24), которую можно преобразовать к виду

$$\boldsymbol{A}_{\perp}(x) = \tilde{\boldsymbol{A}}^{(1)}(x) - \boldsymbol{A}_{\parallel}^{(1)}(x),$$

где векторы $\tilde{\boldsymbol{A}}^{(1)}(x)$ и $\boldsymbol{A}_{\parallel}^{(1)}(x)$ могут быть вычислены по формулам, соответственно, (73) и (78). Вычисления дают:

$$\boldsymbol{A}_{\perp}(x) = \frac{q\boldsymbol{v}_0(\tau_1)}{R(\tau_1) - \boldsymbol{v}_0(\tau_1)\boldsymbol{R}(\tau_1)} - q\nabla\int_{\tau_1} dt'\frac{1}{R(t')}, \tag{79}$$

где $\tau_1 = \tau_e$ при ε = 1.

При использовании обобщенной калибровки электромагнитное поле точечного заряда описывается, таким образом, потенциалами (75), (78) и (79).

В кулоновской калибровке скалярный потенциал $\varphi(x)$, в силу (47), можно определить, переходя к пределу $\varepsilon \to 0$ в формуле (75). Указанный предельный переход приводит к представлению:

$$\varphi(x) = \frac{q}{R(t)}. \tag{80}$$

Принимая во внимание, что калибровочное преобразование потенциалов не затрагивает вихревой компоненты вектора-потенциала, в качестве вектора-потенциала, определяющего вихревое электромагнитное поле, можно использовать выражение (79).

Отметим, что интегралы, стоящие в правых частях равенств (78) и (79), учитывают вклады сверхсветовых сигналов, причем верхние пределы интегрирования (момент времени t) отвечают мгновенной передаче электромагнитного сигнала, а нижние пределы — момент τ_e в (78) и момент τ_1 в (79) — соответствуют распространению сигнала со скоростями, соответственно, $1/\sqrt{\varepsilon}$ и 1. Интересно отметить, что в лоренцевой калибровке, т. е. при $\varepsilon = 1$, вклады сверхсветовых сигналов в полный вектор-потенциал $\boldsymbol{A}(x) = \boldsymbol{A}_\perp(x) + \boldsymbol{A}_\parallel(x)$ взаимно компенсируются, как это следует из равенств (78) и (79), и в результате вектор-потенциал зависит только от сигналов, распространяющихся со скоростью света:

$$\boldsymbol{A}(x) = \frac{q\boldsymbol{v}_0(\tau_1)}{R(\tau_1) - \boldsymbol{v}_0(\tau_1)\boldsymbol{R}(\tau_1)}. \tag{81}$$

Нетрудно убедиться в том, что калибровка Лоренца является единственной калибровкой, в которой полный 4-потенциал электромагнитного поля зависит только от сигналов, распространяющихся со скоростью света, хотя каждая из компонент вектора-потенциала, $\boldsymbol{A}_\perp(x)$ и $\boldsymbol{A}_\parallel(x)$, взятая в отдельности, зависит от сверхсветовых сигналов. Во всех других калибровках полный вектор-потенциал и его составляющие зависят от сверхсветовых сигналов, как, например, в кулоновской калибровке, в которой вектор-потенциал $\boldsymbol{A}(x)$ является чисто вихревым: (см.(79)).

Подчеркнем, что напряженность электрического поля $\boldsymbol{E}$, как и магнитная индукция $\boldsymbol{B}$, не зависит от сверхсветовых сигналов, как это видно из равенств:

$$\boldsymbol{E}(x) = -\nabla\varphi(x) - \frac{\partial \boldsymbol{A}_\perp(x)}{\partial t} = -\nabla\varphi^{(1)}(x) - \frac{\partial \tilde{\boldsymbol{A}}^{(1)}(x)}{\partial t},$$

где величины $\varphi(x)$ и $\boldsymbol{A}_\perp(x)$ даются формулами (80) и (79), а потенциал $\{\varphi^{(1)}(x), \tilde{\boldsymbol{A}}^{(1)}(x)\}$ — формулами (72) и (73). Отметим также, что потенциальная компонента электрического поля $\boldsymbol{E}_\parallel$ не зависит, как и должно быть, от выбора калибровки, т. е. от параметра ε, и дается формулой:

$$\boldsymbol{E}_\parallel(x) = -\nabla \frac{q}{R(t)}.$$

Полученные выше результаты позволяют сделать важные с физической точки зрения выводы, касающиеся скорости передачи электромагнитного сигнала. **В случае классической точечной частицы** поле потенциалов в калибровке Лоренца и поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ распространяются в пространстве со скоростью света. При этом поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$, очевидно, всегда распространяются со скоростью света, независимо от выбора калибровки, однако скорость распространения поля потенциалов существенно зависит от условия калибровки и может изменяться в интервале $(0, \infty)$. Это значит, что информация о физическом процессе в электромагнитном поле может передаваться с любой скоростью, хотя энергия, импульс и другие физические величины переносятся со скоростью света.

6. Физический механизм сверхсветовой коммуникации. Собственное поле как физический носитель сверхсветовых сигналов

В предыдущих разделах, на основе анализа уравнений Максвелла, получено семейство потенциалов электромагнитного поля, порождаемого в вакууме электрическими зарядами и токами. Потенциалы зависят от произвольного вещественного параметра ε, который входит как в оператор д'Аламбера, характеризующий волновые свойства поля, так и в условие калибровки, причем при ε = 0 получаются потенциалы в кулоновской калибровке, а при ε = 1 — в калибровке Лоренца. Характерная особенность потенциалов состоит в том, что во всех рассматриваемых калибровках, за исключением калибровки Лоренца, как потенциальная и вихревая компоненты вектора-потенциала, взятые в отдельности, так и полный вектор-потенциал зависят от сверхсветовых сигналов.

Условие связи (калибровки) (60), накладываемое на компоненты потенциала $A_i^{(e)}$ $(i = 0,1,2,3)$ (см. (57) и (58)), при ε ≠ 1 не инвариантно относительно преобразований Лоренца и поэтому величина $A^{(e)}(x) \equiv \left(A_0^{(e)}(x), \boldsymbol{A}^{(e)}(x)\right)$ при ε ≠ 1 не является 4-вектором. Несмотря на это, величины

$$F_{\mu\nu}^{(e)}(x) = \partial_\mu A_\nu^{(e)}(x) - \partial_\nu A_\mu^{(e)}(x), \tag{82}$$

где $\partial_\mu = \partial / \partial x^\mu$, $x^\mu = (t, \boldsymbol{r})$, образуют 4-тензор второго ранга (тензор напряженностей электромагнитного поля), благодаря чему релятивистская инвариантность уравнений Максвелла (1) сохраняется. Как видим, **появление сверхсветовых сигналов связано с особого рода нарушением пространственно-временной симметрии**, состоящим в том, что уравнения для потенциалов не обладают релятивистской инвариантностью, хотя уравнения Максвелла (1) для напряженностей полей лоренц-инвариантны. Рассмотренные нами решения уравнений Максвелла описывают, таким образом, нарушение пространственно-временной симметрии, связанной с преобразованиями Лоренца, поля потенциалов. Очевидно, что в условиях нарушения симметрии уравнений для потенциалов важную роль играют соотношения, выражающие компоненты потенциала через напряженности (см. (11) и (48)).

С помощью калибровочного преобразования (64) легко выделить ту часть потенциала, которая ответственна за нарушение симметрии:

$$A^{(e)}(x) = A^{(1)}(x) + \left(\frac{\partial \tilde{g}(x)}{\partial t}, -\nabla \tilde{g}(x)\right). \tag{83}$$

Здесь функция $\tilde{g}(x)$ подчиняется уравнению (66) при $\varepsilon = 1$, $A^{(1)}(x)$ - потенциал в калибровке Лоренца, который является 4-вектором, а второе слагаемое, стоящее в правой части (83), не является 4-вектором и учитывает нарушение симметрии поля потенциалов. Потенциал (83) был бы, очевидно, 4-вектором, если бы величина $\tilde{g}(x)$ оказалась скаляром, однако эта величина скаляром не является, как это следует из равенства (66), взятого при $\varepsilon = 1$.

В связи с тем, что рассматриваемое нами условие калибровки при ε ≠ 1 не инвариантно относительно преобразований Лоренца, возникают вопросы: Имеют ли физический смысл решения уравнений электромагнитного поля с нарушенной симметрией для потенциалов? Не следует ли такие решения отбросить, тем более что они **нарушают запрет на сверхсветовые сигналы**? Прежде всего заметим, что кулоновская калибровка (ε = 0) представляет собой частный случай нарушения симметрии уравнений для потенциалов. Однако принято считать, что введение кулоновской калибровки вполне возможно [3]. Поскольку уравнения Максвелла имеют фундаментальный характер, полностью управляя поведением электромагнитного поля при его взаимодействии с заряженными частицами, то естественно полагать, что все их решения, подчиняющиеся требуемым условиям (решения должны быть непрерывными вместе с необходимым числом частных производных, ограниченными и однозначными — эти условия будем называть стандартными), имеют физический смысл. Нетрудно убедиться в том, что **решения уравнений для потенциалов в обобщенной калибровке подчиняются стандартным условиям при любых вещественных значениях** ε. Отсюда можно заключить, что нет оснований для того, чтобы их отбрасывать, и можно надеяться, что все эти решения реализуются в природе.

В калибровке Лоренца электромагнитное поле описывается 4-потенциалом $A^{(1)}(x)$, который мы обозначим через $A(x) = \left(A_0(x), \boldsymbol{A}(x)\right)$. Его компоненты подчиняются уравнениям

$$\Box^{(1)} A_i(x) = 4\pi j_i(x) \quad (i = 0,1,2,3) \tag{84}$$

и условию связи

$$\frac{\partial A_0(x)}{\partial t} + \nabla \boldsymbol{A}(x) = 0\,. \tag{85}$$

На первый взгляд, из соотношений (84) и (85), несомненным достоинством которых является простота, симметричность относительно компонент потенциала и явная релятивистская инвариантность, следует с необходимостью вывод о том, что электромагнитное поле распространяется в вакууме со скоростью света *c*. Действительно, равенства (84) — волновые уравнения, в левую часть которых входит оператор д'Аламбера $\Box^{(1)}$, указывающий на скорость света как на скорость распространения электромагнитных возмущений, а правая часть, в случае точечных заряженных частиц, описывается функциями, сосредоточенными в отдельных геометрических точках. В этих условиях, казалось бы, скорость электромагнитных сигналов может быть равной только скорости света.

Однако этот вывод ошибочен. Чтобы разъяснить, в чем состоит ошибка и почему возникновение сверхсветовых сигналов в электромагнитном поле неизбежно, разложим электромагнитное поле на потенциальную и вихревую составляющие, представив уравнения (84) в форме, соответствующей такому разложению:

$$\Box^{(1)} A_0(x) = 4\pi\rho(x), \quad \Box^{(1)} \boldsymbol{A}_{\|}(x) = 4\pi \boldsymbol{j}_{\|}(x), \quad \Box^{(1)} \boldsymbol{A}_{\perp}(x) = 4\pi \boldsymbol{j}_{\perp}(x). \tag{86}$$

Здесь первые два уравнения описывают потенциальную составляющую поля, а последнее уравнение — вихревую.

Как подчеркивается в п.2, потенциальное электрическое поле $\boldsymbol{E}_{\|}$ не является независимой степенью свободы электромагнитного поля: поле $\boldsymbol{E}_{\|}$, описываемое в калибровке Лоренца компонентами A_0 и $\boldsymbol{A}_{\|}$, порождается электрически заряженными частицами и неотделимо от них. По этой причине в последовательной квантовой теории это поле должно быть включено в определение частицы на самом начальном этапе построения теории, как это сделано в работах [13, 19–21]. В такой формулировке квантовой теории, в силу учета самодействия — обратного влияния поля, порождаемого частицей, на саму частицу, электрический заряд частицы (например, электрона) оказывается распределенным по всему пространству: распределение заряда электрона состоит из области основной локализации и хвоста, простирающегося от этой области до бесконечности. Как видно из результатов данной работы и работ [11–13], «размазанность» заряда частицы в пространстве автоматически приводит к возникновению сверхсветовых сигналов.

Таким образом, ошибочность выводов, которые обычно делаются на основе уравнений (84) и (85), связана с тем, что эти выводы оказывается чисто формальными, оторванными от физической реальности. Они не учитывают тот экспериментальный факт, что потенциальная компонента электромагнитного поля, неразрывно связанная с электрическим зарядом частиц, представляет собой, по существу, неотъемлемую часть электрически заряженных частиц, которую недопустимо рассматривать как независимую степень свободы электромагнитного поля.

Легко убедиться в том, что в любой калибровке величина $\left(A_0^{(\partial)}, \boldsymbol{A}_{\|}^{(\partial)}\right)$, описывающая потенциальную компоненту собственного поля, зависит от сверхсветовых сигналов. Поскольку при последовательном учете самодействия потенциальная компонента собственного поля выражается через волновую функцию заряженной частицы, то отсюда следует, что динамическое уравнение, описывающее самодействие частицы, с необходимостью учитывает возникновение в поле частиц сверхсветовых сигналов. Очевидно, что механизм передачи сверхсветовых сигналов состоит в нелокальной зависимости динамического уравнения от времени и пространственных координат.

Отметим, что потенциалы $A^{(e)}$ при разных значениях ε, связанные между собой калибровочными преобразованиями, физически эквивалентны между собой лишь в том смысле, что они отвечают одинаковым напряженностям электромагнитного поля. Так как в классической механике взаимодействие поля и частиц описывается на языке напряженностей, то естественно говорить об эквивалентности с точки зрения классической динамики. В квантовой механике взаимодействие описывается не на языке напряженностей, а на языке потенциалов. Существенно при этом, что компоненты потенциала, описывающие потенциальную составляющую поля, выделены по отношению к компонентам, описывающим вихревое поле, ибо потенциальное поле целиком входит в собственное поле частиц, образуя с ними неразрывное целое, а вихревое содержит также и фотонную компоненту, которая является независимой степенью свободы. Поэтому, с точки зрения квантовой динамики, потенциалы $A^{(e)}$, отвечающие различным ε, вообще говоря, не эквивалентны между собой: они по-разному описывают взаимодействие микрочастиц с электромагнитным полем.

Следует подчеркнуть, что возникновение сверхсветовых сигналов в электромагнитном поле, взаимодействующем с заряженными квантовыми частицами, неизбежно. В самом деле, в квантовой электродинамике 4-вектор плотности тока выражается формулой (см. [17])

$$j(x) = e\bar{\Psi}(x)(\gamma_0, \gamma)\Psi(x), \qquad (87)$$

где e — электрический заряд электрона, $\Psi(x)$ — оператор электронного поля, $\bar{\Psi} = \Psi^{+}\gamma_0$, γ_0 и γ — γ-матрицы Дирака. Ввиду того, что полевой оператор $\Psi(x)$ не локализован в геометрической точке, а распределен некоторым образом в пространстве, электромагнитное поле, взаимодействие которого с электронным полем управляется уравнениями Максвелла с 4-вектором плотности тока (87), является, очевидно, носителем сверхсветовых сигналов.

С нашей точки зрения, сложность рассматриваемой проблемы связана с тем, что до сих пор недостаточно глубоко понята физическая природа электромагнитного поля. Дело в том, что **электромагнитное поле, строго говоря, не подчиняется корпускулярно-волновому дуализму.** Оно состоит из двух компонент: (1) поперечных электромагнитных волн, представляющих собой поток фотонов, и (2) собственного поля электрически заряженных частиц, имеющего чисто классический характер и не сводящегося к совокупности фотонов. Собственное поле, будучи, по существу, составной частью электрически заряженных частиц, представляет собой поле стоячих волн материи, жестко связанных с частицами, которые их порождают, и идущих от одних частиц к другим или на бесконечность.

Чтобы глубже понять соотношение между фотонной компонентой электромагнитного поля и собственным полем, представим себе точечную частицу, покоящуюся в некоторой инерциальной системе отсчета. Собственное поле такой частицы сводится к статическому кулоновскому полю, которое является потенциальным. При равномерном и прямолинейном движении частицы от ее потенциального собственного поля отщепляется во всем пространстве вихревая компонента [13]. Эта компонента, очевидно, представляет собой такое вихревое электромагнитное поле, которое не может быть потоком фотонов. Наконец, при ускоренном движении частицы от ее собственного поля отщепляются электромагнитные возбуждения, которые на большом расстоянии от частицы превращаются в кванты поля (фотоны), движущиеся со скоростью света.

При описании электромагнитного поля с помощью уравнений (84) кажется естественной интерпретация компонент 4-потенциала, несмотря на наличие связи (85) между ними, как равноправных величин, описывающих близкие по своим физическим свойствам материальные сущности. Если учесть опытный факт, состоящий в том, что поперечные электромагнитные волны являются совокупностью фотонов и распространяются в вакууме со скоростью света, то, руководствуясь симметрией уравнений (84)–(85) относительно компонент 4-потенциала, кажется разумным и естественным предположить, что и продольные волны являются потоком фотонов, распространяющихся со скоростью света, хотя и фотонов виртуальных, а не реальных, наблюдаемых. В этом предположении, на котором, по существу, основана физическая интерпретация квантовой электродинамики, и состоит главная ошибка, выявить которую невозможно без детального анализа потенциальной и вихревой компонент электромагнитного поля и осознания той особой роли, какую играет в природе собственное поле, будучи составной частью заряженных частиц.

Калибровка Лоренца является единственной калибровкой, в которой отсутствует нарушение симметрии уравнений для потенциалов и тем самым скрывается, маскируется существование сверхсветовых сигналов. Простота, симметричность и явная релятивистская инвариантность уравнений для потенциалов в этой калибровке имеют, по-видимому, лишь формальный, внешний характер, не отражая истинной физической природы электромагнитного поля.

Перейдем к рассмотрению физического механизма возникновения сверхсветовых сигналов. Прежде всего, еще раз напомним, что в квантовой механике взаимодействие электромагнитного поля с заряженными частицами описывается не на языке полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$, а на языке скалярного и векторного потенциалов [22]. Это взаимодействие приводит к смещению фаз волновых функций частиц, которое вызывает изменение интерференционной картины, возникающей при наложении волновых функций. В смещениях фаз волновых функций содержится вся физическая информация о взаимодействующих системах, которую можно передать на любое расстояние без переноса энергии и импульса.

Рассмотрим электрический заряд q, который в момент времени t покоится в точке $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_0(t)$ в некоторой инерциальной системе отсчета. Если в интервале времени (t, t_1), где $t_1 > t$ заряд смещается из этой точки, то в некоторой ее окрестности возникнет магнитное поле $\boldsymbol{B}$ и изменяющееся со временем электрическое поле $\boldsymbol{E}$. В соответствии с формулами (11) и (48), которые мы запишем применительно к предельному случаю $\varepsilon \to +0$, на пробный заряд q , помещенный в точку наблюдения $\boldsymbol{r}$, действует электромагнитное поле, описываемое потенциалами

$$\boldsymbol{A}_{\perp}^{(+0)}(\boldsymbol{r},t) = \frac{1}{4\pi}\int d\boldsymbol{r}' \frac{1}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\left[\vec{\nabla}'\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r}',t)\right],$$
$$A_{\parallel}^{(+0)}(\boldsymbol{r},t) = \frac{1}{4\pi}\int d\boldsymbol{r}' \frac{1}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\ \vec{\nabla}'\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}',t),0\ . \tag{88}$$

Как видно из формул (88), изменение полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ в окрестности точки $\boldsymbol{r}_0(t)$, вызванное смещением заряда q, приведет к изменению потенциалов в точке $\boldsymbol{r}$, находящейся на любом расстоянии от $\boldsymbol{r}_0(t)$, и в результате в момент времени $t_1 + 0$ изменится фаза волновой функции частицы, находящейся в окрестности точки наблюдения $\boldsymbol{r}$. Это означает, что пробный заряд q «почувствует» смещение заряда q даже в том случае, если точки $\boldsymbol{r}_0(t)$ и $\boldsymbol{r}$ разделены пространственно-подобным интервалом, т. е. в условиях, когда световой сигнал, вызванный ускорением заряда q, не успевает достичь точки наблюдения и, следовательно, изменение фазы волновой функции происходит в отсутствие переноса энергии и импульса из точки нахождения заряда q в точку наблюдения.

Сверхсветовая передача информации происходит, таким образом, вследствие нелокальной связи потенциалов с напряженностями. **Поле потенциалов является**, по существу, **информационным полем, которое способно переносить информацию с любой скоростью**. Отметим, что эффект Эйнштейна, Подольского и Розена (см. [23]) получает простое объяснение, если учесть нелокальную связь потенциалов с электрическим и магнитным полями.

Результаты данной работы свидетельствуют о том, что при описании взаимодействия электромагнитного поля с заряженными частицами на основе уравнений Максвелла с необходимостью появляются сверхсветовые сигналы. **Поэтому возникает вопрос: каким образом удавалось не замечать сверхсветовые сигналы в течение почти ста лет, прошедших со времени создания СТО?** Ответ состоит в том, что

1. сверхсветовые сигналы были, в некотором смысле, идеологически запрещены со времени создания СТО как противоречащие физическим принципам, и поэтому тема сверхсветовых сигналов не разрабатывалась в должной мере;

2. требование, чтобы уравнения для потенциалов были релятивистски-инвариантными, надежно маскирует сверхсветовые сигналы: как показывает анализ проблемы, если использовать калибровку Лоренца, считать электрические заряды точечными и проводить расчеты на основе стандартной теории возмущений (см. [17]), то вклады в 4-потенциал от сверхсветовых возбуждений полностью взаимно компенсируются в любом порядке теории возмущений, так что исчезают какие-либо следы присутствия сверхсветовых сигналов.

Следует подчеркнуть, что **в квантовых системах**, вследствие того, что 4-плотность электрического тока описывается в них выражениями вида (87), **сверхсветовая передача сигналов встречается на каждом шагу, в любых квантовых процессах**. С физической точки зрения это обусловлено тем, что **носителем сверхсветовых сигналов является собственное поле, которое образует особую физическую среду**, заполняющую все пространство и способную мгновенно передать информацию на любые расстояния от одного материального объекта к другому.

Перечислим основные физические свойства собственного поля как особой среды, обеспечивающей сверхсветовую коммуникацию [24,25].

Собственное поле электрически заряженной частицы имеет двойственный характер: с одной стороны, собственное поле подчиняется уравнениям Максвелла, и поэтому его можно рассматривать как электромагнитное поле, а с другой — оно порождается частицей и не может существовать в ее отсутствие, т. е. представляет собой, в некотором смысле, составную часть частицы. Вследствие этого, по своим физическим свойствам собственное поле существенно отличается от поля поперечных электромагнитных волн: оно является полем стоячих волн материи, имеет чисто классический характер и не может быть сведено к совокупности фотонов. По-видимому, собственное поле частицы ответственно за появление у частицы волновых свойств, которые проявляются, например, в опытах по дифракции электронов. Собственное поле превращает окружающее пространство в физическую среду, обладающую свойствами абсолютно твердого тела. Одно из физических свойств этой среды состоит в том, что она способна мгновенно передать сигнал (информацию) о возмущении, происходящем в некоторой точке пространства, на сколь угодно большое расстояние.

Собственное поле подобно упругим нитям, связывающим электрические заряды с окружающей средой. Эти нити неотделимы от заряженной частицы, не имеют фотонной структуры и поэтому их невозможно уничтожить, не уничтожив саму частицу, с которой они связаны. Сеть силовых линий собственного поля заряженных частиц образует своеобразную паутину, обволакивающую все тела в окружающем пространстве и создающую физическую среду, в которой тела движутся и взаимодействуют между собой. При ускоренном движении заряженной частицы от ее собственного поля отщепляются возбуждения, которые на большом расстоянии от области основной локализации частицы превращаются в фотоны, движущиеся со скоростью света. Фотонная компонента электромагнитного поля представляет собой, в некотором смысле, «легкую рябь», непрерывно возникающую и исчезающую, на фоне постоянно действующего собственного поля.

По-видимому, собственное поле частицы содержит четыре компоненты соответственно четырем известным в настоящее время видам взаимодействий — электромагнитное, слабое, сильное и гравитационное. Каждая из этих компонент является классическим полем, связывающим частицу с окружающим миром с помощью сверхсветовых возмущений. **Важная роль собственного поля в организации мира состоит в том, что оно превращает частицы и тела в открытые, самоорганизующиеся, самоуправляемые и, следовательно, обладающие элементами разума системы** [24], стабильность которых обеспечивается за счет взаимодействия с окружением с помощью сверхсветовых сигналов. Отметим, что **собственное поле как физическая среда имеет мало общего с физическим вакуумом** стандартной квантовой теории поля (см. [26]). Одно из отличий состоит в том, что собственное поле имеет чисто классический характер, в то время как физический вакуум «населен» виртуальными квантовыми частицами — фотонами, электронами, электронно-позитронными парами и пр.

Как полагал Декарт, в мире нет ничего, кроме эфира и его вихрей. Согласно результатам данной работы, исследование уравнений Максвелла для электромагнитного поля позволяет перейти от философских рассуждений об эфире как особой физической среде к детальному изучению физических свойств и поведения этой среды на строгом математическом уровне. Почти во всех исследованиях, проводившихся в двадцатом веке в области квантовой электродинамики, использовалась лоренцева калибровка, которая позволяла замаскировать сверхсветовые сигналы. Если на числовой оси отложить параметр ε, то решения уравнений Максвелла, подчиняющиеся калибровке Лоренца, отвечают лишь одной точке $\varepsilon = 1$. Такие решения, очевидно, составляют весьма узкий класс решений уравнений Максвелла. Анализ уравнений электродинамики и их решений при $\varepsilon \neq 1$ откроет перед нами новый, таинственный мир, в котором важную роль играют сверхсветовые сигналы. Такого рода исследования позволят установить физические механизмы, управляющие квантовыми процессами с учетом сверхсветовых сигналов, предсказать новые физические эффекты, связанные с этими механизмами, и тем самым указать конкретные пути развития техники. Это откроет доселе невиданные **технологические перспективы**, среди которых укажем, в первую очередь, на **возможность создания систем и средств сверхсветовой связи,** использующих физические свойства собственных полей, и на **возможность овладения энергией собственных полей, которая** представляет собой энергию самоорганизующихся, самоуправляемых систем и поэтому **является энергией наивысшего качества.**

Отметим в заключение, что в данной работе существенно использованы функции Грина и разложение вектора на потенциальную и вихревую компоненты. Нам представляется, что без использования указанного математического аппарата вывести какие-либо физические следствия относительно сверхсветовых сигналов было бы затруднительно. В этой связи вспоминаются замечательные слова Е. Вигнера «о непостижимо важной роли, какую математика играет в физике» [27]. В истории со сверхсветовыми сигналами могущество математики проявляется в несколько ином свете: математике удавалось почти в течение века искусно маскировать сверхсветовые сигналы со всеми вытекающими отсюда последствиями для развития физики.

Автор признателен Арепьеву Ю. Д., Абакарову Д. И., Овчаруку М. Е. и Прокофьеву М. И. за интерес к работе, полезные замечания и стимулирующие обсуждения.

Литература:

1. *Эйнштейн А.* Принцип относительности и его следствия в современной физике. Собрание научных трудов, т.1. — М.: Наука, 1965. — С. 138 — 164.
2. *Эйнштейн А.* Сущность теории относительности. Собрание научных трудов, т.2. — М.: Наука, 1966. — С. 5 — 82.
3. *Гинзбург В. Л.* Теоретическая физика и астрофизика. — М.: Наука, 1987.
4. *Козырев Н. А.* Астрономическое доказательство реальности четырехмерной геометрии Минковского. Проявление космических факторов на Земле и звездах. Серия: Проблемы исследования Вселенной. — М.-Л., 1980. — вып.9. — С. 85 — 93.
5. *Козырев Н. А.* О воздействии времени на вещество. Физические аспекты современной астрономии. Серия: Проблемы исследования Вселенной. — Л., 1985. — вып. 11. — С. 82 — 91.
6. *Козырев Н. А.* Избранные труды. — Л.: Изд. ЛГУ, 1991.
7. *Лаврентьев М. М., Еганова И. А., Луцет М. К., Фоминых С. Ф.* О дистанционном воздействии звезд на резистор. ДАН СССР. — 1990. — т.314, №2. — С. 352 — 355.
8. *Лаврентьев М. М., Гусев В. А., Еганова И. А., Луцет М. К., Фоминых С. Ф.* О регистрации истинного положения Солнца . ДАН СССР. — 1990. — т.315, №2. — С. 368 — 370.
9. *Акимов А. Е., Ковальчук Г. У., Медведев В. П., Олейник В. К., Пугач А. Ф.* Предварительные результаты астрономических наблюдений неба по методике Н. А. Козырева. — АН Украины, Главная астрономическая обсерватория. Препринт ГАО-92-5Р, 1992. — 16 с.
10. *Олейник В. П.* Проблема электрона: собственное поле и мгновенная передача информации. Научные основы энергоинформационных взаимодействий в природе и обществе. Материалы Международного конгресса «ИнтерЭНИО-97». Под общей редакцией д. т. н. Ханцеверова Ф. Р. — М.: МАЭН, 1997. — С. 44–46.

11. *Oleinik V. P.* Superluminal Transfer of Information in Electrodynamics. SPIE Material Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics, 3890, p.321-328, 1998 (http://www.spie.org /).
12. *Oleinik V.P.* Faster-than-Light Transfer of a Signal in Electrodynamics. Instantaneous action-at-a-distance in modern physics (Nova Science Publishers, Inc., New York, 1999), p.261-281.
13. *Oleinik V.P.* The Problem of Electron and Superluminal Signals. (Contemporary Fundamental Physics) (Nova Science Publishers, Inc., Huntington, New York, 2001).
14. *Арепьев Ю.Д.* Скорость света: от нуля до бесконечности (обзор). //Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2003. — № 2.
15. *Олейник В.П.* К электронным технологиям XXI века: на пороге революции в системах коммуникации. Сборник докладов Международной конференции «С инновациями в XXI век», Миллениум 2002, Одесса, 13 апреля 2002, с.268-273 (2002).
16. *Oleinik V.P., Borimsky Yu.C., Arepjev Yu.D.* On the Possibility of the New Communication Method and Controlling of the Time Course. New Energy Technologies, #9, p.6-13, 2002.
17. *Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б.* Квантовая электродинамика. — М., Наука, 1969.
18. *Гайтлер В.* Квантовая теория излучения. — М.- Л., Гос. Издат. Тех.-Теор. Лит., 1940.
19. *Oleinik V. P.* Quantum theory of self-organizing electrically charged particles. Soliton model of electron. Proceedings of the NATO-ASI «Electron theory and quantum electrodynamics. 100 years later.» (Plenum Press, N.-Y., London, Washington, D. C., Boston, 1997), p.261-278.
20. *Oleinik V. P.* Nonlinear quantum dynamical equation for the self-acting electron. J. Nonlinear Math. Phys. 4, N1-2, p.180-189 (1997).
21. *Oleinik V. P.* Quantum equation for the self-organizing electron. Photon and Poincare group (Nova Science Publishers, New York, Inc., 1999), p.188-200.
22. *Feynman R. P., Leighton R. B., Sands M.* The Feynman Lectures on Physics. V.2. (Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Massachusetts, Palo Alto, London, 1964).
23. *Бом Д.* Квантовая теория. — М., Наука, 1965.
24. *Олейник В. П.* Сверхсветовые сигналы, физические свойства времени и принцип самоорганизации. Физика сознания и жизни, космология и астрофизика, №1, с.68-76, 2001.
25. *Oleinik V. P.* The Problem of Electron and Physical Properties of Time: To the Electron Technologies of the 21st Century. New Energy Technologies, #1 (4), p. 60-66 (2002).
26. *Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В.* Введение в теорию квантованных полей. — М., Наука, 1976.
27. *Вигнер Е.* Этюды о симметрии. — М., Мир, 1971.

Статья поступила в редакцию 12.01.2003 г.

V.P. Oleinik

The problem of superluminal communication: superluminal signals in electromagnetic field and their physical carrier

It is shown that the existence of superluminal signals, transmitted by the own fields of electrically charged particles, rigorously follows from Maxwell’s equations for electromagnetic field interacting with electric charges and currents in vacuum. The physical mechanism of occurrence of superluminal signals is caused by the non-local coupling of scalar and vector potentials with electric and magnetic field strengths. In quantum systems superluminal signals are found at every step, in any quantum processes. The field of potentials acts as an informational field capable of transmitting information with any speed. The results obtained do not contradict the physical principles underlying special relativity. At present all the necessary prerequisites are available, both theoretical and technical, for the creation of the means and systems of superluminal communication based on the use of own fields. New communication facilities will greatly surpass the existing ones in every respect - in the speed and range of information transfer, in the ability to penetrate through any obstacles, in the reliability of operation.

Key words: superluminal communication, own field, informational field, vortex field, non-locality, self-organization, open system, self-action.