

О возможности обнаружения поляризации вакуума в магнитном поле

В.И.Денисов, Н.В.Кравцов, И.В.Кривченков

Анализируется возможность регистрации индуцированного магнитным полем двулучепреломления вакуума. Показано, что уровень современной лазерной измерительной техники позволяет надеяться на успешную постановку эксперимента.

Ключевые слова: нелинейная электродинамика, поляризация вакуума, прецизионные измерения.

Долгое время нелинейная электродинамика вакуума [1] воспринималась как абстрактная теоретическая модель. Однако современный уровень лазерной техники открывает возможности постановки экспериментов по обнаружению эффектов, предсказываемых нелинейной электродинамикой.

В научной литературе уже обсуждался целый ряд различных экспериментов, направленных на обнаружение и изучение эффектов нелинейной электродинамики [2–11]. К числу интересных эффектов, предсказываемых нелинейной электродинамикой, относится и эффект поляризации вакуума в сильном магнитном поле [12]. Несмотря на то что при достижимых в земных лабораториях электрических и магнитных полях нелинейные поправки к уравнениям Максвелла очень малы и наблюдать вызываемые ими эффекты достаточно сложно, тем не менее современный уровень лазерной измерительной техники позволяет надеяться на успешное их обнаружение.

Как показано в [1], первые два члена разложения нелинейного лагранжиана электромагнитного поля в вакууме по малым параметрам $(\mathbf{B}^2 - \mathbf{E}^2)/B_0^2$ и $(\mathbf{BE})/B_0^2$ в гауссовой системе единиц имеют вид

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{8\pi}(\mathbf{B}^2 - \mathbf{E}^2) + \frac{\alpha}{360\pi^2 B_0^2}[(\mathbf{B}^2 - \mathbf{E}^2)^2 + 7(\mathbf{BE})^2], \quad (1)$$

где $B_0 = m^2 c^3 / e\hbar = 4.41 \times 10^{13}$ Гс; $\alpha = e^2 / \hbar c \simeq 1/137$ – постоянная тонкой структуры; e – заряд электрона; m – его масса; c – скорость света.

Уравнения электромагнитного поля в нелинейной электродинамике, получаемые из этого лагранжиана, аналогичны уравнениям макроскопической электродинамики:

$$\text{rot}\mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \text{div}\mathbf{D} = 0,$$

В.И.Денисов, И.В.Кривченков. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

Н.В.Кравцов. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына при МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 13 мая 2003 г.

$$\text{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \text{div}\mathbf{B} = 0. \quad (2)$$

Однако уравнения, связывающие векторы \mathbf{D} и \mathbf{H} с векторами \mathbf{B} и \mathbf{E} , отличаются от уравнений линейной электродинамики и имеют следующий вид:

$$\mathbf{D} = 4\pi \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \mathbf{E}} = \mathbf{E} + \frac{\alpha}{45\pi B_0^2} [2(\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2)\mathbf{E} + 7(\mathbf{BE})\mathbf{B}], \quad (3)$$

$$\mathbf{H} = -4\pi \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \mathbf{B}} = \mathbf{B} + \frac{\alpha}{45\pi B_0^2} [2(\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2)\mathbf{B} - 7(\mathbf{BE})\mathbf{E}].$$

Видно, что уравнения (3) являются нелинейными, т. е. нарушается принцип суперпозиции для электромагнитных полей. Следствием этого является возможность поляризации вакуума. В псевдоримановом пространстве-времени с метрическим тензором g_0^{ik} распространение слабой электромагнитной волны \mathbf{E}_{las} происходит по геодезическим некоторого эффективного псевдориманова пространства-времени [13,14], метрический тензор g^{ik} которого зависит от поляризации этой волны, от метрического тензора g_0^{ik} исходного пространства-времени и от тензора внешнего электромагнитного поля F_{ik} [15]. Выражение для g^{ik} имеет вид

$$g^{ik} = g_0^{ik} + \frac{7\alpha}{45\pi B_0^2} F^{in} F_{nk} \quad (4)$$

для медленной нормальной моды (когда плоскость поляризации волны $\mathbf{E}_{\text{las}} \parallel \mathbf{B}$) и

$$g^{ik} = g_0^{ik} + \frac{4\alpha}{45\pi B_0^2} F^{in} F_{nk} \quad (5)$$

для ортогональной ей (быстрой) нормальной моды (если $\mathbf{E}_{\text{las}} \perp \mathbf{B}$).

Представим, что линейно поляризованная световая волна \mathbf{E}_{las} ($\mathbf{E}_{\text{las}} \parallel \mathbf{H}$) с волновым вектором \mathbf{k} проходит через некоторую область с характерными размерами L , в которой действует сильное однородное магнитное поле, причем $\mathbf{B} \parallel \mathbf{z}$ и $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$. В этом случае электромагнитная волна приобретет дополнительную разность хода относительно волны, прошедшей по тому же пути в отсутствие магнитного поля [16]:

$$\Delta L = \frac{7\alpha B^2 L}{90\pi B_0^2}. \quad (6)$$

Здесь полагается, что амплитуды внешних полей значительно больше амплитуды поля лазерного излучения, а частоты внешних полей много меньше частоты световой волны.

Оценим величину ΔL . В настоящее время получение сверхсильных стационарных магнитных полей в относительно большом объеме (с характерным размером порядка нескольких сантиметров) достаточно сложно. Тем не менее согласно [17] в области с линейным размером 5 см можно получить магнитное поле порядка 3×10^5 Гс. Подставив эти значения в формулу (6), найдем $\Delta L \simeq 0.9 \times 10^{-19}$ см.

Непосредственное измерение столь малых величин является весьма проблематичным. Однако положение может резко измениться, если воспользоваться методикой, применяемой при регистрации гравитационных волн по проекту LIGO [18]. Эта методика основана на многократном увеличении разности хода пробных волн в двухлучевом интерферометре Майкельсона при включении в его состав высокодобротных интерферометров Фабри–Перо. В этом случае чувствительность измерительной схемы возрастает в $2N$ раз, где

$$N = \frac{\pi(\tau_0 R)^{1/2}}{1 - \tau_0 R}; \quad (7)$$

$1 - \tau_0$ – потери в интерферометре; R – эффективный коэффициент отражения зеркал интерферометра.

Такая же методика может быть использована и при регистрации двулучепреломления вакуума. Принципиальная схема эксперимента поясняется на рис. 1. Линейно поляризованное излучение высокостабильного одночастотного лазера направляется в интерферометр Майкельсона, в плечах которого расположены высокодобротные интерферометры Фабри–Перо длиной L_0 . Внутри одного из интерферометров создается сильное магнитное поле, направление которого совпадает с вектором поляризации поля световой волны. Высокая доброт-

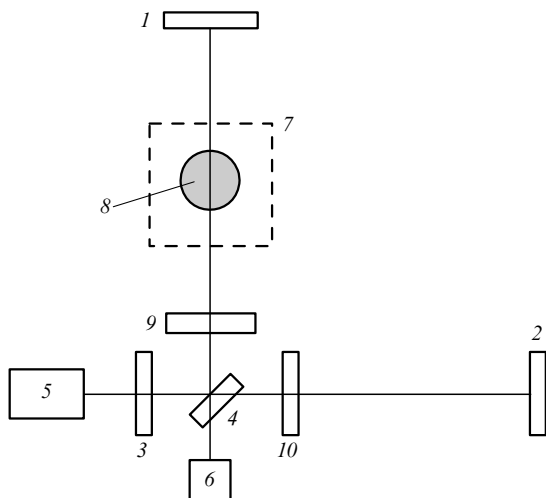


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента: 1–3 – зеркала интерферометра Майкельсона; 4 – делительная пластина; 5 – лазер; 6 – фотоприемник; 7 – вакуумная камера; 8 – область, в которой создано магнитное поле; 1, 9 и 2, 10 – зеркала, образующие интерферометры Фабри–Перо.

ность интерферометров обеспечивает $2N$ -кратное прохождение базы интерферометра световой волной. Следствием этого является увеличение разности хода двух световых пучков в $2N$ раз.

Оценим возможность измерения столь малых величин, используя систему регистрации, разработанную при выполнении проекта LIGO. Как известно [18], в настоящее время в США уже создан лазерно-интерферометрический детектор гравитационных волн, состоящий из интерферометра типа Майкельсона, в каждое из плеч которого входит высокодобротный интерферометр Фабри–Перо. Лазерное излучение в этих интерферометрах распространяется по трубам, в которых поддерживается вакуум на уровне 10^{-9} Тор. С помощью такого прибора уже в настоящее время можно зарегистрировать оптическую разность хода $\Delta L = 1.2 \times 10^{-14}$ см при $N = 30$. В ближайшее же время предполагается повысить чувствительность еще более чем на два порядка [18] благодаря использованию высококачественных диэлектрических зеркал. В [19] показана возможность создания интерференционных покрытий с коэффициентом отражения $R \simeq 0.99999$, откуда следует и возможность реализации интерферометра с $N \simeq 2 \times 10^5$.

В нашем случае (т. е. при регистрации двулучепреломления вакуума) возникающая на выходе интерферометра Майкельсона разность хода двух световых пучков

$$\Delta L = 2 \frac{7\alpha B^2 L N}{90\pi B_0^2}. \quad (8)$$

Используя приведенные выше значения параметров, входящих в эту формулу, получаем $\Delta L \simeq 2 \times 10^{-14}$ см. Отсюда следует, что можно надеяться на регистрацию эффекта двулучепреломления вакуума в магнитном поле.

Рассматриваемый эксперимент по регистрации двулучепреломления вакуума выгодно отличается от эксперимента по регистрации гравитационных волн тем, что допускает использование модуляционной методики: для надежной регистрации эффекта нелинейной поляризации вакуума регистрируемый сигнал модулируется известной частотой. Это может быть осуществлено несколькими способами. Первый из них заключается в периодическом перемещении магнита с частотой ~ 0.1 Гц и амплитудой несколько сантиметров. Более высокочастотную модуляцию можно реализовать при вращении плоскости поляризации лазерного излучения.

Наконец, не следует забывать о возможности использования импульсных магнитных полей, напряженность которых в лабораторных условиях может достигать нескольких мегагаусс [17]. Хотя частота повторения этих импульсов мала, квадратичная зависимость регистрируемого эффекта от напряженности магнитного поля привлекает внимание к реализации такой возможности. В случае использования импульсных магнитных полей необходимо выполнение следующего условия: $NL/c \ll \tau$ (где τ – длительность импульса магнитного поля). Очевидно, что это условие легко может быть достигнуто.

Таким образом, при современном уровне экспериментальной техники и использовании системы измерения разности оптических путей в плечах интерферометра, разработанной в рамках проекта LIGO, можно надеяться на успешное наблюдение нелинейных эффектов

взаимодействия лазерного излучения с внешним магнитным полем, предсказываемых квантовой электродинамикой.

Основной трудностью, преодоление которой необходимо для успешной регистрации эффекта вакуумного двулучепреломления, является, по-видимому, создание «настоящего» вакуума, т.е. откачка некоторого объема до чрезвычайно низкого давления. В противном случае эффект Коттон–Мутона в остаточном газе будет маскировать эффект, связанный с возникновением двулучепреломления вакуума в магнитном поле. Однако оценки (проведенные в предположении, что изменение ΔL из-за эффекта Коттон–Мутона в остаточном газе составляет менее 10 % от изменения ΔL из-за двулучепреломления вакуума) показывают, что требуемое давление остаточных газов не должно превышать $10^{-9} - 10^{-10}$ Тор [20], что вполне достижимо.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить глубокую благодарность А.Мелиссиносу (A.C.Melissinos, University of Rochester, USA) за любезное предложение рассмотреть возможности использования лазерных интерферометров LIGO для наблюдения нелинейных эффектов квантовой электродинамики.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-16598).

1. Heisenberg W., Euler H.Z. *Phys.*, **26**, 714 (1936).
2. Нарожный Н.Б. *ЖЭТФ*, **55**, 714 (1968).
3. Александров Е.Б., Ансельм А.А., Москалев А.Н. *ЖЭТФ*, **89**, 1181 (1985).
4. Розанов Н.Н. *ЖЭТФ*, **103**, 1996 (1993).
5. Denisov V.I. *Phys.Rev. D*, **61**, 036004 (2000).
6. Denisov V.I. *J. Opt. A*, **2**, 372 (2000).
7. Денисов В.И., Денисова И.П. *Оптика и спектроскопия*, **90**, 329 (2001).
8. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. *ЖЭТФ*, **74**, 1621 (1973).
9. Денисов В.И., Денисова И.П. *Оптика и спектроскопия*, **90**, 1023 (2001).
10. Денисов В.И., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Зубрило А.А., Пинчук В.Б. *Вестник Моск. ун-та. Физика, астрономия*, **5**, 51 (2000).
11. Burke D.L., Feld R.C., Horton-Smith G., Spencer J.E., Walz D., Berridge S.C., Bugg W.M., Shmakov K., Weidemann A.W., Bula C., McDonald K.T., Prebys E.J., Bamber C., Boege S.J., Koffas T., Kotseroglou T., Melissinos A.C., Meyerhofer D.D., Reis D.A., Ragg W. *Phys. Rev. Lett.*, **79** (9), 1626 (1997).
12. Гинзбург В.Л. *О физике и астрофизике* (М.: «Бюро-квантум», 1995, с. 81).
13. Денисов В.И., Денисова И.П. *Докл. РАН*, **378** (4), 463 (2001).
14. Денисов В.И., Денисова И.П., Кривченков И.В. *ЖЭТФ*, **122** (8), 227 (2002).
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (М.: Наука, 1988).
16. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1989, с. 650).
17. Херлах Ф. (Ред.) *Сильные и сверхсильные магнитные поля и их применения* (М.: Мир, 1988, с. 16).
18. Брагинский В.Б. *УФН*, **179** (7), 743 (2000).
19. Remppe G., Thopson R., Kimble H.J. *Opt. Lett.*, **17**, 363 (1992).
20. Rizzo C., Rizzo A., Bishop D.M. *Int. Rev. Phys. Chem.*, **16**, 81 (1997).