

Физическая аппаратура и её элементы

УДК 681.7.069.24: 53.088; 53.043

Лазерный акселерометр на основе автономного резонаторного датчика

Б. В. Мелкумян

Обсуждаются преимущества лазерного акселерометра с неподвижным содержимым. Он основан на новых явлениях динамического изменения моды излучения в жёстком лазерном резонаторе (без движущихся или напрягающихся при движении частей) при его ускоренном движении. Создан прототип автономного резонаторного датчика.

PACS: 01.65.+g, 03.30.+p, 07.60.Ly, 42.87.Bg

Ключевые слова: акселерометр, лазер, динамическое изменение моды излучения.

Введение

В данной работе обобщаются результаты [1—9], которые докладывались ранее. Определяется изменение фазы излучения в жёстком резонаторе (без движущихся или напрягающихся при движении частей) при его ускоренном движении. Исследуемые явления динамического изменения фазы и частоты излучения не зависят от свойств однородной среды в резонаторе, поскольку в окончательном выражении для фазы нет зависимости от (ϵ ; $\mu = \text{const}$). Наблюдается «инертность» излучения при ускоренном движении линейного лазерного резонатора, которая заключается в сильном искажении входного сигнала ускорения.

Практической целью исследований является создание нового типа акселерометра по патенту [1]. Например, на основе линейного полупроводникового лазера, как в лазерной указке. Такой автономный резонаторный датчик (АРД) имеет габариты и энергопотребление меньше, чем у прецизионных механических акселерометров, свет из него наружу не выходит, и в нём нет движущихся или напрягающихся при движении частей.

Имеющиеся до автономного резонаторного датчика технические решения для измерения движения на основе линейного лазера можно сгруппировать в две основные группы и в третью группу, которая является комбинацией первых двух.

Это, с одной стороны, устройства с изменением оптического пути света при движении объекта [10—12] и, с другой стороны, устройства с изменением параметров материала датчика [13—17], через который проходит свет при акустическом воздействии на объект. Комбинированные датчики — это технические решения по [18—20]; они измеряют акустическое воздействие или вибрацию объектов, но наличие напрягающихся или движущихся частей ограничивает область их применения и надёжность.

Таким образом, используемые в настоящее время акселерометры на основе линейного лазера содержат в качестве чувствительного элемента напрягающиеся или движущиеся прозрачные части, через которые проходит свет при движении объекта, что ограничивает область их применения. При этом основные систематические погрешности механического акселерометра остались вместе с его основными движущимися элементами, а само изделие не стало проще или точнее.

Уравнение движения для излучения в линейном резонаторе

АРД, или ардатчик, закреплённый на движущемся объекте, производит автономное измерение его неравномерного движения относительно

Мелкумян Баграт Владимирович, докторант¹, доцент².

¹Институт общей физики РАН.

Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.

²Московский университет им. С. Ю. Витте.

Россия, 115432, Москва, 2-й Кожуховский проезд, 12.

Тел. (495) 500-03-63, доб 41-29.

E-mail: bgo@bk.ru

Статья поступила в редакцию 6 августа 2014 г.

© Мелкумян Б. В., 2014

инерциальной системы отсчёта. Он резонаторный, так как чувствительным элементом является спектр стоячих волн в жёстком резонаторе. Модовый состав излучения в резонаторе изменяется в зависимости от величины и характера действующего линейного ускорения.

Рассмотрим движение поля с жёсткой фазовой структурой или с определёнными граничными условиями, определяющими собственную систему отсчёта. Радиус-вектор \mathbf{r} в собственной системе отсчёта резонатора связан с радиус-вектором \mathbf{r}_0 той же точки определённой фазы излучения в инерциальной системе отсчёта соотношением

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 - \mathbf{S}(t); \quad (1)$$

где $\mathbf{S}(t)$ — вектор перемещения с непостоянной скоростью $\mathbf{v}(t) = \dot{\mathbf{S}}(t)$ для любой точки фазового скелета *от начала отсчёта инерциальной системы*.

Можно показать [7], что оператор «набла» в неравномерно движущейся системе не изменится с учётом (1), а частная производная по времени в неравномерно движущейся системе отсчёта станет зависимой от $\dot{\mathbf{S}}(t)$.

Волновое уравнение для фазы электрического и магнитного полей, измеренных в собственной неинерциальной системе отсчёта, выраженное в координатах инерциальной системы отсчёта, относительно которой происходит движение, примет следующий вид:

$$\Delta_0 \Phi = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \left(\dot{\mathbf{S}}(t) \cdot \vec{\nabla}_0 \right) \right\}^2 \Phi. \quad (2)$$

Как видим, в правой части (2) к полной фазе излучения дважды применяется оператор частной производной по времени в неравномерно движущейся системе. Это уравнение в операторах неинерциального наблюдателя имеет тот же вид, что и волновое уравнение в неподвижной системе отсчёта в операторах инерциального наблюдателя.

Уравнения Максвелла в однородной, неподвижной относительно фазового скелета излучения среде оказываются инвариантными относительно преобразования (1), как и относительно любого другого линейного преобразования координат, в том числе преобразования Лоренца. Казалось, отсюда следует невозможность существования явлений оптодинамики [2] или динамического изменения фазы [7]. Это не так.

Во-первых, явления оптодинамики, или динамического изменения моды излучения, в том числе эффект Саньяка [5], наблюдаются. Во-вторых, преобразованных уравнений Максвелла или одного уравнения (2) мало для описания исследуемых явлений.

Так, волновое уравнение, которого обычно достаточно, записанное в виде (2), содержит несколько неизвестных функций: это полная фаза и три координаты вектора перемещения. Для определения зависимости полной фазы от вектора перемещения необходимо три (по необходимому числу базисных решений) уравнения.

Как и ранее в [2—9], при выводе уравнения движения для излучения в линейном резонаторе мы дополняем (2) двумя операторными уравнениями, а именно, для преобразования энергии и для преобразования действия при неинерциальном перемещении системы.

Получим уравнение для излучения в движущемся резонаторе из трёх уравнений. Первое — это волновое уравнение (2) в собственной неинерциальной системе отсчёта, выраженное в координатах инерциальной системы отсчёта, относительно которой происходит движение. Второе — уравнение преобразования энергии (5) для движущейся системы в операторном виде. Третье — уравнение преобразования величины действия (7) для движущейся системы в операторном виде (при неравномерном движении).

С учётом преобразования для энергии движущейся системы [21], преобразование Галилея для движущейся системы в операторной форме есть

$$\hat{E} = \hat{E}_0 - \left(\dot{\mathbf{S}} \cdot \hat{\mathbf{P}} \right). \quad (3)$$

Здесь: \hat{E} и \hat{E}_0 — операторы энергии поля в движущемся резонаторе и системе инерциального наблюдателя соответственно; $\hat{\mathbf{P}}$ — оператор импульса поля в собственной системе, а $\dot{\mathbf{S}}(t) = \mathbf{v}(t)$ — скорость резонатора относительно инерциальной системы отсчёта.

Механического свидетеля инерциальной системы здесь нет. Определение ускорения происходит при регистрации разностного сигнала от двух неидентичных компонент излучения, после их сведения на фотоприёмнике соответствующим образом.

Интерференция определяется изменением фазы и энергии излучения на выходах резонатора, ускоренно движущегося относительно инерциального наблюдателя.

Задачу собственных функций — собственных значений (3) решаем для функций напряжённости электромагнитного поля (4):

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot \exp[-i \cdot \Phi(t; \vec{r})]. \quad (4)$$

Учитывая известный вид операторов энергии и импульса, в единицах \hbar уравнение (3) примет форму (5) для энергии $E = \hbar \cdot \omega(t; \vec{r})$:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + (\dot{\mathbf{S}} \cdot \vec{\nabla}_0) \Phi = \omega(t; \mathbf{r}). \quad (5)$$

В отличие от случая малых ускорений [2], в уравнении (5) для изменения энергии при движении резонатора мы не будем считать частоту излучения постоянной величиной.

Изменение частоты излучения $\omega(t; \vec{r})$ со временем и от точки к точке предполагает включение (для законов сохранения) в зависимости от внешних условий, той или иной компоненты, или моды излучения. Для изменения величины действия поля $A(t; \mathbf{r})$ при движении резонатора запишем уравнение (6), где $A(0) = A(t=0; \mathbf{r})$:

$$A(t; \mathbf{r}) = A(0) - (\mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{P}}); \quad (6)$$

В единицах \hbar уравнение (6) примет вид

$$\Phi = \Phi(0) + (\mathbf{S} \cdot \vec{\nabla}_0) \Phi; \quad (7)$$

где $\Phi(0) = \Phi(t=0; \mathbf{r})$ — это начальное распределение фазы излучения.

Обобщённое уравнение для фазы излучения в ускоренной системе относительно покоящейся примет вид:

$$\begin{aligned} \ddot{\Phi} - \left\{ \frac{1}{2} \cdot (\ddot{S}^2) \right\} \cdot \Delta_0 \Phi = \\ = \dot{\omega} - (\dot{\mathbf{S}} \cdot \vec{\nabla}_0) \omega - (\ddot{\mathbf{S}} \cdot \vec{\nabla}_0) \Phi(0). \end{aligned} \quad (8)$$

Уравнение (8) соответствует одновременно выполнению соотношений (2), (5) и (7).

Для каждого неравномерного перемещения $\mathbf{S}(t)$ и начальной фазы $\Phi(0)$ уравнение (8) определяет допустимый спектр частот и спектр «векторов излучения» [22, 23], или собственных значений пространственной задачи, при неравномерном движении.

Окончательно, фаза излучения в прямоугольном резонаторе, движущемся с постоянным ускорением (a) есть

$$\begin{aligned} \Phi = \left[\omega_0 t - \left(\frac{\vec{a} \cdot t^2}{2} \cdot \vec{\nabla} \right) \tilde{\Phi}(0; \vec{r}) \right] + \\ + i \cdot \left[T(t) + \frac{a^2 t^4}{6} \Xi^2 \right] \cdot \sin(\vec{\Xi} \cdot \vec{r}). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь в (9) функция $T(t)$ — это временная часть решения однородного уравнения для (8), а $\vec{\Xi}$ — «вектор излучения» из [7, 9, 22, 23], который является собственным значением пространственной части решения однородного уравнения для (8). Исследуемые явления динамического измене-

ния фазы и частоты излучения не зависят от свойств однородной среды в резонаторе, поскольку при одновременном выполнении (2), (4) и (6) в (7) пропадает зависимость от $(\epsilon; \mu = \text{const})$.

Подчеркнём, что «инертность» излучения при ускоренном движении линейного лазерного резонатора заключается в сильном искажении, согласно предложенной теории и экспериментальным результатам, функции входного сигнала ускорения от времени. В зависимости от воздействия, функция отклика АРД перестаёт замечать постоянное внешнее ускорение 1 g через 1 ms и $0,1 \text{ g}$ — через 100 ms , соответственно. Время нарастания первого максимума функции $T(t)$ после возведения в экспоненту составляет при ускорении $< 10^{-6} \text{ g}$ до сотни секунд при малой амплитуде.

Заключение

Исследуемые явления динамического изменения фазы и частоты излучения не зависят от свойств однородной среды в резонаторе.

Поскольку у АРД нет подвеса, измерять можно «в свободном падении» или зафиксировав АРД на граничной мембране исследуемого объема газа или жидкости.

АРД также имеет на выходной характеристике нелинейные части, но не содержит в своём составе механические или электромагнитные устройства смещения рабочей точки. Управлять приходится только блоком питания и обработкой выходного сигнала.

Автор выражает свою глубокую благодарность А. А. Рухадзе и участникам руководимого им семинара в Институте общей физики им. А. М. Прохорова РАН за полезные замечания и плодотворные обсуждения.

Литература

1. Melkounian B. V. Method and device for autonomous measurement of an irregular movement based on resonatory sensor. Application № 08/568,815; priority date: Dec. 07, 1995; US patent № 5,652,390; date of patent: July 29, 1997. Class: 073-657.000.
2. Melkounian B. V. // Proceedings of SPIE. 2000. V. 4348. P. 4348-02.
3. Melkounian B. V. // Proceedings of SPIE. 2001. V. 4365. P. 4365-28.
4. Melkounian B. V. // Proceedings of SPIE. 2002. V. 4627. P. 4627-37.
5. Melkounian B. V. // Proceedings of SPIE. 2005. V. 5978. P. 59781Q-1
6. Melkounian B. V. // Proceedings of SPIE. 2007. V. 6736. P. 67360B-1

7. Melkounian B. V. // Proceedings of the 11th Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. Ed. V. A. Bityurin, Moscow, Joint Institute of High Temperature of RAS, (2012), P. 366.
8. Melkounian B. V. // The 12th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics (Abstracts), Moscow, 26—28 March (2013), Joint Institute of High Temperature of RAS. P. 126.
9. Melkounian B. V. // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2014. V. 41. No. 2. P. 35.
10. Sugimoto Hiroshi. US patent No. 4,768,381; date of patent: Sep. 6, 1988. Class 073-657.000 et al.
11. Makowski M. David. US patent No. 4,905,519; date of patent: Mar. 6, 1990. Class 073-657.000 et al.
12. Gergely John S. US patent No. 4,922,095; date of patent: May 1, 1990. Class 250-227.17 et al.
13. Seidel Helmut; Deimel Peter. US patent No. 4,848,871; date of patent: Jul. 18, 1989. Class 350-96.29 et al.
14. Keck Roland; Kruger Bertold. US patent No. 5,153,677; date of patent: Oct.6, 1992. Class 356-358.
15. Chan Helen L.W.; Chiang Kin S. US patent No. 5,297,436; date of patent: Mar. 29, 1994. Class 073-657.000 et al.
16. Shajenko Peter. US patent No 4,422,167; date of patent: Dec. 20, 1983. Class 367-149 et al.
17. Twerdochlib Michael. US patent No. 4,900,919; date of patent: Feb. 13, 1990. Class 250-227 et al.
18. Killian Kevin M. US patent No. 4,900,918; date of patent: Feb. 13, 1990. Class 250-227.
19. Finch George W.; Udd Eric. US patent No. 4,534,222; date of patent: Aug. 13, 1985. Class 73-653 et al.
20. Couch Robert D.; Lenderking Bruce N. US patent No. 4,408,495; date of patent: Aug. 11, 1983. Class 73-655 et al.
21. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. — М.: Наука, 1973.
22. Мелкумян Б. В. // Прикладная физика. 2014. № 3. С. 17.
23. Мелкумян Б. В. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 3. С. 322.

Laser accelerometer on base of the autonomous resonator sensor

B. V. Melkounian

A. M. Prokhorov General Physics Institute, RAS
38 Vavilov str., Moscow, 119991, Russia
E-mail: bgo@bk.ru

Received August 6, 2014

We discuss new phenomena of altering of the spatial-temporal characteristics of the components of standing waves of light in the cavity during accelerated motion of the cavity. The earlier theoretical results that provide to create the autonomous resonatory device — accelerometer with fixed content based on the patent of the author are summarized. The applications and the main benefits of its application are discussed.

PACS: 01.65.+g, 03.30.+p, 07.60.Ly, 42.87.Bg

Keywords: accelerometer, laser, mode, radiation.

References

1. B. V. Melkounian, Method and device for autonomous measurement of an irregular movement based on resonatory sensor. Application № 08/568,815; priority date: Dec. 07, 1995; US patent № 5,652,390; date of patent: July 29, 1997. Class: 073-657.000.
2. B. V. Melkounian, Proceedings of SPIE **4348**, 4348-02 (2000).
3. B. V. Melkounian, Proceedings of SPIE **4365**, 4365-28 (2001).
4. B. V. Melkounian, Proceedings of SPIE **4627**, 4627-37 (2002).
5. B. V. Melkounian, Proceedings of SPIE **5978**, 59781Q-1 (2005).
6. B. V. Melkounian, Proceedings of SPIE **6736**, 67360B-1 (2007).
7. B. V. Melkounian, in *Proceedings of the 11th Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics*. Ed. V. A. Bityurin, (Moscow, Joint Institute of High Temperature of RAS, 2012), pp. 366-372.
8. B. V. Melkounian, in *Proc. of The 12th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics*. (Moscow, 26 - 28 March 2013, Joint Institute of High Temperature of RAS), pp. 126-127.
9. B. V. Melkounian, Bulletin of the Lebedev Physics Institute, **41** (2), 35 (2014).
10. Hiroshi Sugimoto, US Patent No 4,768,381; date of patent: Sep. 6, 1988. Class 073-657.000 et al.
11. M. David. Makowski, US Patent No 4,905,519; date of patent: Mar. 6, 1990. Class 073-657.000 et al.
12. John S. Gergely, US Patent No 4,922,095; date of patent: May 1, 1990. Class 250-227.17 et al.
13. Helmut Seidel and Peter Deimel, US Patent No 4,848,871; date of patent: Jul. 18, 1989. Class 350-96.29 et al.

14. Roland Keck and Bertold Kruger, US Patent No 5,153,677; date of patent: Oct.6, 1992. Class 356-358.
15. Helen L.W. Chan and Kin S. Chiang, US Patent No 5,297,436; date of patent: Mar. 29, 1994. Class 073-657.000 et al.
16. Peter Shajenko, US Patent No 4,422,167; date of patent: Dec. 20, 1983. Class 367-149 et al.
17. Michael Twerdochlib, US Patent No 4,900,919; date of patent: Feb. 13, 1990. Class 250-227 et al.
18. Kevin M. Killian, US Patent No 4,900,918; date of patent: Feb. 13, 1990. Class 250-227.
19. George W. Finch and Eric Udd, US patent No 4,534,222; date of patent: Aug. 13, 1985. Class 73-653 et al.
20. Robert D.Couch and Bruce N. Lenderking, US Patent No 4,408,495; date of patent: Aug. 11, 1983. Class 73-655 et al.
21. L. D. Landau and E. M. Lifshits, Mechanics (Nauka, Moscow, 1973) [in Russian].
22. B. V. Melkounian, Prikladnaya Fizika, No. 3, 17 (2014),.
23. B. V. Melkounian, Uspekhi Prikladnoi Fiziki 2, 322 (2014).