

УДК 681.7.069.24:53.088

## “ВЕКТОР ИЗЛУЧЕНИЯ” УСКОРЕННОГО РЕЗОНАТОРА

Б. В. Мелкумян

*Обнаружены новые явления динамического изменения моды излучения в прямоугольном резонаторе при его ускоренном движении. Определены собственные значения пространственной задачи для однородного уравнения изменения фазы. Обсуждаются разрешённые направления излучения в неравномерно движущемся резонаторе.*

**Ключевые слова:** вектор излучения, действие, прямоугольный резонатор лазера, ускорение, фаза.

*Введение.* В данной работе обобщаются некоторые полученные ранее результаты [1–11]. Открыты новые явления “оптодинамики” [1], или “динамического изменения моды излучения” [2–4], которые проявляются при движении, как целого, поля с определённой фазовой структурой. Рассматривается движение поля без зарядов.

Обнаружено, что при неравномерном движении (вращении) линейного (кольцевого) резонатора параметры стоячей волны и её компонент изменяются, а излучение переходит на другую разрешённую при данном ускорении продольную или поперечную моду колебаний.

Практической целью проведённых исследований является создание нового типа лазерного акселерометра по патенту [5], 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.

*Однородная задача движения линейного резонатора.* Явления изменения состояния света или его полной фазы исследовались теоретически и экспериментально в неравномерно движущейся системе небольшого размера [6–8], когда, предварительно выстроенные друг относительно друга, все вещественные элементы резонатора лазера и элементы обрамления остаются неподвижными друг относительно друга за всё время движения.

Обычно состояние света в пространстве определяет функция эйконала. Здесь функция эйконала определяется изменением состояния (во времени и пространстве) ускоренного резонатора с излучением относительно собственной системы отсчёта. Фотоприёмник вместе со всеми остальными оптическими элементами обрамления также остаётся неподвижным относительно резонатора. При этом амплитуда поля излучения на выходе резонатора меняется во времени, что позволяет измерять ускорение в собственной системе отсчёта резонатора.

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

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

где  $\mathbf{S}(t)$  – вектор перемещения от начала отсчёта инерциальной системы любой точки фазового скелета с непостоянной скоростью  $\mathbf{v}(t) = \dot{\mathbf{S}}(t)$ . Причём точка над  $\mathbf{S}$  здесь и далее обозначает, как обычно, производную по времени вектора перемещения системы.

Можно показать [9], что с учётом (1) оператор “набла” не изменится

$$\vec{\nabla} = \left( \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) = \left( \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_0} \right) = \vec{\nabla}_0. \quad (2)$$

Знак  $\vec{\nabla}_0$  в (2) и далее означает оператор “набла” в произвольной инерциальной системе отсчёта. С другой стороны, можно показать, что с учётом (1) частная производная по времени в неравномерно линейно движущейся системе отсчёта равна

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} \right)_{\mathbf{r}} = \left( \frac{\partial}{\partial t} \right)_{\mathbf{r}_0} + (\dot{\mathbf{S}}(t) \cdot \vec{\nabla}_0). \quad (3)$$

При выводе операторного соотношения (3) учтено, что  $(\partial \mathbf{r}_0 / \partial t)_{\mathbf{r}} = \dot{\mathbf{S}}(t)$ .

С учётом (2) и (3) можно показать [9], что волновое уравнение для фазы полей, измеренных в собственной неинерциальной системе отсчёта, выраженных в координатах инерциальной системы отсчёта, относительно которой происходит движение, примет вид:

$$\Delta_0 \Phi = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (\dot{\mathbf{S}}(t) \cdot \vec{\nabla}_0) \right\}^2 \Phi. \quad (4)$$

Здесь  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $\mu$  – магнитная проницаемость однородной неподвижной среды в резонаторе, а объёмная плотность электрического заряда  $\rho = 0$ .

Уравнение (4) определяет изменение состояния поля при поступательном движении резонатора через координаты инерциального наблюдателя. Оно эквивалентно одновременному выполнению уравнений Максвелла в линейно движущейся системе и выполняется как для координат векторов напряжённостей электрического и магнитного полей в резонаторе, так и для их полной фазы.

Как видим, в правой части (4) к полной фазе излучения дважды применяется оператор (3), и уравнение (4) в координатах (2) и (3) имеет тот же вид, что и волновое уравнение в неподвижной системе отсчёта в координатах инерциального наблюдателя.

Уравнения Максвелла в однородной, неподвижной относительно фазового скелета резонатора среде оказываются инвариантными относительно преобразования (1), как и относительно любого другого линейного преобразования координат, в том числе преобразования Лоренца. На первый взгляд, отсюда следует невозможность существования явлений оптодинамики (динамического изменения моды). Это не так.

Во-первых, явления динамического изменения моды излучения, в том числе эффект Саньяка в кольцевом лазере [10, 11], наблюдаются. Во-вторых, преобразованных уравнений Максвелла или одного уравнения (4), недостаточно для описания явлений динамического изменения моды.

Волновое уравнение, которого достаточно для определения фазы излучения при движении резонатора с постоянной скоростью, содержит в виде (4) несколько неизвестных функций: это полная фаза и три координаты вектора скорости.

Для определения зависимости фазы от вектора скорости необходимо три уравнения (по необходимому числу базисных решений).

При выводе уравнения неравномерного движения линейного резонатора мы дополняем (4) двумя уравнениями в операторном виде: для преобразования энергии и для преобразования действия системы при её неинерциальном перемещении. Мы записали преобразование Галилея для движущейся системы в операторной форме как

$$\hat{E} = \hat{E}_0 - (\dot{\mathbf{S}} \cdot \hat{\mathbf{P}}). \quad (5)$$

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

Уравнение (5) с учётом задачи “собственных функций – собственных значений” для энергии, когда  $\hat{E}\Psi = E\Psi$ , примет вид:

$$\left[ i\hbar \cdot \frac{\partial}{\partial t} + i\hbar \cdot \left( \mathbf{v}(t) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \right] \cdot \Psi = E \cdot \Psi, \quad (6)$$

где  $(i\hbar(\partial/\partial t))$  – оператор энергии, а  $(-i\hbar(\partial/\partial \mathbf{r}))$  – оператор собственного импульса поля в системе отсчёта, инерциальной до действия внешних сил.

Решение неоднородного дифференциального уравнения (6) для линейного резонатора мы искали в виде вектора напряжённости электрического поля:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cdot \exp[\mp i \cdot \Phi(t; \mathbf{r})], \quad (7)$$

где  $\Phi(t; \mathbf{r})$  – фаза поля или фаза “собственной функции” уравнения (6).

Учитывая, что для движущейся системы энергия  $E = \hbar\omega$  (здесь полагаем  $\omega = \text{const}$ ), получим из (6) уравнение для фазы  $\Phi(t; \mathbf{r})$  с постоянной правой частью в виде

$$\dot{\Phi} + (\mathbf{v}(t) \cdot \vec{\nabla})\Phi = \omega. \quad (8)$$

Решение (8) ищем в виде суммы:  $\Phi = \Phi_0 + \Theta(t; \mathbf{r})$ . Это решение ( $\Phi_0 = \omega \cdot t$ ) неоднородного линейного уравнения, равное линейной по времени части фазы, при  $\mathbf{v}(0) = 0$  плюс решение  $\Theta(t; \mathbf{r})$  однородного уравнения для нелинейной части фазы:

$$\dot{\Theta} + (\mathbf{v}(t) \cdot \vec{\nabla})\Theta = 0. \quad (9)$$

Поскольку ожидаем, что изменение состояния излучения компенсирует действие внешней силы, предполагаем, что решение уравнения (9) удовлетворяет условию

$$\Theta = -(\mathbf{S} \cdot \vec{\nabla})\Theta. \quad (10)$$

Уравнение (10) определяет изменение величины действия (action) в единицах  $\hbar$  для излучения при неравномерном движении его резонатора, где  $\mathbf{S}$  – вектор перемещения резонатора относительно инерциальной системы, а  $(-i\hbar\vec{\nabla})$  – оператор импульса.

Подчеркнём, что (9), (10) в таком виде несовместны с волновым уравнением (4) для фазы, так как при их выводе полагали, что при движении частота излучения  $\omega = \text{const}$ .

Необходимо прежде получить обобщённое уравнение для фазы, как в [2], а потом решать его однородную часть [9]. В данном сообщении представим решение упомянутой однородной части. Обсуждаем совместное решение (9) и (10) для нелинейной части фазы при малых ускорениях, когда можно предположить, что частота излучения не меняется.

Для преобразования (9) в волновое уравнение, его продифференцировали по времени и сделали подстановку (10). Так мы получили в [9] уравнение для нелинейной части фазы при поступательном движении резонатора, однородном начальном распределении фазы и постоянной частоте в виде

$$\ddot{\Theta} - \left\{ \frac{1}{2}(\ddot{\mathbf{S}}^2) \right\} \cdot \Delta\Theta = 0. \quad (11)$$

При выводе уравнения (11) выражение в скобках получено преобразованием:

$$\{(\dot{\mathbf{S}})^2 + (\mathbf{S} \cdot \ddot{\mathbf{S}})\} = \frac{d}{dt}(\mathbf{S} \cdot \dot{\mathbf{S}}) = \frac{1}{2} \cdot \frac{d}{dt} \left( 2 \cdot \mathbf{S} \cdot \frac{d\mathbf{S}}{dt} \right) = \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2}{dt^2}(\mathbf{S}^2). \quad (12)$$

В (11) коэффициент при лапласиане не зависит явно от направления воздействия, что приводит к разделению переменных  $\Theta(t; \mathbf{r}) = T(t) \cdot V(\mathbf{r})$  и к системе уравнений (13.1-2):

$$\begin{cases} \ddot{T}(t) + \frac{(\ddot{S}^2)}{2 \cdot \Lambda^2} \cdot T(t) = 0; & (13.1) \\ \Delta V(\mathbf{r}) + \frac{1}{\Lambda^2} \cdot V(\mathbf{r}) = 0. & (13.2) \end{cases}$$

Мы аналитически решили уравнение (13.1) для трёх типов движения:

$$\dot{\mathbf{v}}_1(t) = \vec{a} = \text{const}, \quad (14.1)$$

$$\dot{\mathbf{v}}_2(t) = \vec{a} + \vec{b} \cdot t; \vec{b} = \text{const}, \quad (14.2)$$

$$\dot{\mathbf{v}}_1(t) = \vec{a} \cdot \cos(f \cdot t + \varphi_0). \quad (14.3)$$

В этой работе представлены решения для величин вектора  $\vec{a}$  ускорения (14.1) и (14.3).

При движении с ускорением (14.2) решение схоже со случаем (14.1), но определяется функцией Бесселя с иным дробным индексом (не 1/4, а 1/6).

Например, в случае постоянного ускорения (14.1) решение (13.1) имеет вид:

$$T(t) = \frac{(\gamma \cdot t)}{0! \cdot 1} - \frac{(\gamma \cdot t)^5}{1! \cdot 5} + \frac{(\gamma \cdot t)^9}{2! \cdot 5 \cdot 9} - \frac{(\gamma \cdot t)^{13}}{3! \cdot 5 \cdot 9 \cdot 13} + \frac{(\gamma \cdot t)^{17}}{4! \cdot 5 \cdot 9 \cdot 13 \cdot 17} - \dots \quad (15)$$

В (15) параметр  $\gamma$  определяется скалярным произведением векторов  $\vec{a}$  и  $\vec{\Xi}$  как:

$$\gamma = \left(\frac{3}{8}\right)^{1/4} \cdot \sqrt{(\vec{a} \cdot \vec{\Xi})}, \quad (16)$$

где  $\vec{\Xi}$  – это вектор излучения (vector of radiation) [6].

При движении вида (14.3) уравнение (13.1) примет вид уравнения Матье

$$\ddot{T}(t) + \left\{ \frac{1}{2} [(\vec{a} \cdot \vec{\Xi}) \cdot \cos(f \cdot t)]^2 \right\} \cdot T(t) = 0. \quad (17)$$

Решение для (17) выражается через функцию Матье первого типа или  $se_m\{a, q, z\}$  как:

$$T(t) = ce_m \left\{ \frac{1}{4} \cdot \frac{(\vec{a} \cdot \vec{\Xi})^2}{f^2}, -\frac{0.125 \cdot (\vec{a} \cdot \vec{\Xi})^2}{f^2}, (f \cdot t) \right\}. \quad (18)$$

“Вектор излучения” ускоренного прямоугольного резонатора. Собственные значения разделительной постоянной  $\Lambda$  в уравнениях (13.1) и (13.2) определяются из общих соображений о симметрии фазовой структуры поля и условий на границах области определения объёмной части  $V(\mathbf{r})$  функции эйконала  $\Theta(t; \mathbf{r})$ . Разделив переменные для прямоугольного резонатора, получим для пространственной части

$$V(\mathbf{r}) = V_1(x) \cdot V_2(y) \cdot V_3(z) \quad (19)$$

три идентичных уравнения с соответствующими постоянными  $(\Lambda_i)$ , которые связаны соотношением:

$$\sum_{i=1}^3 (\Lambda_i)^{-2} = (\Lambda)^{-2}. \quad (20)$$

Левая сторона (20) определяет сумму квадратов координат, а правая – квадрат модуля “вектора излучения”:

$$\vec{\Xi} = \{\Lambda_1^{-1}; \Lambda_2^{-1}; \Lambda_3^{-1}\}. \quad (21)$$

Координаты вектора (21) — вещественные числа, поскольку граничные условия для  $V(\mathbf{r})$  в резонаторе требуют нулей этой функции на зеркалах. В то же время, при мнимых значениях  $\Lambda_i$  решения (13.2) выражаются через гиперболические функции  $\text{sh}(x_i)$ ,  $\text{ch}(x_i)$ , которые нигде не равны нулю. Начало отсчёта собственной системы координат резонатора расположено в его центре, а выходные зеркала перпендикулярны оси  $Y$ .

Общее решение уравнения (13.2) с учётом (19) и (21) для области конечного размера с отражающими границами примет вид:

$$V(\mathbf{r}) = C_1 \cdot \exp\{i(\mathbf{r} \cdot \vec{\Xi})\} + C_2 \cdot \exp\{i(\mathbf{r} \cdot (-\vec{\Xi}))\} = (V_+ + V_-). \quad (22)$$

В случае прямоугольного резонатора полупроводникового лазера компоненты  $(\Lambda_i)$  определяют вещественные компоненты вектора излучения (21). Внутри резонатора, когда  $\{-x_0 \leq x \leq x_0; -y_0 \leq y \leq y_0; -z_0 \leq z \leq z_0\}$ , одновременно выполняются условия:

$$V(\pm x_0; y; z) = 0; \quad (23a)$$

$$V(x; \pm y_0; z) = 0; \quad (23b)$$

$$V(x; y; \pm z_0) = 0. \quad (23c)$$

Из соображений о симметрии (см. рис. 1) полагаем, что для функции (22) в точках с радиус-векторами  $(\mathbf{r})$  и  $(-\mathbf{r})$  в резонаторе верно условие симметрии внутренней задачи:

$$V(\mathbf{r}) = -V(-\mathbf{r}). \quad (24)$$

Для выполнения условий симметрии (24) далее полагаем, что зеркала линейного резонатора имеют одинаковые коэффициенты отражения и пропускания.

Учитывая вид функции (22) в (24), получим условие (25) или (26):

$$C_1 \cdot \exp\{i(\mathbf{r} \cdot \vec{\Xi})\} + C_2 \cdot \exp\{i(\mathbf{r} \cdot (-\vec{\Xi}))\} = -[C_1 \cdot \exp\{i((- \mathbf{r}) \cdot \vec{\Xi})\} + C_2 \cdot \exp\{i(- \mathbf{r}) \cdot (-\vec{\Xi})\}], \quad (25)$$

$$(C_1 + C_2) \cdot \cos(\mathbf{r} \cdot \vec{\Xi}) = 0, \quad (26)$$

которые выполняются для каждой точки с радиус-вектором  $\mathbf{r}$  внутри резонатора, если

$$C_1 = -C_2 = C. \quad (27)$$

Общее решение (22) уравнения (13.2) внутри резонатора, где в каждой точке есть как  $V_+$ , так и  $V_-$ , с учётом (23а–с) и (27) примет вид:

$$V(\mathbf{r}) = (V_+ + V_-) = i \cdot 2C \cdot \sin(\mathbf{r} \cdot \vec{\Xi}). \quad (28)$$

Граничные условия (29а–с) с учётом (28) эквивалентны требованиям нуля синуса:

$$\pm x_0 \cdot \Xi_x = \pi \cdot k_x; \quad (29a)$$

$$\pm y_0 \cdot \Xi_y = \pi \cdot k_y; \quad (29b)$$

$$\pm z_0 \cdot \Xi_z = \pi \cdot k_z. \quad (29c)$$

Для резонатора с размерами  $(l_1 \times l_2 \times l_3)$ , когда  $\{x_0 = l_1/2; y_0 = l_2/2; z_0 = l_3/2\}$ , координаты и пространственный спектр вектора излучения  $\vec{\Xi}$  определяются соотношениями:

$$\vec{\Xi}_x = 2\pi \cdot k_x/l_1; \quad (30a)$$

$$\vec{\Xi}_y = 2\pi \cdot k_y/l_2; \quad (30b)$$

$$\vec{\Xi}_z = 2\pi \cdot k_z/l_3; \quad (30c)$$

где  $\{k_x; k_y; k_z\}$  — любые целые числа.

Собственные значения (30а–с) при граничных условиях (29а–с) в прямоугольном резонаторе без зарядов хорошо известны. С их помощью в канонических переменных определяются разрешенные уровни энергии и число мод в данном диапазоне частот [12].

Мы получили те же допустимые собственные значения как в [12] из другого исходного уравнения (11) и условия симметрии (24). Далее покажем, что собственные значения нашей пространственной задачи определяют разрешённые направления излучения в движущемся резонаторе и имеют смысл координат “вектора излучения”  $\vec{\Xi}$ .

Точки пространственных нулей  $\{\mathbf{r}^0 = (x^0; y^0; z^0) | \Theta(t; \mathbf{r}^0) = 0\}$  для решения пространственной части (11) в виде (28) должны удовлетворять условию нуля синуса. Эти точки образуют семейство прямых линий в пространстве, определяемых уравнениями (31)

$$(x^0 \vec{\Xi}_x) + (y^0 \vec{\Xi}_y) + (z^0 \vec{\Xi}_z) = \pi \cdot k_0 \quad (31)$$

при целых значениях  $\{k_x; k_y; k_z; k_0\}$ , как для (30а-с).

Из аналитической геометрии хорошо известно, что коэффициенты при координатах в уравнении прямой общего вида (31) являются координатами вектора  $(\vec{\Xi})$ , перпендикулярного этой прямой.

С другой стороны, снаружи резонатора условие симметрии (24) примет иной вид, так как с одной стороны выходного зеркала присутствует только компонента  $V_+(\mathbf{r}')$ , а в центрально-симметричной точке со стороны противоположного зеркала – только  $V_-(-\mathbf{r}')$ .

Для точки  $\mathbf{r}'$  снаружи резонатора в его собственной системе отсчёта условие симметрии внешней задачи примет вид:

$$V_+(\mathbf{r}') = -V_-(-\mathbf{r}'). \quad (32)$$

Условие (32) для (22) с учётом (27) всегда выполняется.

Точки  $\mathbf{r}'$  пространственных максимумов  $\{\mathbf{r}' = (x'; y'; z') | \Theta(t; \mathbf{r}') = \Theta_{\max}\}$  для решения пространственной части (11) в виде (28) должны удовлетворять условию максимума синуса или нуля косинуса:

$$2 \cdot \cos(\mathbf{r}' \cdot \vec{\Xi}) = 0. \quad (33)$$

Эти точки образуют прямые линии в пространстве, не проходящие через начало координат, определяемые условием (33) или уравнениями

$$(x' \cdot \vec{\Xi}_x) + (y' \cdot \vec{\Xi}_y) + (z' \cdot \vec{\Xi}_z) = \pi \cdot (k_0 + 1/2). \quad (34)$$

Уравнения (34) определяют положение рукавов излучения резонатора в пространстве при различных целых значениях  $\{k_x; k_y; k_z; k_0\}$ .

Таким образом, для полупроводникового лазера с ускоренным прямоугольным резонатором уравнения прямых линий (31) определяют все точки пространства, в которых фаза  $\Theta$  равна нулю. В них прекращается излучение при ускорении резонатора при различных уровнях энергии накачки или при различных целых значениях  $\{k_x; k_y; k_z; k_0\}$ .

Соответственно, уравнения (34) определяют пространственное распределение точек с максимальным значением  $\Theta$  излучения вокруг резонатора.



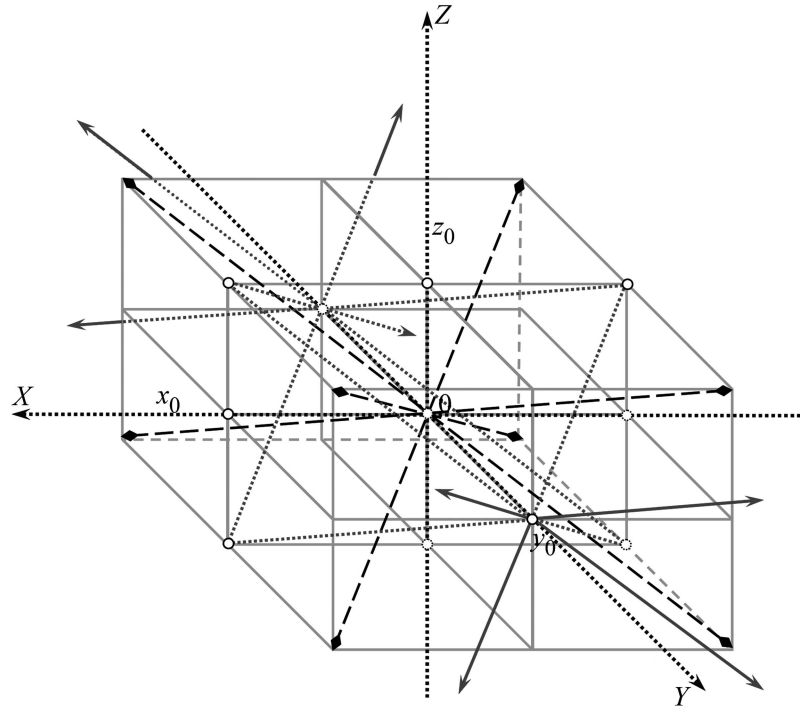


Рис. 1: Фазовый скелет излучения в ускоренном прямоугольном резонаторе при  $k_0 = 0$ .

Пространственный вектор вектора излучения задаёт возможные для данного источника направления излучения при данном движении подобно тому, как собственный импульс материальной точки задаёт направление её движения при взаимодействии.

На рис. 1 представлены геометрические места точек в системе прямоугольного резонатора, удовлетворяющих уравнениям (31) и (34). Представлена собственная система отсчёта резонатора с началом координат “0” в центре резонатора; ось  $Y$  направлена вдоль оси симметрии лазерного излучения, а четыре боковые плоскости резонатора, перпендикулярные осям  $X$  и  $Z$ , – это плоскости полного внутреннего отражения.

Изображены линии нуля фазы  $\Theta(t; \mathbf{r})$  при минимальном значении целого числа  $k_0$ ; они проходят через начало координат, вдоль диагоналей резонатора (чёрные пунктиры).

На рис. 1 линии из серых точек и сплошные стрелки снаружи резонатора составляют ломаные линии максимумов  $\Theta(t; \mathbf{r})$  при минимальных значениях целого числа  $k_0$ . Они проходят в 2-х диагональных плоскостях резонатора по сторонам двух ромбов внутри резонатора (и никогда — по общей диагонали ромбов), вершины которых лежат на серединах боковых рёбер резонатора и в центральных точках выходных зеркал. Снаружи линии эйконала (при  $k_0 = 0$ ) формируют восемь рукавов излучения, выходящих по четыре из центра каждого выходного зеркала.

Чтобы не усложнять рисунок, изображён случай, когда оптические показатели преломления среды внутри и снаружи резонатора равны друг другу.

В ускоренном прямоугольном резонаторе полупроводникового лазера нет излучения вдоль оси  $Y$ , точки которой не удовлетворяют уравнению (34). Оси координат  $XYZ$  на рис. 1 представлены линиями из темных точек.

В полупроводниковых лазерах: на пороге генерации в центре выходного зеркала всегда возникает, прежде всего, косой выходной луч в диагональной плоскости, который занимает одно из положений, обозначенных на рис. 1 сплошными стрелками. Это наблюдается, но не объясняется.

При дальнейшем повышении тока генерации возникают все четыре рукава резонатора на каждом выходном зеркале. Они выходят из центральных точек зеркал, не занимают краёв и не имеют отношения к дифракции на малой апертуре.

Дальнейшее увеличение тока приводит к выходу излучения с почти всей площади зеркала, но по оси  $Y$  генерации нет никогда, что приводит к неадекватной интерпретации явлений в полупроводниковом лазере.

Получив пространственный спектр вектора излучения, необходимо вспомнить, что этот вектор определяет собственные значения не только пространственной, но временной части решения уравнения (11), согласно (13.1) и (13.2). Поэтому появляется зависимость между известными собственными значениями вектора излучения и вектором ускорения.

Можно показать, что каждому значению ускорения неравномерного движения резонатора соответствуют свои характерные частоты и своё направление излучения, и при малом движении резонатора перпендикулярно оси изменяются его поперечные моды.

*Заключение.* Дана теория нового явления изменения моды излучения в резонаторе при его ускоренном движении в предположении неизменной частоты излучения.

Определены собственные значения пространственной задачи для однородного уравнения изменения фазы. Обсуждаются разрешённые направления излучения в неравномерно движущемся резонаторе.

Идентификация вида выходных сигналов и параметров движения ускоренных резонаторов лазеров позволит создавать лазерные акселерометры нового типа и системы на их основе для измерения параметров движения в широких диапазонах.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] B. V. Melkounian, "Optodynamics Effects", Proc. SPIE **4348**, 11 (2000).

- [2] B. V. Melkounian, “Dynamic Changing of Laser Radiation Mode”, in *Proceedings of the 11th Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics, Moscow 2012*, Ed. by V. A. Bityurin (Joint Institute of High Temperatures of RAS, Moscow, 2012), p. 366.
- [3] B. V. Melkounian, “Light in Non-Inertial Reference Systems with Constant Phase Structure”, in *The 11th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics (Abstracts), Moscow, 2012* (Joint Institute of High Temperatures of RAS, Moscow, 2012), p. 131.
- [4] Б. В. Мелкумян, Инженерная физика № 4, 13 (2011).
- [5] B. V. Melkounian, “Method and device for autonomous measurement of an irregular movement based on resonatory sensor”. priority date: Dec. 07, 1995; US patent № 5,652,390; date of patent: July 29, 1997.
- [6] B. V. Melkounian, “Autonomous Laser Accelerometer for Platforms and Systems”, Proc. SPIE **6736**, 67360B (2007).
- [7] B. V. Melkounian, “Vibrosensor of New Generation”, Proc. SPIE **4627**, 214 (2002).
- [8] B. V. Melkounian, “Laser Accelerometer for Guidance and Navigation”, Proc. SPIE **4365**, 206 (2001).
- [9] B. V. Melkounian, “Classical Theory of Autonomous Laser Accelerometer”, Proc. SPIE **6736**, 67360D (2007).
- [10] B. V. Melkounian, “New Solutions for Autonomous Control and Navigation”, Proc. SPIE **5978**, 59781Q (2005).
- [11] Б. В. Мелкумян, Инженерная физика № 4, 3 (2011).
- [12] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика Т. II. Теория поля* (М., Физматлит, 2003), с. 178.

Поступила в редакцию 15 января 2014 г.