

ОПТИЧЕСКИЕ ВИХРИ ПОЛЯ МАЛОМОДОВОГО ВОЛОКНА И ИХ УГЛОВОЙ МОМЕНТ

А.В. Воляр, доктор физ.-мат наук, профессор

А.В. Фадеева, М.В. Абрамова

Введение

Исследования процесса лазерной генерации выявили удивительные свойства пучков Лагерра-Гаусса. На оси такого пучка выполняется требование равенства нулю действительных и мнимых частей напряженности электрического и магнитного полей:

$$\operatorname{Re} E_l(x, y, z) = 0; \operatorname{Im} E_l(x, y, z) = 0, \quad (1) \quad \operatorname{Re} H_l(x, y, z) = 0; \operatorname{Im} H_l(x, y, z) = 0 \quad (2)$$

(l – азимутальное число). Геометрический смысл этих уравнений заключается в том, что в поле лазерного излучения имеется линия узлов – пересечения двух поверхностей (1) и (2). По этой линии узлов перемещается точка поля с неопределенной фазой

$$\operatorname{tg} \phi = \operatorname{Im} E_l / \operatorname{Re} E_l = 0 \quad 0, \quad (3)$$

Такая сингулярность в математике называется точкой ветвления порядка l , а в физике получила название дислокации с топологическим зарядом l [2]. Если линия узлов и направление распространения поля совпадают, то такая сингулярность называется чисто винтовой дислокацией волнового фронта. Анализ структуры поля с чисто винтовой дислокацией показывает необычный вид фронта волны [3], который имеет вид прямого геликоида (поверхности винта). Расстояние между соседними одноименными лепестками геликоида равно длине волны. Обычно такую волну называют оптическим вихрем [2]. Вдали от оси эту волну можно считать почти плоской, в окрестности оси волна неоднородна и имеет как продольные E_z , так и поперечные E_l компоненты напряженности электрического поля. Такие необычные характеристики поля предполагают необычные свойства волны. В самом деле, поток энергии поля (1) можно определить как

$$\mathbf{P} = \frac{1}{2} [\mathbf{e} \times \mathbf{h}^* + \mathbf{e}^* \times \mathbf{h}] \quad (4)$$

А так как $e_z \neq 0$, $h_z \neq 0$, то в оптическом вихре свободного пространства присутствуют наряду с продольной компонентой и поперечные компоненты энергетического потока. Но в соответствии с определением момента импульса (углового момента) электромагнитного поля [4,1] имеем

$$\mathbf{M} = \mathbf{r} \times \mathbf{P}, \quad (5)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор некоторой точки поля. В общем случае оптический вихрь свободного пространства имеет M_z компоненту углового момента. Но тогда, если существует конкретный механизм преобразования электромагнитного углового момента в механический

момент импульса, оптический вихрь может захватывать микрочастицы, сообщать им вращательное движение при относительно низкой мощности излучения. Недавно авторы работ [5-8] сообщили о положительных результатах аналогичного эксперимента с микрочастицами эмульсий, диаметр которых составляет единицы микрон, а мощность лазерного излучения ~ 10 мВт.

Таким образом, отличительными чертами оптических вихрей в свободном пространстве от остальных полей являются: 1) наличие топологического заряда l , 2) отличные от нуля продольные компоненты E_z и H_z . Но поля маломодовых волокон также отвечают этим требованиям. Однако в оптических волокнах реализуются поля с абсолютными величинами E_z и H_z значительно большими, чем в оптических вихрях. Поэтому поля оптических волокон могут обладать свойствами, существенно отличающимися от оптических вихрей свободного пространства. Сразу оговорим, что проблема углового момента поля подразумевает три аспекта: 1) чисто электродинамическая задача об угловом моменте и его свойствах; 2) квантово-механическая задача о механизме преобразования электродинамического момента в механический момент; 3) технические и технологические проблемы использования свойств оптических вихрей волокон в оптоэлектронике, оптическом приборостроении и оптической связи.

В данной работе мы рассмотрим только некоторые свойства направляемых оптических вихрей маломодового волокна, связанные с электродинамическим проявлением углового момента поля.

1. Направляемые оптические вихри

Распространение света в неоднородной среде описывается векторным волновым уравнением, которое для осесимметричной неоднородной среды с показателем преломления $n=n(R)$ можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \{\nabla_t^2 + n^2 k^2 - \beta^2\} \mathbf{e}_t &= -\nabla_t (\mathbf{e}_t \cdot \nabla_t \ln n^2), \\ \{\nabla_t^2 + n^2 k^2 - \beta^2\} e_z &= -i\beta \nabla_t \ln n^2, \end{aligned} \quad (6)$$

где $k=2\pi/\lambda_0$, β — постоянная распространения моды, \mathbf{e}_t , e_z — поперечное и продольное электрическое поле соответственно ($\mathbf{e} = \mathbf{e}_t + e_z \hat{\mathbf{z}}$).

Обычно решение неоднородной задачи проводится на основе теории возмущений. Сначала находят решение так называемой скалярной задачи, когда правые части уравнений (6) приравнивают нулю, а решения записывают как $\tilde{\mathbf{e}}_{tlm}$, \tilde{e}_{zlm} , $\tilde{\beta}_{lm}$, m — радиальное квантовое число. В первом приближении решение имеет вид

$$\tilde{\mathbf{e}}_t, \tilde{e}_z \approx \mathbf{e}_t, e_z; \beta_{lm} = \tilde{\beta}_{lm} + \delta\beta_{lm}, \quad (7)$$

$\delta\beta_{lm}$ — поляризационная поправка.

Остановимся на случае ступенчатого профиля волокна:

$$n(R) = \begin{cases} n_{co}, R \leq l \\ n_{cl}, R > l \end{cases}, \Delta = (n_{co}^2 - n_{cl}^2) / 2n_{co}^2, \quad (8)$$

где n_{co} и n_{cl} — показатели преломления сердцевины и оболочки. Если параметр $\Delta \ll 1$ (маломодовое волокно), то частные решения уравнений (6) для $l \leq 1$ в циркулярно поляризованном базисе можно представить в виде основной [9,10] моды HE_{1l}^{\pm} с полем

$$\mathbf{e}_t^{\pm} = \mathbf{e}^{\pm} F_0(R) e^{i\beta_0 z}, \quad e_z = i \sqrt{2\Delta} / V G_0(R) e^{\pm i\varphi} e^{i\beta_0 z}, \quad (9)$$

двух устойчивых направляемых CV вихрей:

$$e_t^{\pm} = \mathbf{e}^{\pm} e^{\pm i\varphi} F_1(R) e^{i\beta_1 z}, \quad e_z^{\pm} = i \sqrt{2\Delta} / V e^{\pm i2\varphi} G_1^{\pm}(R) e^{i\beta_1 z}. \quad (10)$$

и двух симметричных мод, как совокупности двух неустойчивых IV вихрей

$$TE_{0l} \Rightarrow (IV_{-l}^+ + IV_{+l}^-)l/2, \quad TM_{0l} \Rightarrow (IV_{-l}^- - IV_{+l}^+)l/2. \quad (11)$$

где $e_t(IV_{\pm l}^{\pm}) = \{\mathbf{e}^{\pm} e^{\pm i\varphi} \cos \Delta\beta z - i\mathbf{e}^{\mp} e^{\mp i\varphi} \sin \Delta\beta z\} F_l^{\pm}(R) e^{i\beta_{\pm} z}$, $e_z(IV_{-l}^+) = i \sqrt{2\Delta} / V G_l^+(R) e^{i\beta_{-l} z}$,

$$e_t(IV_{-l}^-) = \{\mathbf{e}^{\pm} e^{\pm i\varphi} \cos \Delta\beta z - i\mathbf{e}^{\mp} e^{\mp i\varphi} \sin \Delta\beta z\} F_l^{\pm}(R) e^{i\beta_{\pm} z}, \quad e_z(IV_{-l}^-) = e_z(IV_{+l}^-)$$

$$F_l(R) = \frac{J_l(UR)}{J_l(U)}, R \leq l, \quad F_l(R) = \frac{K_l(WR)}{K_l(W)}, R > l, \quad G_l^{\pm}(R) = \frac{dF_l}{dR} \pm \frac{l}{R} F_l$$

$J_l(x)$ — функция Бесселя первого рода, l -го порядка, $R = \rho / \rho_0$, $K_l(x)$ — модифицированная функция Бесселя или функция Макдональда, поперечный волновдный параметр U находится из дисперсионного уравнения

$$\tilde{U} \frac{J_{l+1}(\tilde{U}R)}{J_l(\tilde{U})} = \tilde{W} \frac{K_{l+1}(\tilde{W}R)}{K_l(W)}; \quad V^2 = \tilde{U}^2 + \tilde{W}^2, \quad U = \tilde{U} + \delta U \quad (12)$$

δU — поляризационная поправка [11].

Из приведенных выражений следует, что в маломодовом волокне оптические вихри образуют поперечные и продольные поля, имеющие чисто винтовые дислокации волнового фронта. (В отличие от оптических вихрей свободного пространства, e_z и h_z компоненты которых могут не содержать дислокаций). Например, направляемый вихрь CV_{+l}^+ имеет чисто винтовую дислокацию поперечного поля с топологическим зарядом $l=+1$, а продольного поля — с топологическим зарядом $l=+2$.

Устойчивые вихри CV_l^\pm оптического волокна аналогичны пучкам Лагерра-Гаусса свободной среды (см. Введение). Однако для гладкого поля фундаментального гауссова пучка без сингулярностей уже нельзя провести такой простой аналогии с фундаментальной модой HE_{11}^\pm , поскольку продольная компонента этой моды имеет топологический заряд $l=+1$. Имеется ещё одно существенное различие оптических вихрей свободного пространства и маломодового волокна. Поля вихрей свободного пространства линейно поляризованы, и их распространение можно представить как поступательное движение геликоидального волнового фронта. В маломодовом волокне направляемые вихри циркулярно поляризованы, и их распространение в волокне представляется как ввинчивание поля вдоль оси z в среду волокна по часовой стрелке (для CV_{+l}^+ вихря) или против часовой стрелки (для CV_{-l}^- вихря). Такой принцип распространения вихрей в волокне позволяет управлять их затуханием (усилением) в среде, если вдоль направляющей “резьбы” в сердцевине волокна расположить активные поглощающие (излучающие) частицы.

2. Угловой момент вихрей

Уникальные свойства вихрей маломодовых волокон наиболее ярко проявляются в их электродинамическом угловом моменте поля. Циркулярно поляризованный вихрь имеет спиновый (поляризационный) угловой момент и орбитальный (топологический) угловой момент [1]. Кроме того, e_z компонента вихря также переносит топологический заряд, которому соответствует орбитальный момент. В невозмущенном устойчивом CV вихре эти угловые моменты суммируются, а различные участки поля остаются однородно поляризованными и имеют монотонно распределенный угловой момент.

Физическая ситуация меняется, если наряду с CV вихрем в волокне распространяется основная HE_{11} мода. Поперечное поле $e_t(HE_{11})$ моды не имеет сингулярностей и будет вытеснять с центра на периферию положение нуля $e_t(CV)$ поля, с которым связан топологический угловой момент. Кроме того $e_z(HE_{11}^+)$ поле имеет топологический заряд $l=+1$, а для $e_z(CV_{+l}^+)$ — $l=+2$. Возникает взаимодействие продольных e_z полей, в результате которого топологический заряд этой компоненты локализуется в двух точках с различными R . Проследим за этими процессами подробнее на примерах устойчивого CV и неустойчивого IV вихрей.

А. Возмущенный CV_{+l}^+ вихрь

Для построения структуры возмущенного CV_{+l}^+ вихря необходимо знать компоненты магнитного поля. В нашем случае

$$\mathbf{h} = -in_{co}(\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} \mathbf{e} . \quad (13)$$

Тогда, подставляя поля (9), (10) в (4) и (5), находим компоненты потока энергии вихря:

$$P_\varphi = -2K \{ F_1 G_1^- + a^2 F_0 G_0 + a(F_0 G_1^- + F_1 G_0) \cos(\Delta\beta_{01}z - \varphi) \} , \quad (14)$$

$$P_r = -2Ka(F_0 G_1^- - F_1 G_0) \sin(\Delta\beta_{01}z - \varphi) , \quad (15)$$

$$P_z = 2K \frac{V}{\sqrt{2\Delta}} \{ F_1^2 + a^2 F_0^2 + 2aF_1 F_0 \cos(\Delta\beta_{01}z - \varphi) \} , \quad (16)$$

где $K = \frac{I}{2c^2} (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} n_{co} \sqrt{2\Delta} / V, \Delta\beta_{01} = \beta_0 - \beta_1$.

Очевидно, что линии уровня $|\mathbf{P}|$ находятся как

$$(P_\varphi^2 + P_r^2 + P_z^2)^{1/2} = const . \quad (17)$$

Линии тока, как линии, касательные к которым совпадают по направлению с вектором \mathbf{P} , находим из уравнений

$$dx / P_x = dy / P_y ; dy / P_y = dz / P_z \quad (18)$$

Для невозмущенного СВ вихря ($a=0$) $P_r = 0$ и линии тока представляют собой совокупность спиральных траекторий вида

$$z = -\frac{V\rho_0}{\sqrt{\Delta}} \frac{F_1(R)}{G_1^-(R)} R\varphi \quad (19) \text{ с шагом } h = \frac{2\pi V\rho_0}{\sqrt{\Delta}} \frac{F_1(R)}{G_1^-(R)} R \quad (20)$$

максимальная энергия распространяется по траектории

$$\begin{aligned} \varphi &= \Delta\beta_{01}z \\ F_1(R) &= -aF_0(R) . \end{aligned} \quad (21)$$

Для возмущенных вихрей ($a \neq 0$) картина векторного поля существенно искажается.

Поперечный поток P_r имеет особые точки при

$$P_r = P_\varphi = 0 . \quad (22)$$

Совместное решение уравнений (14) и (15) при условии (22) дает три корня R_0, R_1, R_2

Корень $R_0 = 0$ соответствует особой точке типа центр основного поперечного потока P_r

Корень R_1 находится из уравнения $G_1^-(R_1) = aG_0(R_1)$, соответствует положению чистой винтовой дислокации продольной компоненты поля

описывается особой точкой типа центр индуцированного вихря. Третья точка с координатами $\varphi = \pi, R = R_2$ соответствует положению чисто винтовой дислокации поперечного \mathbf{e}_\perp поля и определяется из уравнения $F_\perp^+(R_2) = aF_\perp^-(R_2)$. Через эту особую точку типа седло проходит сепаратрисса. Линии тока определяются из дифференциального уравнения

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\varphi} = \frac{a(F_0^+G_1^- - F_1^+G_0^-) \sin(\Delta\beta_{01}z - \phi)}{F_1^+G_1^- + a^2 F_0^+G_0^- + a(F_0^+G_1^- + F_1^+G_0^-) \cos(\Delta\beta_{01}z - \phi)} \quad (23)$$

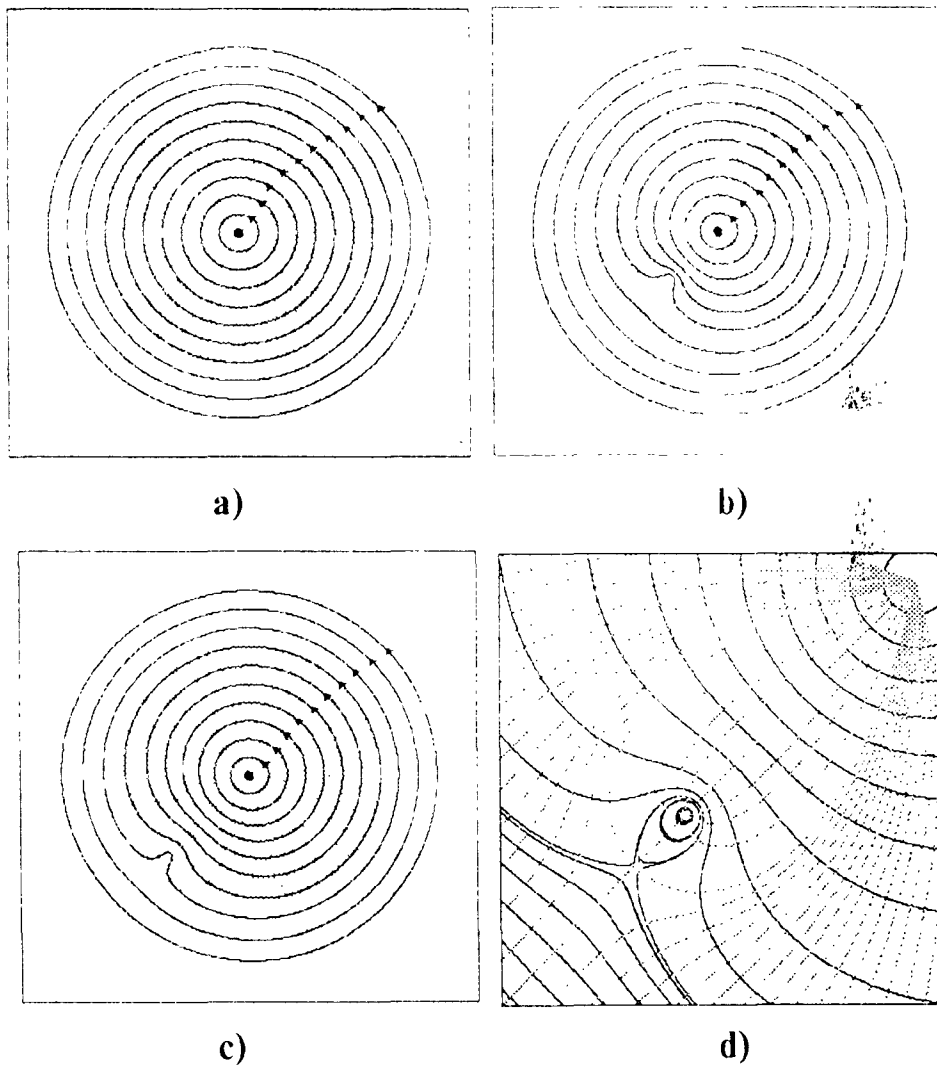


Рис.1. Линии тока поперечного вектора Пойнтинга для (V_{+j}^+) вихря на длине волокна $\delta\beta_{21}z = \pi/4$: а) $a=0$, б) $a=0.5$, в) $a=0.7$, серым цветом обозначена сердцевина волокна; д) окрестность индуцированного вихря при $a=0.5$, более светлым тоном обозначены линии, ортогональные к линиям тока \mathbf{P}_1 .

Решение этого уравнения представлено на рис.1 для различных типов возмущений. Увеличенное изображение линий тока (рис.1,d) представляет стационарное поле линий тока и ортогональных кривых для индуцированного вихря. По своей структуре это поле идентично полю линий тока невязкой жидкости, обтекающей вращающийся цилиндр [12].

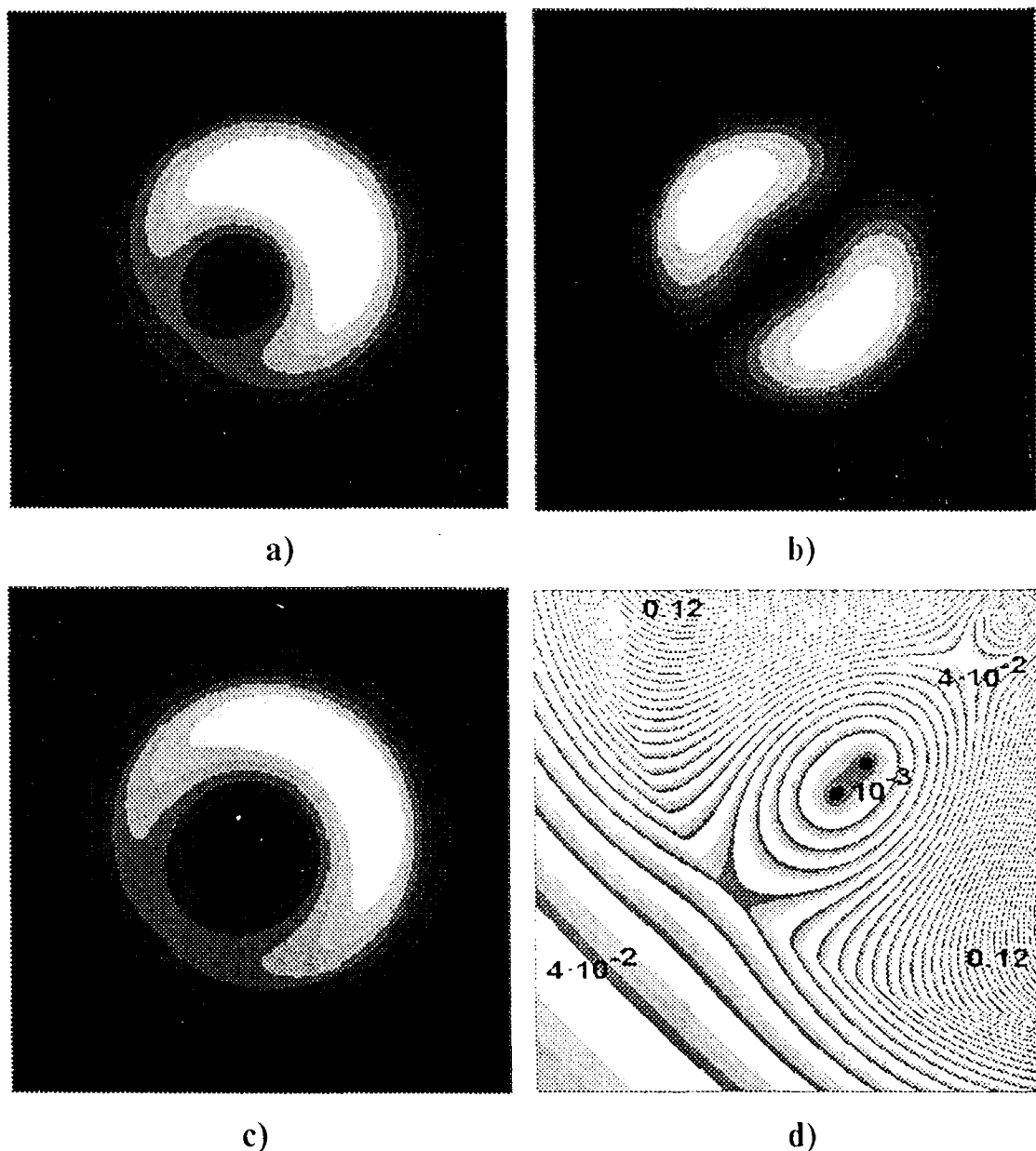


Рис.2. Распределение в поперечном сечении волокна $\delta\beta_{z1}z=\pi/4$: а) P_r , б) P_r , в) P_ψ д) линии уровня модуля P_r в окрестности индуцированного вихря (приведена нормированная величина $P_r/P_{r(\max)}$) для $C'V_{+1}^*$ вихря.

Оценка величин энергии, приходящейся на азимутальную компоненту вихря P_ϕ по отношению к z компоненте дает $|P_\phi|/|P_z|=4.32 \cdot 10^{-2}$. Доля энергии, сосредоточенная в индуцированном вихре по отношению к основному вихрю составляет $\approx 10^{-4}$. На рис.2 приведена карта линий уровня в поперечном сечении волокна для P_z и P_ϕ компонент электрического поля CV_{+l}^+ вихря.

В. Возмущенный неустойчивый $IV_{\mp l}^\pm$ вихрь

Чтобы экспериментально возбудить в волокне устойчивый CV_{+l}^+ вихрь достаточно в лазерном излучении создать поля с чисто винтовой дислокацией $l=+1$ и круговой поляризацией \hat{e}^+ , знак циркуляции которой совпадает со знаком топологического заряда l . Такой лазерный пучок, произвольно направленный на торец волокна, возбудит возмущенный CV_{+l}^+ вихрь. Что произойдет со структурой поля направляемого CV_{+l}^+ вихря, если знак топологического заряда l не совпадает со знаком циркуляции поляризации (спина)?

В маломодовом волокне возбудится неустойчивый IV_{+l}^- (или IV_{-l}^+) вихрь, возмущенный HE_{11} модой. Поле этого вихря задано выражениями (11,a) и (11,b). Этот вихрь содержит два топологических заряда $l=+1$ и $l=-1$ с противоположными циркуляциями поляризации. В процессе распространения этого вихря возникает обмен энергией между полями с противоположными топологическими зарядами. Присутствие возмущающего поля HE_{11} вносит небольшие искажения в процесс этого энергетического обмена.

Изучим структуру энергетического потока неустойчивого IV_{-l}^+ вихря. На основе выше рассмотренного метода запишем выражения для компонент вектора Пойнтинга:

$$P_\phi = -K \left\{ F_l G_l^+ \cos 2\Delta\beta z + a^2 F_0 G_0 + a(F_0 G_l^+ + F_l G_0) \cos \Delta\beta z \cos(\Delta\beta_l z - \varphi) \right\} \quad (24)$$

$$P_r = 2Ka(F_0 G_l^+ - F_l G_0) \cos \Delta\beta z \sin(\Delta\beta_l z - \varphi), \quad (25) \quad \Delta\beta_l = \beta_{2l} - \beta_0$$

$$P_z = K \frac{V}{\sqrt{2\Delta}} \left\{ F_l^2 + a^2 F^2 + 2aF_l F_0 \cos \Delta\beta z \cos(\Delta\beta_l z - \varphi) \right\} \quad (26)$$

В неустойчивом возмущенном IV_{+l}^- вихре не возникает индуцированный вихрь. Это связано с тем, что продольная e_z компонента этого поля не содержит дислокаций. Положение чисто винтовой дислокации основного поля можно определить из условия $P_z = 0$ при

$$\Delta\beta z - \varphi = \pi, F_1^2 + a^2 F_0 - 2F_1 F_0 \cos \Delta\beta z = 0. \quad (27)$$

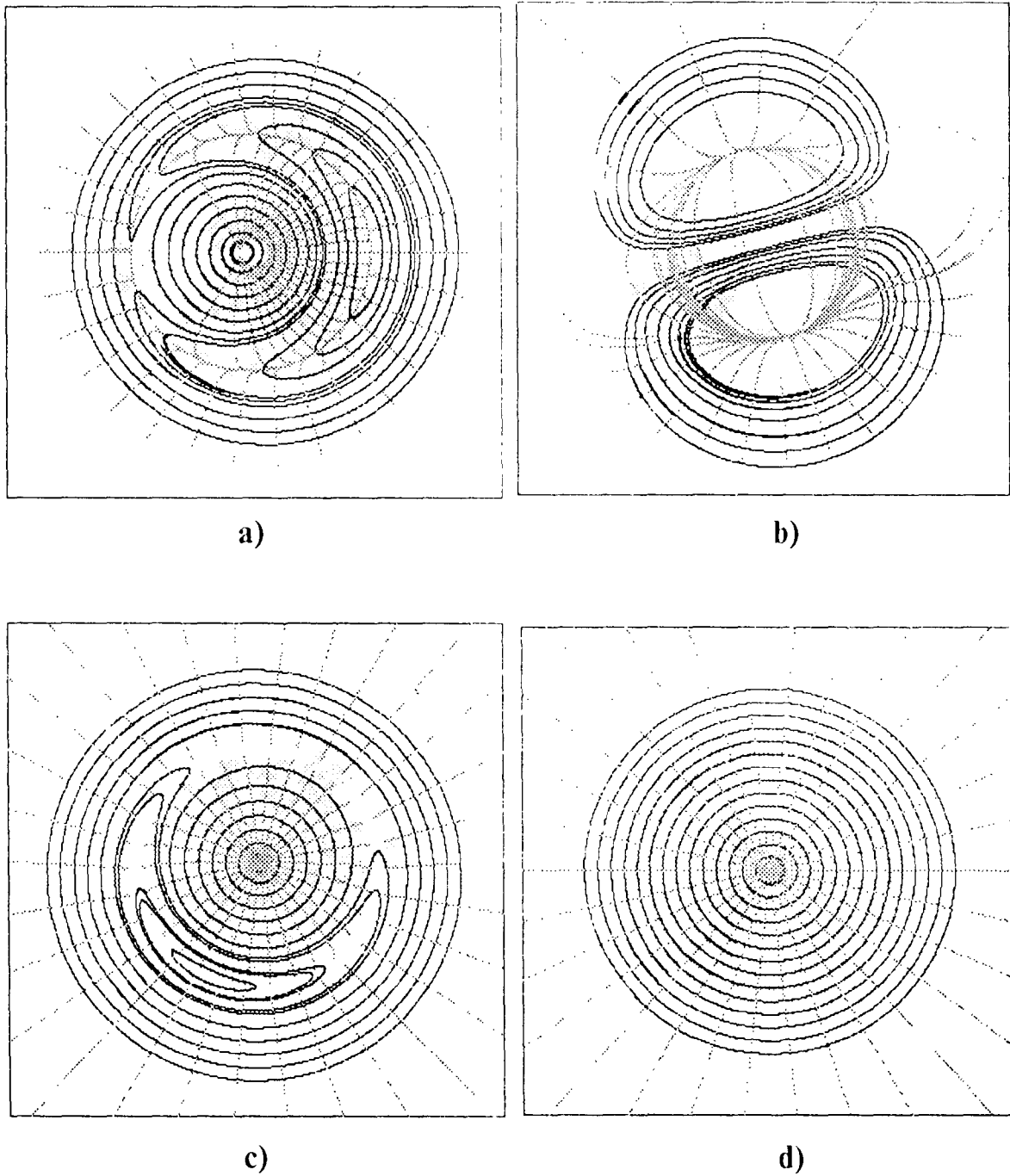


Рис.3. Линии тока F_1 и линии, ортогональные к ним для IV вихря, возмущенного HE_{11} модой ($a=0.3$): a) $\Delta\beta z=0$; b) $\Delta\beta z=\pi/4$; c) $\Delta\beta z=1.5\pi/4$; d) $\Delta\beta z=\pi/2$.

На длинах $z = 2\pi \cdot \Delta\beta$ дислокация вращается по окружности радиуса $R_0(aF_0(R_0) = F_1(R_0))$ со скоростью $w = \frac{d\varphi}{dz} \approx 10^4 c^{-1}$. При $z < \pi \cdot 2\Delta\beta$ траектория дислокации сматывается с окружности радиуса R_0 и уходит на бесконечность, а топологический знак вихря изменяется на противоположный. При $z > \pi \cdot 2\Delta\beta > \pi \cdot \Delta\beta$ траектория дислокации наматывается на ту же окружность. На длине $z = \pi \cdot \Delta\beta$ вновь произойдет смена знака топологического заряда.

Таким образом, процесс распространения IV вихря сопровождается сматыванием или наматыванием на обыкновенный аттрактор его фазовой траектории. Представить вид линии тока аналитически не удается. Однако результаты компьютерного расчета приведены на рис.3 в виде линий тока вектора P_r для различных длин волокна. Заметим, что при $a=0$ линии тока представляют собой концентрические окружности, направление вращения которых изменяется на противоположное при прохождении радиуса $R=0.83$. В окрестности сечения $z = \pi \cdot 2\Delta\beta$ картина линий может измениться и приобрести вид, приведенный на рис.3,в при любом сколь угодно малом возмущении $a \rightarrow 0$. В пространстве линии тока имеют вид спиралей с переменным шагом, закрутка которых изменяется при $z = \pi \cdot 2\Delta\beta$.

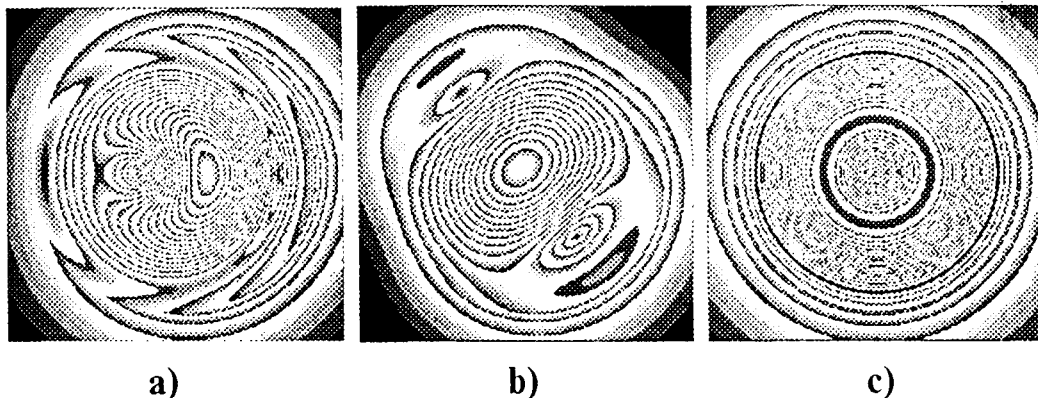


Рис.4. Линии уровня $|P_r|$ для IV вихря, возмущенного HE₁₁ модой ($a=0.3$): а) $\Delta\beta z=0$; б) $\Delta\beta z=\pi/4$; в) $\Delta\beta z=\pi/2$.

Вид карт линий уровня приведен на рис.4. По своим формальным признакам линии тока возмущенного P_r векторного поля аналогичны линиям тока невязкой жидкости в двухвалковой мельнице с цилиндрическими валками, вращающимися в противоположные стороны [13,14].

ВЫВОДЫ

Результаты исследования энергетической структуры оптических вихрей маломодового волокна показали, что в отличие от оптических вихрей свободного пространства CV и IV поля несут значительно энергетически больший азимутальный момент импульса. Это указывает на широкие возможности их практического использования в молекулярной инженерии.

Аномальный характер углового момента вихрей волокна связан с тем, что они имеют кроме чисто винтовых дислокаций поперечного поля также винтовые дислокации продольного поля с отличным от нуля топологическим зарядом.

Компьютерное исследование линий тока и линий уровня этих вихрей показывает их формальное сходство с поведением линий тока невязкой жидкости. Для возмущенного устойчивого CV вихря имеет место картина, характерная для одновалковой мельницы. Для возмущенного неустойчивого IV вихря реализуется картина линий тока, характерная для двухвалковой мельницы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Allen L., Beijersbergen M.W., Spreeuw R.J.C., Woerdman J.P. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes// *Phys. Rev. A* 1992. V.45. No 11. P.8185-8189.
2. Berry M. *Physics of defects //Les Houches Session XXXV. Amsterdam North-Holland* 1980. P.453-543.
3. Basistiy I.V., Bazhenov IV. Yu., Soskin M.S., Vasnetsov M.V. Optics of light beams with screw dislocations// *Opt. Comm.* 1993. V.103. P.422-428.
4. Beijersbergen M.W., Allen L., van der Veen H.E.L.O., Woerdman J.P. Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum// *Opt. Comm.* 1993. V.96. P.123-132.
5. Simpson N.B., Dholakia K., Allen L., Padgil M.J. The mechanical equivalence of the spiral and orbital angular momentum of light: optical spanners// *Opt. Lett.* 1997. V.22. N.1. P.52-54.
6. Friese M.E.J., He H., Heckenberg N.R., Rubinsztein-Dunlop H. Transfer of angular momentum to absorbing particles from laser beam with singularity// *SPIE proceeding.* 1995 V.2792. P.190-193.
7. Gahagan K.T., Swartzlander G.A. Optical vortex trapping of particles// *Opt. Lett.* 1996 V.21. N.11. P.827-829.
8. He H., Friese M.E., Heckenberg N.R., Rubinsztein-Dunlop H. Direct observation of transfer of angular momentum of absorptive particles from a laser beam with a phase singularity// *Phys Rev. Lett.* 1995. V.75. N.5. P.826-829.
9. Даршт М.Я., Зельдович Б.Я., Катаевская И.В., Кундикова Н.Д. Формирование единичной дислокации волнового фронта // *ЖЭТФ.* 1995. Т.107. В.5. С.1464-1472.

10. Воляр А.В., Фадеева Т.А. Вихревая природа мод оптического волокна: I. Структура собственных мод// Письма в ЖТФ. Т.22. В.8. С.57-62.
11. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М: Радио и связь. 1987. 656 с.
12. Жермен П. Механика сплошных сред. М: Мир. 1965. 253 с.
13. Постон Т., Стюарт И. Теория катастроф и ее приложения. М.: Мир. 1980. 607 с.
14. Волковыский Л.И., Лунц Г.Л., Араманович И.Г. Сборник задач по теории функций комплексного переменного М: Наука. 1975. 320 с.