

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ  
АКАДЕМИИ НАУК СССР**

(19—20 января 1972 г.)

19 и 20 января 1972 года в конференц-зале физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. Г. А. Аскарьян, Эффект самофокусировки.
2. В. Е. Захаров, Теория самофокусировки.
3. В. Н. Луговой, Теория распространения гигантских лазерных импульсов в нелинейной среде.
4. В. В. Коробкин, Экспериментальное исследование распространения мощного излучения в нелинейных средах.
5. В. И. Таланов, Некоторые вопросы теории самофокусировки.
6. А. Г. Литвак, Самофокусировка и волноводное распространение в плазме.
7. В. М. Елеонский, Л. Г. Оганесянц, В. П. Силин, Векторная структура электромагнитного поля в самофокусированных волноводах.
8. Э. Р. Мустель, Отождествление спектров сверхновых I типа и проблема преобразования элементов при вспышках сверхновых.
9. В. М. Кувшинов, Н. С. Никулин, А. Б. Северный, Круговая поляризация оптического излучения рентгеновских источников и галактик.

Ниже публикуется краткое содержание некоторых докладов.

**Г. А. Аскарьян.** Эффект самофокусировки. Эффект самофокусировки<sup>1а</sup> есть уменьшение расходимости (или, что то же, увеличение сходимости) мощного излучения в среде из-за различных нелинейных процессов. Все разновидности самофокусировки — следствия такого изменения расходимости. Пространственная распределенность самофокусировки аналогична появлению диэлектрического волновода; как известно<sup>2</sup>, волноводы бывают различной формы, состава, переменного сечения (например, давно известны волноводы сужением для усиления поля). Поэтому волноводная концепция самофокусировки является наиболее полной, если под волноводным распространением понимать уменьшение расходимости и сечение луча.

Два аспекта самофокусировки имеют наибольший практический интерес — волноводы большой длины (для передачи концентрированной энергии на большие расстояния) и сильное сжатие луча (для получения больших плотностей потоков).

Самосогласованное распространение излучения без расходимости было рассмотрено Талановым<sup>3</sup>. Таунсом с сотрудниками<sup>4</sup> и зарегистрировано в ряде экспериментов, например в эксперименте Таунса (см.<sup>5</sup>), где регистрировалось сильное уменьшение расходимости и сечение луча.

Протяженная нить может получиться и после сжатия или фокусировки луча. Впервые это наблюдал Пилипецкий с сотрудниками (см.<sup>6</sup>). Его эксперименты были первыми целенаправленными экспериментами по самофокусировке. Позже такие эксперименты были поставлены более расширенно<sup>7</sup>, были получены новые данные о влиянии близости фокуса к поверхности и показано, что расходимость нитей гораздо меньше дифракционной.

В последнее время появился ряд статей (см.<sup>8</sup>), в которых отмечено, что при мощностях гораздо больших пороговых из-за нелинейного поглощения в фокусах образуется так называемая многофокусная структура, причем в каждый фокус попадает мощность, близкая к так называемой пороговой  $P_{\text{пор}} \sim \lambda^2 c / n_2$  (определенной из компенсации

дифракционного расхождения нелинейной рефракцией<sup>4</sup>. Такое разбиение луча на околопороговые впервые отмечено в статье Таунса и др. (см. 4), где сказано, что «луч, мощность которого значительно выше пороговой, вероятно, разбивается на несколько лучей пороговой мощности». Этот процесс был рассмотрен также Беспаловым и Талановым<sup>9</sup>.

Следует отметить, что расчеты<sup>8</sup> были проведены для специального вида мгновенной нелинейности и область применения их не определена. Действительно, как показано Захаровым и др.<sup>10</sup>, вид решения существенно зависит от малого отклонения нелинейности от вида  $n_2 E^2$ . Это отклонение может быть связано с релаксацией, насыщением и иными видами нелинейности, в том числе и связанными с поглощением, что оценить в динамике крайне трудно из-за малого времени действия на вещества сильного поля движущегося фокуса. Это время  $t \approx z_{\text{фок}} / v_{\text{фок}} \approx 10^{-11} - 10^{-12}$  сек при скорости движения фокуса  $v_{\text{фок}} \approx 3 \cdot 10^9$  см/сек и длине фокусного пятна  $z_{\text{фок}} \approx 10^{-2}$  см. Но это время соизмеримо с релаксацией ориентации молекул, т. е. вблизи фокуса нельзя считать  $\delta n = n_2 E^2$ . За малое время не успевает произойти многофотонное поглощение. В случае сильного вынужденного комбинационного рассеяния также нельзя полагать  $\delta n = n_2 E^2$  из-за изменения показателя преломления колебательно возбужденными молекулами, имеющими иную поляризуюемость<sup>12</sup>. Все это делает некорректным рассмотрение процессов вблизи фокуса на основе решения задача с нелинейностью типа  $n_2 E^2$  и новыяснению применения этой теории к эксперименту.

Возможные решения в виде пульсирующего волновода<sup>10</sup> делают двусмысленной интерпретацию экспериментов<sup>11</sup> по многофокусной структуре.

Таким образом, вопрос о том, во что склоняется луч — в нить или систему фокусов, нельзя считать решенным. Вполне вероятно, что в определенном диапазоне условий имеется склонение в нить, в другом (например, при малых скоростях движения фокуса) — многофокусная структура, причем, возможно, и в этом случае после каждого фокуса будет прорастать волноводный отрезок нити из-за релаксации или возмущения среды.

Отметим, что дискуссия «нить или многофокусная структура» не затрагивает вопроса о волноводном ограничении расхождения луча, зарегистрированном во многих работах как в оптическом диапазоне, так и в радиодиапазоне в плазме (в последнее время такие эксперименты были выполнены Литваком с сотрудниками<sup>12</sup>).

Многофокусная структура крайне неэффективна для практики, так как распределяет энергию в большом объеме и не доводит ее на большие расстояния, поскольку мощность поглощается и рассеивается в фокусах, а доходит до приемника только мощность, близкая к пороговой, т. е. такая, какая попадает в один фокус. Поэтому расчеты по многофокусной структуре могут быть полезны как определяющие область условий, в которых не следует работать.

Энергию, передаваемую в один фокус или в волновод, можно увеличить, задав начальную расходимость луча  $\theta \gg \theta_{\text{диф}}$ , тогда условия схватывания будут  $\theta^2 \sim \sim n_2 E^2 \gg n_2 E^2_{\text{порог}}$ . Проблема собирания энергии в один фокус весьма интересна практически.

Самофокусировка мощных пучков может быть использована для получения предтермоядерных температур. Быстрое движение фокуса<sup>13</sup> позволит использовать концентрированные области поля для ускорения частиц<sup>14</sup>.

Возможно, что блуждание фокуса в мишени приводит к появлению надтемпературной группы частиц и жесткому рентгеновскому или нейтронному излучению.

В последнее время усиленно изучается самофокусировка звуковых волн с учетом сильной нелинейности акустических волн в плотных средах из-за нагрева<sup>15</sup>, образование квантаций<sup>16</sup>, изменяющих сжимаемость, изменение концентраций носителей<sup>15</sup> и т. п.

#### ЛИТЕРАТУРА \*)

1. Г. Л. А ск а рь я н, а) ЖЭТФ 42, 1568 (1962); Письма ЖЭТФ б) 4, 144 (1966); б) 13, 395 (1971) г) 4, 400 (1966).
2. Физический словарь, т. 1, ст. Волновод, Г. В. Кисунько и др., М., «Сов. энциклопедия», 1960, стр. 302.
3. В. И. Т а л а н о в, Изв. вузов (Радиофизика) 7, 564 (1964).

\*) В докладах В. Н. Лугового и В. М. Елеонского, Л. Г. Оганесьянца, В. П. Силина (см. ниже стр. 510 и 516) приводилось ошибочное утверждение о том, что в работе Т. Ф. Волкова (сборник «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», т. 3, М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 336) описана самофокусировка. В этой работе рассмотрено продольное перераспределение поля и плазмы в плоских волнах, а вопрос об изменении расходимости из-за появления поперечных градиентов не ставился и не был рассмотрен. Поэтому в статье Т. Ф. Волкова нет самофокусировки.

4. R. Chiao et al., Phys. Rev. Lett. **14**, 479 (1964).
5. E. Carmire et al., ibid. **16**, 347 (1966).
6. Н. Ф. Пилипецкий, А. Р. Рустамов, Письма ЖЭТФ **2**, 88 (1965).
7. Г. А. Аскарьян и др., ibid. **14**, 452 (1971).
8. А. Л. Дышко и др., ibid. **6**, 655 (1967); **7**, 153 (1968); ЖЭТФ **61**, 2305 (1971).
9. В. М. Беспалов, В. И. Таланов, Письма ЖЭТФ **3**, 471 (1966).
10. В. Е. Захаров и др., Письма ЖЭТФ **14**, 564 (1971), ЖЭТФ **60**, 136 (1971).
11. В. В. Коробкин и др., ibid. **11**, 153 (1970); Н. И. Липатов и др., ibid., стр. 444.
12. Ю. Я. Бродский и др., ibid. **13**, 136 (1971); Б. Г. Еремин, А. Г. Литвак, ibid., стр. 603.
13. Р. D. McWane, Nature **211**, 1081 (1966).
14. Г. А. Аскарьян, С. Д. Манукян, ЖЭТФ **62**, 2156 (1972).
25. Г. А. Аскарьян, В. И. Пустовойт, ЖЭТФ **58**, 647 (1970).

**В. Е. Захаров.** Теория самофокусировки. Стационарная самофокусировка<sup>1</sup> волн в нелинейных средах, в том числе самофокусировка электромагнитных волн в нелинейном диэлектрике, описывается уравнением для комплексной огибающей волны<sup>2, 3</sup>

$$2i \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \Delta_{\perp} \Psi + |\Psi|^2 \Psi = 0. \quad (1)$$

Это уравнение описывает, в частности, однородные вдоль оси распространения пучки (волноводы): плоский<sup>2</sup>:  $\Psi = \sqrt{2}\eta e^{4i\eta^2 x}/\text{ch } 2\eta x$  и цилиндрический<sup>3</sup>:  $\Psi = e^{iz/\lambda^2} \lambda^{-1} R(r/\lambda)$ . Здесь функция  $R(\xi)$  вычислена на ЭВМ.

Задача теории состоит в том, чтобы определить «судьбу» падающей на нелинейное полупространство  $z > 0$  волны с поперечным распределением  $\Psi_0(r)$  при  $z = 0$ , в частности, выяснить возможность захвата энергии волны в волноводный режим распространения, а также возможность образования особенностей — фокусов при конечных  $z$ .

Теория совершенно различна для двумерного ( $x, z$ ) и трехмерного ( $x, y, z$ ) пучков. В двумерном случае происходит захват энергии пучка в режим волноводного распространения<sup>4</sup>. При  $z \rightarrow \infty$  образуется конечное число плоских волноводов, вообще говоря, наклонных к оси. Параметры волноводов могут быть вычислены по начальному распределению поля  $\Psi_0(x)$ . Для этого необходимо решить задачу на собственные значения:

$$\begin{bmatrix} id/dx & -\Psi_0/\sqrt{2} \\ \Psi_0^*/\sqrt{2} & -id/dx \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{bmatrix} = \zeta \begin{bmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{bmatrix}.$$

Каждому комплексному собственному значению  $\zeta_i = \xi_i + i\eta_i$  соответствует при  $z \rightarrow \infty$  волновод с амплитудой  $\eta_i$  и углом наклона к оси  $\text{tg } \varphi_i = 4\xi_i$ .

Реально, однако, такое двумерное волноводное распространение может быть осуществлено лишь в сильно анизотропной среде (например, в плазме при распространении поперек магнитного поля), так как в изотропной среде плоский волновод неустойчив относительно поперечной модуляции.

В трехмерном случае описание нелинейной среды при помощи уравнения (1) оказывается недостаточно корректным, так как для достаточно интенсивных пучков оно приводит к образованию особенности точечного фокуса<sup>5</sup>. Вблизи фокуса поле ведет себя по закону<sup>6a</sup>

$$\Psi \approx \lambda^{-1}(z) R(r/\lambda(z)) \exp \left\{ i \int \lambda^{-2}(z) dz + [ir^2 \lambda'_z/2\lambda(z)] \right\} + A_0;$$

$\lambda(z) \sim (z_0 - z)^{2/3}$ , здесь  $z_0$  — точка особенности. В особенности концентрируется мощность, равная критической:

$$\int |\Psi|^2 dr = 2\pi \int_0^\infty R^2 r dr \sim 1.86.$$

Вблизи особенности необходимо учитывать влияние факторов, не учтенных при выводе уравнения (1). В консервативной среде с чисто кубической нелинейностью прежде всего скажется нарушение квазиоптического приближения — оно приведет к появлению отраженной от фокуса волны, распространяющейся назад. К аналогичному эффекту (но с изменением частоты) приведет учет вынужденного комбинационного рассеяния. Некоторое влияние на поведение вблизи фокуса могут оказывать векторные структуры электромагнитного поля — появление его продольной компоненты. Однако наиболее изучены случаи, когда поле в фокусе ограничивается либо нелиней-

ным затуханием, либо насыщением нелинейности. Нелинейное (двух- и более фотонное) затухание энергии приводит к поглощению энергии, попавшей в фокус. Для интенсивных пучков при этом возникает картина последовательности фокусов, впервые описанная в работе<sup>7</sup>. При квазистационарном изменении амплитуды пучка на входе в среду происходит движение фокусов<sup>8</sup>.

При насыщении нелинейности (отклонении ее от кубической) эффекты дифракции оказываются сильнее эффектов нелинейной фокусировки и размер фокуса оказывается конечным. Однако лучи, вышедшие из фокуса, на некотором расстоянии от него снова собираются в фокус — таким образом образуется пульсирующий волновод<sup>6б</sup>. В волновод захватывается энергия порядка критической. При большой мощности исходного пучка может образоваться несколько беспорядочно осциллирующих волноводов.

С точки зрения экспериментального наблюдения картина осциллирующих волноводов и картина поглощающих фокусов трудно различимы, и для их идентификации необходимо ставить специальные эксперименты. Представляется, однако, вероятным, что при распространении света в керровских диэлектриках образуются фокусы поглощения; волноводы должны наблюдаваться при самофокусировке в плазме.

Необходимо еще отметить роль нестационарных процессов релаксации нелинейности и параметрической четырехфотонной неустойчивости. Если для длинных импульсов ( $\tau \sim 10^{-9}$  сек) эти процессы несущественны, то для коротких импульсов ( $\tau \sim 10^{-11} - 10^{-12}$  сек) они могут оказаться определяющими.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Г. А. А ск а рь я н, ЖЭТФ 42, 1567 (1962).
- В. И. Т а ла н о в, Изв. вузов (Радиофизика) 7, 564 (1964).
- Р. У. С h i a o et al., Phys. Rev. Lett. 13, 479 (1964).
- В. Е. З а х а р о в, А. Б. Ш а б а т, ЖЭТФ 61, 118 (1971).
- В. Н. В л а с о в и др., Доклад на V Всесоюзной конференции по нелинейной оптике (Кишинев, 1970); см. также «Аннотации докладов» [этой конференции], М., Изд-во МГУ, 1970, стр. 66.
- В. Е. З а х а р о в и др., а) Письма ЖЭТФ 14, 564 (1971); б) ЖЭТФ 60, 136 (1971).
- А. Л. Д ы ш к о и др., Письма ЖЭТФ 6, 655 (1967).
- В. Н. Л у г о в о й, А. М. П р о х о р о в. Письма ЖЭТФ 7, 153 (1968).

**В. Н. Луговой.** Теория распространения гигантских лазерных импульсов в нелинейной среде. Распространение интенсивных световых пучков в нелинейных средах в последнее время привлекло большое внимание. Наибольший интерес представляют световые пучки, получаемые в лазерах в импульсном режиме генерации, для которых основной вклад в нелинейность среды обусловлен эффектом Керра. Поэтому в подавляющем большинстве работ по распространению света в нелинейных средах вслед за первой работой ЧАО, Гармайр и Таунса<sup>1</sup>, вышедшей в 1964 г., рассматривается керровская нелинейность, когда показатель преломления среды является функцией интенсивности света.

В работе<sup>1</sup> было введено понятие критической мощности пучка и затем в работе Келли<sup>2</sup> в 1965 г. было показано, что начало распространения светового пучка со сверхкритической мощностью в среде с керровской нелинейностью происходит следующим образом. Интенсивность на оси этого пучка нарастает, причем неограниченно (в рамках используемого параболического уравнения) при приближении к некоторой точке на оси (точке «схлопывания»). Однако картина распространения пучка за точкой схлопывания не была рассмотрена. Общепринятая в то время точка зрения сводилась к тому, что за точкой схлопывания происходит самозахват пучка в режиме волноводного распространения<sup>1</sup> (в работе<sup>1</sup> был рассчитан профиль интенсивности пучка в волноводном режиме в керровской среде). Наблюдавшиеся экспериментально тонкие световые нити в жидкостях, стеклах и впоследствии также в газах рассматривались как реализация такого режима. Заметим, что возможность самозахвата электромагнитного пучка в волноводный режим отмечалась еще в 1958 г. Волковым<sup>3</sup>, впервые рассчитавшим профиль интенсивности пучка при самозахвате в плазме. Впоследствии о подобной возможности упоминалось также в работах<sup>4</sup> (рассмотренный в статье<sup>4б</sup> профиль интенсивности совпадает с полученным в работе<sup>3</sup>).

Однако многие экспериментальные результаты не находили объяснения в рамках предположения о самозахвате пучка в волноводный режим за точкой схлопывания. В 1967 г. Дышко, Луговым и Прохоровым<sup>5а</sup> на основе численного решения задачи была предложена новая (многофокусная) картина распространения световых пучков за этой точкой в средах с керровской нелинейностью, и в 1968 г. Луговым и Прохоровым<sup>6</sup> было дано объяснение наблюдавшихся ранее экспериментально тонких световых нитей не как режима волноводного распространения, а как траекторий движущихся фокусов.

Многофокусная структура светового пучка представляет собой конечный ряд отдельных фокусов на его оси, образованных в результате последовательной фокусировки различных его кольцевых зон. Схематически многофокусная структура представлена на рисунке. При этом сама точка схлопывания является не началом предполагавшейся волноводной нити, а центром первого фокуса. Проведенное в работе<sup>5б</sup> подробное исследование влияния различных видов нелинейного поглощения в среде (т. е. мнимой части показателя преломления) на картину распространения пучка показало, что, независимо от конкретного вида этого поглощения, возникает многофокусная структура. Недавно Дышко, Луговым и Прохоровым было исследовано также влияние возможных в реальных условиях отклонений от квадратичной по полулю зависимости действительной части показателя преломления, связанных с так называемым «насыщением» керровской нелинейности (см.<sup>7</sup>) или с нелинейным поглощением в среде. При этом на основе численных расчетов было установлено, что многофокусная структура светового пучка сохраняется не только качественно, но и с количественной стороны параметры фокусов получают лишь малые поправки. Таким образом, для сред с керровской нелинейностью многофокусная картина распространения световых пучков оказалась весьма универсальной, т. е. должна наблюдаться в разнообразных физических условиях.

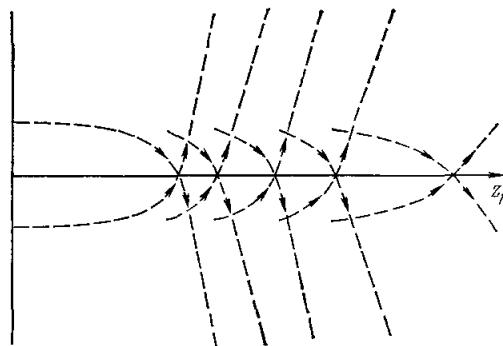
Указанные результаты относятся к стационарному по времени пучку. Однако в реальных условиях мощность пучка изменяется во времени в соответствии с огибающей лазерного импульса. Как было показано Луговым и Прохоровым<sup>8</sup> для гигантских лазерных импульсов, т. е. импульсов с длительностью порядка  $10^{-8}$  сек, фокусы должны двигаться вдоль оси пучка со скоростями (в типичных условиях) порядка  $10^9$  см/сек. В результате движения фокусов при интегральном во времени наблюдении картины распространения пучка сбоку на фотопленке должны получаться тонкие нити — следы движения фокусов. Таким образом, те нити, которые наблюдались раньше экспериментально, были объяснены не как режим волноводного распространения, а как траектории движущихся фокусов.

Одновременно с первыми экспериментальными подтверждениями<sup>8, 9</sup> теории движущихся фокусов было проведено развитие<sup>8а, 10</sup> этой теории на случай так называемых сверхкоротких лазерных импульсов. При этом было показано, что установленная ранее картина движущихся фокусов сохраняется и в этом случае. Отличие состоит лишь в характере возникновения и движения фокусов. Согласно теории, скорости движения фокусов в рассматриваемом случае могут заметно превышать скорость света в вакууме, что подтверждено экспериментально в работе<sup>8б</sup>. Многофокусная структура в пикосекундных лазерных импульсах (с длительностью  $\sim 3 \cdot 10^{-12}$  сек) недавно тоже была зарегистрирована экспериментально.

В настоящее время на основе теории движущихся фокусов получили объяснения многие экспериментальные результаты.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Y. Chiao et al., Phys. Rev. Lett. 13, 479 (1964).
2. P. L. Kelley, Phys. Rev. Lett. 15, 1005 (1965).
3. Т. Ф. Волков, сборник «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», т. 3, М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 336.
4. Г. А. Аскарьин, а) ЖЭТФ 42, 1567 (1962); б) В. И. Таланов, Изв. вузов (Радиофизика) 7, 564 (1964).
5. А. Л. Дышко, В. Н. Луговой, А. М. Прохоров, а) Письма ЖЭТФ 6, 655 (1967); б) ЖЭТФ 61, 2305 (1971).
6. В. Н. Луговой, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 7, 153 (1968).
7. R. G. Bewley et al., Phys. Rev. 166, 326 (1968).
8. M. M. T. Loy, Y. R. Shen, Phys. Rev. Lett. a) 22, 994 (1969); б) 25, 1333 (1970).
9. В. В. Коробкин и др., Письма ЖЭТФ 11, 153 (1970); Н. И. Липатов и др., ibid., стр. 444.
10. А. А. Абрамов, В. Н. Луговой, А. М. Прохоров, ibid. 9, 675 (1969); T. K. Gustafson, J. P. E. Tagan, IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 381 (1970).



**В. В. Коробкин.** Экспериментальное исследование распространения мощного излучения в нелинейных средах. Одна из центральных проблем нелинейной оптики — исследование распространения ограниченных световых пучков в нелинейных средах, т. е. в средах, показатель преломления  $n$  которых зависит от напряженности поля  $E$  распространяющегося пучка:

$$n = n_0 + \Delta n (E^2).$$

Эта проблема имеет сейчас уже довольно длинную историю, но не потеряла своей актуальности и в настоящее время.

Сейчас уже накоплен обширный экспериментальный материал по этой проблеме. Отметим прежде всего работу Херчера<sup>1</sup>, в которой впервые наблюдались нитевидные разрушения в стеклах. Однако автор не связывал образование таких разрушений с изменением показателя преломления среды. На возможность такой связи было указано в работе Пилищецкого и Рустамова<sup>2</sup>, наблюдавших в жидкостях образование длинных «нитей» излучения. Впоследствии Таунс с сотрудниками (см.<sup>3</sup>) экспериментально показал, что изменение поперечного распределения интенсивности в волновом пучке при его распространении в нелинейной среде связано с изменением показателя преломления. В 1966 г. Брюэр и Лифшиц сообщили<sup>4</sup> о наблюдении так называемых мелкомасштабных «нитей» с диаметром до нескольких микрон и временем жизни короче  $10^{-9}$  сек. Отметим также интересные работы Шимицу<sup>5</sup> и Зверева с сотрудниками<sup>6</sup>. Первоначально в нелинейной оптике господствовала концепция волноводного распространения пучков в средах с  $\Delta n > 0$ , и результаты первых экспериментов трактовались именно с этой точки зрения. Однако эта концепция не могла объяснить все экспериментальные результаты, в частности короткое время жизни «нитей».

В 1967 г. в работах Лугового и Прохорова (см.<sup>8</sup>) была выдвинута концепция многофокусной структуры. В соответствии с этой концепцией в процессе распространения излучения в нелинейной среде образуется система фокальных точек, перемещающихся относительно среды при изменении мощности излучения. «Нити», наблюдавшиеся в различных экспериментах, являются результатом этого перемещения.

Последовавшие затем экспериментальные работы в значительной степени были направлены на выяснение справедливости той или иной концепции. В работе Коробкина и Алкока<sup>9</sup> сообщалось, по-видимому, впервые о наблюдении движущихся фокусов при исследовании лазерной искры в воздухе.

Лой и Шен<sup>10</sup>, исследуя распространение лазерного излучения в нелинейных жидкостях, показали, что в их экспериментах волноводный режим не реализовался и полученные результаты могли быть объяснены только с позиции движущихся фокусов.

В 1969 г. в работе<sup>11</sup> было проведено подробное исследование распространения лазерного излучения в жидкостях. Одномодовое излучение (одна угловая и одна аксиальная моды) проходило через кювету с исследуемой жидкостью. На входе в кювету излучение имело плоский фазовый фронт с приблизительно гауссовым поперечным распределением. Регистрация процесса осуществлялась на электроннооптическом преобразователе, работавшем в режиме линейной развертки. На рис. 1, а приведена типичная фотография временной развертки торца кюветы. На этой фотографии отчетливо видно последовательное прохождение фокусов многофокусной структуры через торец (нижняя полоса) при изменении мощности излучения лазера (верхняя полоса). На рис. 1, б приведена развертка рассеянного излучения, полученная сбоку кюветы. На этой фотографии видно движение отдельных фокусов по направлению к входному торцу. Как общее число фокусов, так и максимальная скорость их движения ( $\sim 3 \cdot 10^9$  см/сек) хорошо согласуются со значениями, вычисленными теоретически.

В работе<sup>12</sup> исследовалось влияние формы лазерного импульса на характер разрушений в стеклах. В случае импульса колоколообразной формы разрушения имели вид длинной нити с диаметром в несколько микрон; в случае импульса прямоугольной формы разрушения возникали в отдельных точках. Эти результаты качественно также хорошо согласуются с концепцией многофокусной структуры. Исследуя характер разрушений в сапфире, к таким же выводам приходят и авторы работы<sup>13</sup>.

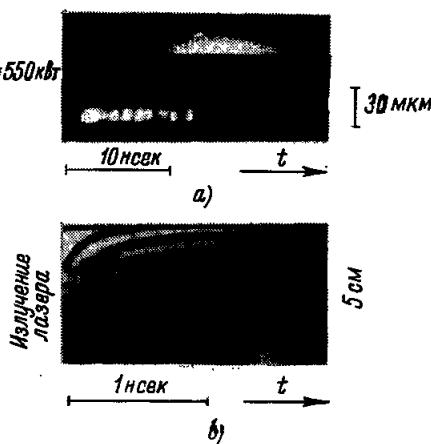


Рис. 1.

Теория многофокусной структуры предсказывала, что для сверхкоротких импульсов, длительность которых  $\tau < \frac{l}{c}$  (где  $l$  — длина кюветы), фокус при возникновении раздваивается, образуя передние и задние фокальные точки. Задняя точка в течение некоторого времени останавливается относительно среды, а передняя движется со сверх световой скоростью. В работе Лой и Шена<sup>10</sup> экспериментально было подтверждено движение передней точки со сверхсветовой скоростью, достигавшей величины 2с.

Нами было проведено подробное исследование многофокусной структуры для случая сверхкоротких импульсов. Излучение неодимового лазера, генерировавшего в режиме самосинхронизации аксиальных мод, проходило через кювету с исследуемыми жидкостями (нитробензол или сероуглерод). Типичная фотография развертки

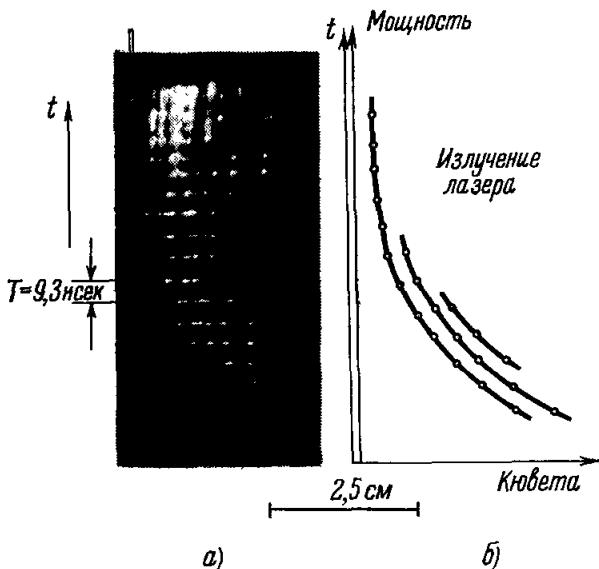


Рис. 2.

на электроннооптическом преобразователе, полученная сбоку кюветы, показана на рис. 2, а. На фотографии видно, что точки остановки задних фокусов действительно существуют. Из этих точек, как это и должно быть, интенсивность рассеяния гораздо выше. По мере роста мощности пучков количество фокальных точек возрастает. Эти эксперименты находятся также в удовлетворительном согласии с теорией (рис. 2, б).

Следует также упомянуть об изменениях уширения спектра сверхкоротких импульсов, которые по данным работы<sup>14</sup> также можно объяснить только с точки зрения многофокусной структуры. И наконец, только эта теория может объяснить некоторые особенности вынужденного комбинационного рассеяния, связанные с генерацией сверхкоротких импульсов<sup>10в</sup>.

Таким образом, подводя итог всем полученным результатам, можно сказать, что концепция многофокусной структуры подтверждена экспериментально.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. M. H e r c h e r, J. Opt. Soc. Am. **54**, 563 (1964).
2. Н. Ф. П и л и л е ц к и й, А. Р. Р у с т а м о в, Письма ЖЭТФ **2**, 88 (1965).
3. E. G a r m i g e et al., Phys. Rev. Lett. **16**, 347 (1966).
4. R. G. B r e w e r, J. R. L i f s i t z, Phys. Lett. **23**, 79 (1966).
5. F. S h i m i z u, Phys. Rev. Lett. **19**, 1097 (1967).
6. Г. М. З в е р е в и д р., Письма ЖЭТФ **5**, 391 (1967); Г. М. З в е р е в и д р., ibid. **9**, 108 (1969).
7. Г. А. А с к а� ѿ я н, ЖЭТФ **42**, 1567 (1962); Р. Y. C h i a o et al., Phys. Rev. Lett. **13**, 479 (1964).
8. А. Л. Д ыш к о и д р., Письма ЖЭТФ **6**, 655 (1967); В. Н. Л у г о в о й, А. М. П р о х о р о в, ibid. **7**, 153 (1968).
9. V. V. K o g o v k i n, A. J. A l c o o k, Phys. Rev. Lett. **21**, 1433 (1968).

10. M. M. T. L o u, Y. R. S h e n, *ibid. a* 22, 994 (1969); *b*) 25, 1333 (1970); *c*) *Appl. Phys. Lett.* 19, 285 (1971).
11. В. В. Коробкин и др., Письма ЖЭТФ 11, 153 (1970).
12. Н. И. Липатов и др., *ibid.*, стр. 444.
13. C. R. Giuliano, J. H. Margburg, *Phys. Rev. Lett.* 27, 905 (1971).
14. R. Cubeddu, F. Zagaraga, *Optics Comm.* 3, 310 (1971).

**В. И. Таланов.** Некоторые вопросы теории самофокусировки. Картина стационарной самофокусировки при нелинейности керровского типа строится обычно на основе параболического уравнения<sup>1</sup>

$$2ikE_z' = \Delta_{\perp} E + k^2 \epsilon' |E|^2 E \quad (1)$$

для медленно меняющейся амплитуды полного поля  $Ee^{-ikz}$ . Характерной особенностью<sup>2</sup> этой картины является наличие фокусов с бесконечной интенсивностью поля при мощности пучка  $P$  больше критической мощности самофокусировки  $P_{\text{кр}}$ . Расходимость поля в фокусах естественно рассматривать как следствие идеализаций, положенных в основу уравнения (1). Простейшее обобщение этого уравнения, приводящее к ограничению поля, состоит в учете насыщения нелинейности путем замены  $|E|^2$  функцией  $|E_{\text{нас}}|^2 f(|E|^2 / |E_{\text{нас}}|^2)$  такой, что  $f(u) \rightarrow u$  при  $u = |E|^2 / |E_{\text{нас}}|^2 \ll 1$  и  $f(u) \rightarrow 1$  при  $u \gg 1$ .

Если основываться на результатах работы<sup>3</sup>, то нетрудно проследить, что картина самофокусировки пучка фиксированного профиля с мощностью  $P > P_{\text{кр}}$  при изменении поля насыщения  $E_{\text{нас}}$  от 0 до  $\infty$  будет последовательно проходить фазы: дефокусировки пучка, полного захвата его образующимся периодически модулированным диэлектрическим волноводом, частичного захвата пучка сильно нерегулярным волноводом с перерассеянием мощности  $P_{\Phi} \sim P_{\text{кр}}$  в окрестностях первых фокусов. Наконец, в предельном случае  $E_{\text{нас}} = \infty$ , описываемом уравнением (1), картину стационарной самофокусировки можно наглядно представить в виде линий тока энергии, сходящихся к отдельным фокусам и выходящих из них в виде бесконечно тонких (это результат пренебрежения провододальной диффузией амплитуды поля) радиальных потоков рассеяния. Путем перехода от потоков конечной ширины нетрудно показать, что подобные радиальные потоки не влияют на распространение периферийного излучения, которое и образует картину последовательных фокусов с бесконечной интенсивностью. Применение неявной разностной схемы<sup>4</sup> для решения уравнения (1) автоматически исключает из рассмотрения потоки рассеяния при любой дискретизации координаты  $z$  и в этом смысле эквивалентно учету многофотонного поглощения в фокусах. Естественно, что получающаяся при этом картина самофокусировки не может перейти непрерывно в картину самофокусировки в среде с насыщающейся нелинейностью.

Многофотонное поглощение можно учесть и непосредственно, дополнив правую часть уравнения (1) членом  $-ik\chi_m |E|^{2m} E$  ( $m = 1, 2, 3, \dots$ ). В этом случае картина самофокусировки с ростом коэффициента  $\chi_m$  меняется от многофотонного пучка до картины фокальной нити, непрерывно подштываемой периферийным потоком излучения.

К числу факторов, влияющих на картину поля при самофокусировке, следует отнести также вынужденное рассеяние в областях сильного поля. В частности, при высоком пороговом инкременте ВКР, начинающемся с уровня спонтанных шумов, рассеяние излучение может локализоваться вблизи оси пучка основного излучения, вызывая образование нитей самофокусировки.

При теоретическом рассмотрении картины нестационарной самофокусировки обнаруживаются следующие эффекты: образование сжимающихся нитей за бегущим

фокусом при инерционной нелинейности  $\Delta \epsilon \sim \int_0^t |E|^2 dt$  и достижение при «схлопывании» пучков в средах как с инерционной, так и с безынерционной нелинейностью больших частотных сдвигов  $\Omega$  за счет поперечного скатия канала самофокусировки<sup>5</sup>.

Последним эффектом можно объяснить наблюдаемые экспериментально уширение спектра при самофокусировке сверхкоротких импульсов. Так, в случае безынерционной нелинейности из приближенной теории, изложенной в статье<sup>6</sup>, следует, что уширение спектра в одну сторону от основной частоты при  $z \approx z_{\text{сф}}$  и  $P \gg P_{\text{кр}}$  должно быть порядка

$$\Omega = [(2PP_{\text{кр}}^{-1} - 1)/4 (PP_{\text{кр}}^{-1} - 1)] \Omega_{\text{одн}} a_0^2 / a_{\Phi}^2, \quad (2)$$

где  $\Omega_{\text{одн}} = -2P't/P_{\text{кр}} (PP_{\text{кр}}^{-1} - 1)^{1/2}$  — уширение спектра в однородном канале радиуса  $a_0$  на длине самофокусировки  $z_{\text{сф}}$ . Если принять, что ограничение радиуса фокального пятна  $a_{\Phi}$  происходит из-за конечного времени установления нелинейности  $\tau$ , т. е.  $a_{\Phi} \sim (v_{\Phi}\tau/k)^{1/2}$ , где  $v_{\Phi} = (z_{\text{сф}})\dot{t}$  — скорость перемещения фокального пятна,

то с учетом зависимости  $z_{\text{сф}}(P/P_{\text{кр}})$  из (2) нетрудно получить следующую оценку уширения спектра:

$$\Omega\tau \sim (2PP_{\text{кр}}^{-1} - 1)/PP_{\text{кр}}^{-1}. \quad (3)$$

Правая часть этого равенства определена по безаберрационному приближению<sup>5</sup> и скорректирована множителем  $P_{\text{кр}}/P$  с учетом того, что в фокус поступает мощность  $P_{\phi} \sim P_{\text{кр}} < P$ . Из (3) следует, что при  $P/P_{\text{кр}} \gg 1$  происходит насыщение уширения спектра на уровне  $\Omega \sim 2/\tau$ , определяемом только временем релаксации нелинейности  $\tau$ . Для ориентационного эффекта Керра это время порядка  $10^{-12} - 10^{-11}$  сек, для электронного — порядка  $10^{-15}$  сек. Малой величиной  $\tau$  в последнем случае объясняются аномально большие перекрывающие весь видимый диапазон уширения спектра в опытах по самофокусировке сверхкоротких импульсов в стеклах на длине волн  $\lambda = 1,06 \text{ мкм}^6$ .

Если в среде имеются два механизма нелинейности (например, ориентационный и электронный эффект Керра) с временем релаксации  $\tau_1 > \tau_2$ , но  $P_{\text{кр}1} < P_{\text{кр}2}$ , то уширение спектра импульсов длительностью  $t_{\text{имп}} > \tau_1 P_{\text{кр}1}/P_{\text{кр}2}$  определяется временем  $\tau_1$  даже при  $P > P_{\text{кр}2}$ . Связано это с тем, что низкочастотный механизм вызывает разбиение пучка на области с мощностью  $P \sim P_{\text{кр}1} < P_{\text{кр}2}$ , внутри которых самофокусировка, обусловленная высокочастотным механизмом, невозможна.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Таланов, Письма ЖЭТФ 2, 218 (1965); Р. Л. Келлеу, Phys. Rev. Lett. 15, 1005 (1965).
2. С. Н. Власов, В. А. Петрищев, В. И. Таланов, Изв. вузов (Радиофизика) 14, 1353 (1971).
3. В. Е. Захаров и др., ЖЭТФ 60, 136 (1971).
4. А. Л. Дишко и др., Письма ЖЭТФ 6, 655 (1967).
5. В. А. Петрищев, В. И. Таланов, — Квантовая электроника, № 6, 35 (1971).
6. Н. Г. Бондаренко, И. В. Еремина, В. И. Таланов, Письма ЖЭТФ 12, 125 (1970).

**А. Г. Литвак.** Самофокусировка и волноводное распространение в плазме. Хорошо известно, что первые работы по теории самофокусировки волн были посвящены обсуждению особенностей этого явления в плазме<sup>1,2</sup>. Однако затем, в связи с бурным развитием лазерной техники, центр тяжести исследований переместился в оптический диапазон, о чем, в частности, свидетельствуют и доклады, представленные на этой сессии. Вместе с тем в НИРФИ продолжалось теоретическое исследование самофокусировки волн в плазме, а позднее были осуществлены и первые эксперименты по наблюдению этого явления. В данном докладе излагаются некоторые результаты этих работ.

В явлениях самовоздействия электромагнитных волн в плазме можно выделить два принципиально различающихся предельных случая: квазиоптическую самофокусировку волн в прозрачной слабонелинейной плазме и эффекты самоканализации волн в непрозрачной плазме. Разумеется, промежуточный случай сильнонелинейной прозрачной среды также легко может реализоваться в эксперименте.

Наиболее простой и хорошо изученной является задача о распространении широких (в масштабе длины волн) пучков в среде со слабой нелинейностью  $\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon'f(|E|^2)$ ,  $\epsilon'f(|E|^2) \ll \epsilon_0 = 1 - (\omega_p^2/\omega^2)$ . В этом случае можно использовать метод параболического уравнения, применявшийся в нелинейной оптике, причем ряд результатов оптической теории самофокусировки волн оказывается справедливым и для плазмы. Специфика плазмы проявляется в конкретных зависимостях  $\epsilon(E)$ , связанных с плазменными механизмами нелинейности. Главную роль здесь играют инерционные механизмы, приводящие к уменьшению концентрации плазмы в области поля — стрикция и нагрев (как обычный омический, так и нагрев аномальный, связанный с процессами взаимодействия волн в бесстолкновительной плазме). Учет эффектов насыщения нелинейности оказывается принципиальным, что способствует волноводному характеру распространения. Напротив, реализация многофотонного поглощения самофокусировки<sup>6</sup> в плазме затруднена тем, что эффекты многофотонного поглощения в ней обычно пренебрежимо малы. Подробный анализ механизмов нелинейности плазмы, процессов их релаксации и особенностей самофокусировки в изотропной и магнитоактивной плазме показывает, что эффекты квазиоптической самофокусировки могут играть существенную роль не только при взаимодействии СВЧ излучения умеренной интенсивности с лабораторной плазмой и при лазерном пробое, но и в естественных условиях — при распространении мощных радиоволн коротковолнового и УНЧ диапазонов в ионосфере и магнитосфере Земли<sup>3б</sup>.

На основе проведенных расчетов были созданы экспериментальные установки для исследования тепловой самофокусировки волн СВЧ диапазона в слабо ионизированной плазме (этот эффект характеризуется наименьшей критической мощностью и поэтому не должен сопровождаться другими нелинейными процессами, обычно усложняющими наблюдаемую картину). Полученные результаты<sup>4, 5</sup> свидетельствуют о наблюдении нестационарной самофокусировки и находятся в хорошем согласии с теорией. Результаты одного из экспериментов ( $\lambda = 0.5 \text{ см}$ , несфокусированный пучок)<sup>4</sup> можно интерпретировать с помощью представлений о движущемся фокусе; в другом ( $\lambda = 3 \text{ см}$ , сфокусированный пучок)<sup>5</sup> нестационарные нелинейные эффекты проявлялись лишь вблизи фокуса и приводили к уменьшению фокального размера пучка без изменения его координат (коллапсирующий фокус).

Другой предельный случай самовоздействия волн в плазме связан с возможностью распространения интенсивных волн в непрозрачной (в линейном приближении) среде. «Просветление» непрозрачной плазмы под действием падающей волны происходит в результате перераспределения в ней заряженных частиц и образования волноводного (разреженного) канала. Это явление самоканализации волн принципиально отличается от квазиоптической самофокусировки в прозрачной среде, в которой нелинейность не является причиной распространения волны, а приводит лишь к устранению дифракционной необходимости пучка и рефракции. Теоретическое исследование самоканализации оказывается более сложной задачей, так как в этом случае несправедливо приближение слабой нелинейности и, кроме того, задача не является скалярной, т. е. уравнения зависят от типа поляризации электромагнитных волн.

Некоторые особенности самоканализации волн можно выяснить уже при исследовании однородных (в направлении распространения) каналов. Двумерные и аксиально-симметричные  $TE$ -волны рассматривались в работах<sup>2, 7</sup>. Изучение волноводов, образуемых  $TM$ -волнами, сталкивается с принципиальными трудностями из-за существования особенности решения в области плазменного резонанса  $\omega \approx \omega_p$ . В работе<sup>3</sup> было показано, что без учета пространственной дисперсии локализованного решения уравнений поля в классе непрерывных функций не существует и следует строить разрывное решение, в котором, как и в квазистатическом поле<sup>8</sup>, переход через резонансную область осуществляется скачком. Разумеется, для определения микроструктуры скачка необходимо учесть пространственную дисперсию (повысить порядок системы уравнений) и диссиацию плазменных волн, возбуждаемых в области  $\epsilon = 0$ . Содержащаяся в работе<sup>9</sup> попытка построить аналитическое решение без разрыва объясняется тем, что авторы не учли существования особых точек на интегральных кривых.

Эффекты самоканализации волн СВЧ диапазона в плазме наблюдались в экспериментах, проведенных в НИРФИ и ФИАН<sup>10</sup>. Эти эксперименты подтверждают важность рассматриваемого явления и стимулируют дальнейшее развитие его теории. В частности, для объяснения экспериментальных результатов была рассмотрена задача об устойчивости отражения однородной плоской волны от непрозрачной плазмы. Показано, что однородный «син-слой» неустойчив относительно пространственно-временных возмущений: эта неустойчивость может приводить к образованию в непрозрачной плазме набора волноводных каналов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Аскарьин, ЖЭТФ 42, 1567 (1962).
2. В. И. Таланов, Изв. вузов (Радиофизика) 7, 564 (1964).
3. А. Г. Литвак, *ibid. a* 9, 675 (1966); *b* 11, 1433 (1968); ЖЭТФ 57, 629 (1969); Proc. 8th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Vienna, IAAE, 1967, p. 409.
4. Б. Г. Еремин, А. Г. Литвак, Письма ЖЭТФ 13, 603 (1971).
5. Б. Г. Еремин, А. Г. Литвак, Б. К. Полуяхтов, Proc. 10th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Oxford, 1971.
6. А. Л. Дышко и др., ЖЭТФ 61, 2305 (1971).
7. Д. И. Абакаров и др., ЖЭТФ 52, 463 (1967).
8. В. Б. Гильденбург, ЖЭТФ 46, 2156 (1964).
9. В. М. Елеонский, В. П. Силин, Письма ЖЭТФ 13, 167 (1971); ЖЭТФ 60, 1927 (1971).
10. Ю. Я. Бродский, Б. Г. Еремин, А. Г. Литвак, Ю. А. Сахончик, Письма ЖЭТФ 13, 136 (1971); Г. М. Батанов, В. А. Силин, *ibid.* 14, 445.

**В. М. Елеонский, Л. Г. Оганесьянц, В. П. Силин.** Векторная структура электромагнитного поля в самосфокусированных волноводах. Впервые самосфокусированные распределения электромагнитного поля в нелинейных средах теоретически исследовались в работах<sup>1</sup>. Переход от про-

стейшей однокомпонентной структуры локализованного поля к более сложным был сделан в последние годы<sup>2, 3</sup>. В настоящее время изучены структуры поля вплоть до общей трехкомпонентной.

Уравнения нелинейной электродинамики (см.<sup>3</sup>) в случае плоской геометрии допускают решений  $E(z) e^{ikzz}$  и позволяют выделить два типа точных решений с однокомпонентным  $(0, E_y, 0)$  и двухкомпонентным  $(E_x, 0, E_z)$  электрическими векторами, а также более общий случай трехкомпонентных решений  $(E_x, E_y, E_z)$ . Наличие у системы уравнений нелинейной электродинамики закона сохранения

$$H = P^2 - k_z^2 E_y^2 + [(k^2 \epsilon - k_z^2)^2 - k_z^4] k_z^{-2} E_x^2 + k^2 \int_0^{E^2} \epsilon(q) dq,$$

где  $k = \omega/c$ ,  $P = dE_y/dx$ , а  $\epsilon(E^2)$  — нелинейная диэлектрическая проницаемость, позволяет при  $H = 0$ , что необходимо для самоканализации, определить в пространстве

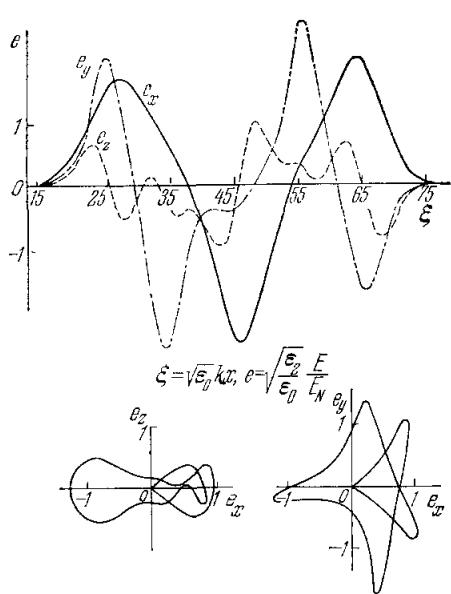


Рис. 1.

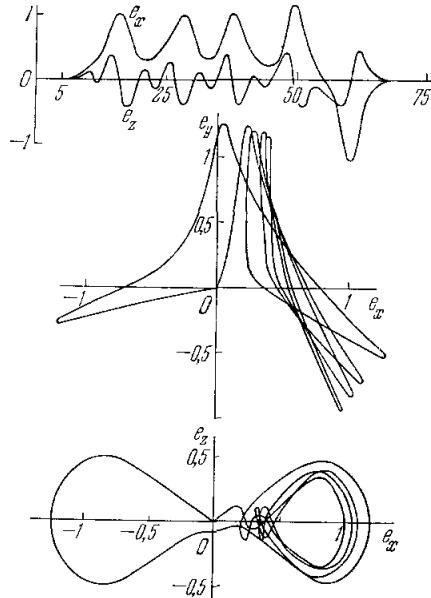


Рис. 2.

$(E_x, E_y, E_z)$  замкнутую граничную поверхность  $P(E_x, E_y, E_z) = 0$ , внутри которой расположены все локализованные решения. Граничные условия для самоканализирующихся полей имеют вид

$$\lim_{E \rightarrow 0} (E_z/E_x) = \pm [k_z^2 - k^2 \epsilon(0)]^{1/2} k_z, \quad \lim_{E \rightarrow 0} (E_y/E_x) = C,$$

где  $C$  — собственный параметр задачи. Качественный анализ и численное интегрирование указывают на существование последовательности локализованных в пространстве трехкомпонентных полей. Результаты численного интегрирования, выполненные для  $\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_2 E^2 N^2$ , приведены на рис. 1 и 2, где наряду с пространственным распределением полей изображены проекции движения электрического вектора. Самоканализирующиеся трехкомпонентные поля характеризуются своеобразной структурой и низкой симметрией. Область локализации найденных самоканализирующихся волноводов превосходит характерный размер области локализации одно- и двухкомпонентных состояний в несколько раз. Однако наибольшие значения проекций  $E_y$  и  $E_x, E_z$  для трехкомпонентных локализованных состояний не превосходят наибольших значений соответствующих проекций для локализованных одно- и двухкомпонентных состояний. Это связано с тем, что характерные размеры граничной поверхности  $P(E_x, E_y, E_z) = 0$ , представляющей собой вырожденный тор, определяются параметрами одно- и двухкомпонентных локализованных состояний. Локализованные трехкомпонентные состояния поля могут быть упорядочены по числу касаний электрического вектора, описывающего в пространстве  $(E_x, E_y, E_z)$  замкнутую кривую,

с граничной поверхностью. Например, для состояний, изображенных на рис. 1 и 2, число касаний между выходом и входом в область нулевого поля равно соответственно 6 и 10. Однокомпонентному локализованному состоянию ( $TE$ -тип волновода) соответствует одно касание, а двухкомпонентному ( $TM$ -тип волновода) — движение по кривой, расположенной на граничной поверхности. Отметим, что трехкомпонентные самосфокусированные волноводы соответствуют учету как поперечных, так и продольных степеней свободы электромагнитного поля.

В случае цилиндрической геометрии уравнения нелинейной электродинамики допускают решения  $E(\rho)e^{ik_z z + im\varphi}$ . При  $m = 0$ , т. е. для полей, не зависящих от азимутального угла, оказывается возможным выделить не только два типа точных решений с одно- и двухкомпонентными векторами —  $(0, E_\varphi, 0)$  и  $(E_\rho, 0, E_z)$ , но и более

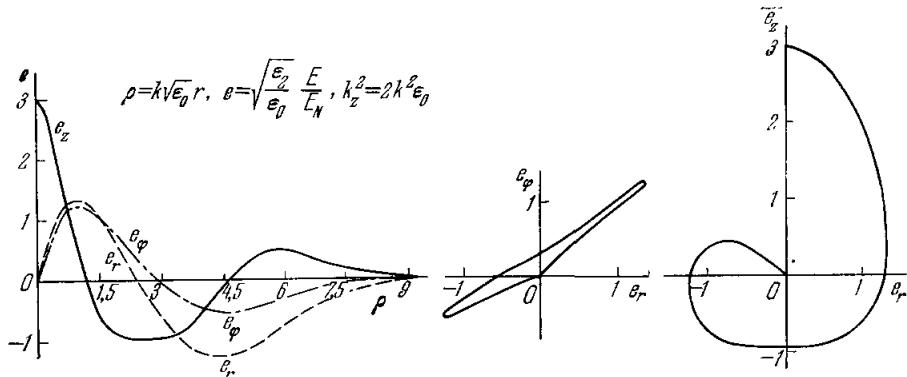


Рис. 3.

общее трехкомпонентное решение  $(E_\rho, E_\phi, E_z)$ . Особенностью такого трехкомпонентного решения является то, что при  $m = 0$  связь между проекциями электрического вектора  $E_\phi$  и  $E_\rho, E_z$  осуществляется только через нелинейность — диэлектрическую проницаемость. Задача состоит в отыскании собственных значений пары параметров, а именно —  $z$ -проекций электрического и магнитного полей на ось самосфокусированного волновода. Численное интегрирование приводит к трехкомпонентному локализованному состоянию с распределением полей, изображенным на рис. 3. На этом же рисунке изображены проекции движения электрического вектора, характеризующие своеобразную поляризационную структуру электромагнитного поля. Отметим, что характерный размер области локализации в пространстве, характерные величины проекций электрического вектора, а также потока энергии того же порядка, что и для первых неосновных одно- и двухкомпонентных состояний<sup>3</sup>. Укажем, что и в случае цилиндрических самосфокусированных волноводов продольные поля оказываются сравнимы с поперечными по величине.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Т. Ф. Волков, сборник «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций» т. 3, М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 336; В. И. Таланов, Изв. вузов (Радиофизика) 7, 564 (1964); R. Y. Chiao et al., Phys. Rev. Lett. 13, 479 (1964).  
 2. А. Г. Литвак, Изв. вузов (Радиофизика) 9, 675 (1966).  
 3. В. М. Елеонский и др., ЖЭТФ 62, 81 (1972).