

форму импульса слабо, целесообразно записать ее в виде

$$f(E_n(t)) = E_n(t) + \{f(E_n(t)) - E_n(t)\}, \quad (16)$$

где два последних слагаемых и дают малую поправку к форме импульса за счет нелинейности. Подставляя (16) в (15) и оставляя только члены первого и нулевого порядков малости, получаем

$$E_{n+1}(t) = E_n(t) + \{f(E_n(t)) - E_n(t)\} + \frac{1}{2\Delta\omega^2} \frac{\partial^2 E_n(t)}{\partial t^2}. \quad (17)$$

Поскольку собственная функция от прохода к проходу не меняется, $E_{n+1}(t) = E_n(t)$, имеем уравнение, выражающее взаимную компенсацию нелинейности и дисперсии:

$$f(E_n(t)) - E_n(t) + \frac{1}{2\Delta\omega^2} \frac{\partial^2 E_n(t)}{\partial t^2} = 0. \quad (18)$$

Это уравнение по форме совпадает с уравнением для материальной точки в потенциале

$$U = -\frac{E_n^2}{2} + \int_0^{E_n} f(\xi) d\xi,$$

и его решение имеет вид

$$\int_0^E d\xi \left[\xi^2 - \int_0^\xi f(\eta) d\eta + C \right]^{-1/2} = \frac{\Delta\omega t}{\sqrt{2}}. \quad (19)$$

Если $f(E)$ — полином степени не выше третьей, то интеграл (19) выражается через эллиптические функции. При $C \neq 0$ $E(t)$ — периодическая функция. При $C = 0$ получается решение в виде уединенного импульса. Для $f(E) = GE - \beta E^2$

$$E(t) = \frac{G\sqrt{G-1}}{\beta} \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\sqrt{G-1} \Delta\omega t}{4\sqrt{2}} \right), \quad (20)$$

а для $f(E) = GE - \gamma E^3$

$$E(t) = 2\sqrt{2(G-1)/\gamma} \operatorname{sech}(\sqrt{G-1} \Delta\omega t). \quad (21)$$

Форма импульса для кубичной нелинейности (21) совпадает с полученной Хаусом при анализе синхронизации мод в лазере на красителе [23]. В отличие от модели кольцевого лазера (см. рис. 2) рассматривались только потери, связанные с насыщающимся поглощением. Предположив, что форма импульса при каждом проходе меняется мало, Хаус получил как условие взаимной компенсации насыщающего усиления, поглощения и дисперсии (в форме (18)) интегродифференциальное уравнение, решением которого является «солитонный» импульс $\operatorname{sech}(t)$, аналогичный (21). (Термин «солитонный» здесь не вполне уместен, поскольку речь идет о диссипативной системе с внешним источником энергии (накачкой), для которой обычно употребляется термин «автоволна» [38].)

В случае конечных изменений формы импульса, когда теория Хауса неприменима, стационарные импульсы все же существуют, хотя аналитическая теория пока не построена. Как показал численный эксперимент, в полупроводниковом лазере с синхронизацией мод формируется асимметричный импульс с фронтами, описываемыми экспонентами с разными показателями. Крутизна переднего фронта в этом режиме определяется полосой пропускания диспергирующего элемента [24].

6. Влияние дифракции на пространственную модуляцию

В разделе 4 показано, как поперечная структура волнового пакета под воздействием безынерционной нелинейности из первоначально гладкой (гауссовой) расслаивается в регулярном режиме на практически однородные области, между которыми происходят резкие перепады амплитуды (см. рис. 11). Наличие столь резких выбросов амплитуды, как отмечалось в [9], должно приводить к сильному развитию дифракции, которая их «сглаживает». Для описания этого процесса рассмотрим, как нужно модифицировать отображение (16), чтобы оно описывало дифракцию. Обратимся к рис. 2. На нем видно, как после прохождения усиливающего элемента и нелинейно поглощающих элементов импульс некоторое расстояние свободно распространяется в воздухе. Это можно описать для узконаправленного (параксиального) импульса интегралом Кирхгофа—Френеля:

$$E_{n+1}(\mathbf{r}_\perp) = \hat{F}f(E_n(\mathbf{r}_\perp)). \quad (22)$$

Для конкретной записи \hat{F} необходимо учесть конфигурацию резонатора, т. е. взаимное расположение зеркал, линз, нелинейных элементов, соотношение апертур и т. д. Мы проведем это рассмотрение для частного случая кольцевого конфокального резонатора. Именно будем считать, что нелинейные элементы f имеют достаточно малую толщину (дифракцию в них можно не учитывать) и расположены вплотную друг к другу в фокусе зеркала M_1 (рис. 15), которое, как и все остальные, осуществляет от фокуса к фокусу преобразование Фурье:

$$E(\mathbf{r}_\perp) = \frac{i k \exp(i k \cdot 2L)}{\pi L} \iint f(E_n(\mathbf{r}'_\perp)) \exp\left(-\frac{i k \mathbf{r}_\perp \cdot \mathbf{r}'_\perp}{L}\right) d\mathbf{r}'_\perp, \quad (23)$$

где $2L = 2F$ — расстояние между зеркалами, F — фокусное расстояние зеркал $M_1 - M_4$.

Отметим, что интеграл Кирхгофа (22) перешел в (23) вследствие компенсации множителей вида $\exp(i k \mathbf{r}_\perp^2 / 2L)$ в подынтегральном выражении множителями вида $\exp(-i k \mathbf{r}'_\perp^2 / 2F)$, соответствующих отражениям на сферических зеркалах (см. рис. 15). Для простоты будем рассматривать только одномерную дифракцию и лишь на одной из апертур — диафрагме $S(x)$, расположенной в фокусе зеркала M_1 , сопряженном нелинейному элементу f . Для диафрагмы с резкими краями функция пропускания диафрагмы является прямоугольной, а для «мягкой» диафрагмы — куполообразной. В этом случае преобразование амплитуд электрического поля дается формулой:

$$E(x'') = \int_{-\infty}^{\infty} K(x + x'') f(E_n(x)) dx, \quad (24)$$

где

$$K(x + x'') = -\frac{k \exp(i k \cdot 4L)}{\pi L} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{i k (x + x'') x'}{L}\right) S(x') dx'.$$

Ядро K обладает следующими свойствами: 1) при $S(x) = 1$ (отсутствие диафрагмы) $K = \delta(x + x'')$ — пространственный фильтр M_1, M_2 лишь переворачивает изображение; 2) для симметричной диафрагмы $S(x) = S(-x)$ ядро K действительно и неотрицательно. Поскольку предполагается, что зеркала M_3, M_4 имеют бесконечные апертуры, то они только переворачивают изображение и в результате система описывается нелокальным отображением вида

$$E_{n+1}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} K(x - x') f(E_n(x)) dx', \quad (25)$$

$$K(x - x') = \frac{k \exp(i k \cdot 8L)}{\pi L} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{i k (x - x') x''}{L}\right) S(x'') dx''. \quad (26)$$

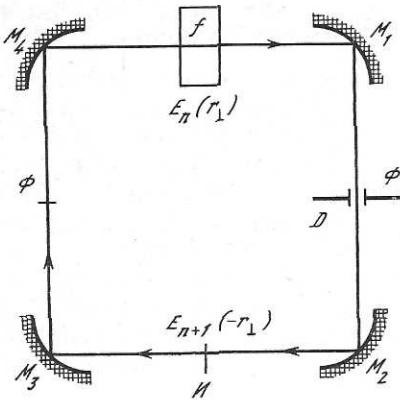
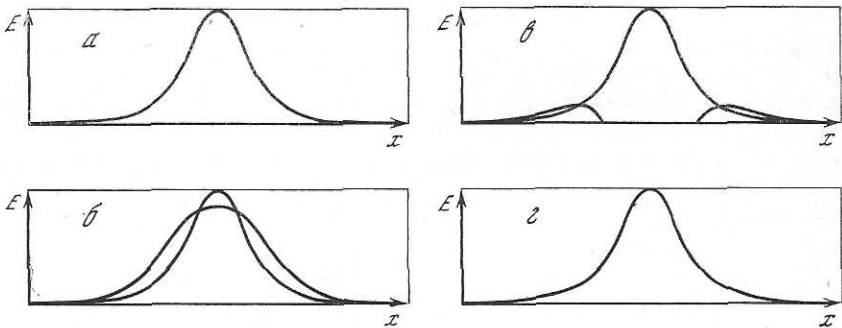


Рис. 15. Конфигурация нелинейного резонатора, описываемого отображением (25)

Φ — фурье-плоскость; $И$ — плоскость изображения; $Д$ — диафрагма; f — нелинейные элементы; $M_1 - M_4$ — конфокальные глухие зеркала

Рис. 16. Взаимодействие нелинейности и дифракции в одномерном случае $E_n(x)$

a — распределение амплитуды электрического поля E_n при n -м проходе через систему, $E_n(x) = \text{sech } x$; b — действие нелинейности $f(E_n)$; c — действие потерь на диафрагме $\partial^2 f(E_n)/\partial x^2$; z — совместное действие нелинейности и дифракционных потерь (отображение (27))



Отображение (25) имеет структуру, подобную (11), и ее основная собственная функция (нелинейная мода резонатора) будет найдена методом, аналогичным примененному в разделе 5. Будем считать, что обостряющее действие нелинейности компенсируется сглаживающим действием дифракции и оба этих эффекта одного порядка малости. Малость дифракционных потерь приводит к записи оператора \hat{F} в виде, аналогичном (14). Действительно, в этом случае ядро K в (25) является быстро меняющейся функцией по сравнению с $f(E_n)$. В нулевом приближении (диафрагма бесконечной ширины, дифракционные потери отсутствуют) K есть δ -функция от $x - x'$ и отображение (25) сводится к (16). Далее, считая, что K дает вклад в интеграл, лишь когда $x - x'$ мало ($f'(E_n)$ меняется по сравнению с K медленно), разлагаем его в ряд по степеням $x - x'$. Поскольку K — четная функция (для симметричной диафрагмы), то первые два слагаемых разложения имеют вид, аналогичный (15):

$$E_{n+1}(x) = f(E_n(x)) + \frac{L^2}{2k^2 b_{\text{эф}}^2} \frac{\partial^2 f(E_n(x))}{\partial x^2}, \tag{27}$$

где $b_{\text{эф}}$ — эффективная ширина диафрагмы. Здесь отметим, что, как и для (14), вид отображения (27) не зависит от формы диафрагмы (прямоугольная, гауссова) вследствие малости дифракционных потерь.

Теперь, считая влияние нелинейности f на поперечное распределение поля малым, запишем f в виде

$$f(E_n(x)) = E_n(x) + \{f(E_n(x)) - E_n(x)\}, \tag{28}$$

где второе слагаемое в скобках сопоставимо по величине с дифракционными потерями. Подставляя (28) в (27), получаем условие компенсации нелинейности и дифракционных потерь (рис. 16)]

$$f(E_n(x)) - E_n(x) + \frac{L^2}{2k^2 b_{\text{эф}}^2} \frac{\partial^2 E_n(x)}{\partial x^2} = 0. \tag{29}$$

Это уравнение, как и полученное ранее (18), имеет решение вида

$$\int_0^E d\xi \left[\xi^2 - \int_0^\xi f(\eta) d\eta + C \right]^{-1/2} = \frac{kb_{\text{эф}}x}{L}, \quad (30)$$

которое может быть как локализованным распределением $E(x) \rightarrow 0$, $x \rightarrow \pm\infty$ при $C = 0$, так и периодической функцией при $C \neq 0$. В случае, когда $f(\eta)$ является полиномом степени не выше третьей, $E(x)$ выражается через эллиптические функции. Например, для нелинейности вида $f(E) = GE - \gamma E^3$ (безынерционное усиление с кубичными потерями) получается поперечное распределение вида

$$E(x) = 2\sqrt{2(G-1)/\gamma} \operatorname{sech}(\sqrt{G-1}kb_{\text{эф}}x/L).$$

Таким образом, основная поперечная мода оптического резонатора может быть и негауссовой. На первый взгляд, это противоречит результатам Фокса и Ли [40], однако следует помнить, что их результаты были получены для пустого резонатора.]

7. Нелокальные отображения как модель непрерывной среды

Покажем, что набор динамических режимов нелокальных отображений содержит в себе динамические режимы уравнений в частных производных. Для этого достаточно показать, что итерации отображения типа (26) эквивалентны решению такого уравнения.

Рассмотрим слоистую среду (см. рис. 3 и введение), каждому слою которой циклически соответствуют нелинейность f , дисперсия \hat{D} , дифракция \hat{F} . Для определенности будем считать нелинейность «самофокусирующей»: $f = E \exp(ikd(n_0 + n_2 |E|^2))$. Дисперсию и дифракцию запишем для тонких слоев:

$$\begin{aligned} \hat{D} &= 1 + \frac{\xi}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}, \quad \xi = dz \left(\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right), \\ \hat{F}E(z, x, y) &= \frac{ik}{2\pi dz} \iint_{-\infty}^{\infty} E(z, x', y') \times \\ &\times \exp \left\{ \frac{ik}{2dz} [(x+x')^2 + (y+y')^2] \right\} dx' dy'. \end{aligned} \quad (31)$$

Устремляя $dz \rightarrow 0$ и пользуясь быстрыми осцилляциями экспоненты в (31), легко получить для \hat{F} асимптотическое выражение в первом порядке малости по dz :

$$\hat{F} = 1 + (idz/2k) \Delta_{\perp},$$

где $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ — «поперечный» лапласиан. Огибающую волнового пакета E будем считать функцией не только времени и поперечных координат, но и продольной координаты z . Пусть отображение (26) связывает значения E , отстоящие друг от друга на бесконечно малый промежуток dz :

$$E(z+dz, t, \mathbf{r}_{\perp}) = \hat{F}\hat{D}f(E(z, t, \mathbf{r}_{\perp})). \quad (32)$$

Подставляя выражения для операторов в (32) и сохраняя слагаемые первого порядка по dz , получаем

$$\begin{aligned} E(z+dz, t, \mathbf{r}_{\perp}) &= E + \frac{\partial E}{\partial z} dz = E + idzkE(n_0 + n_2 |E|^2) + \\ &+ dz \left(\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right) \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{idz \Delta_{\perp} E}{2k}, \end{aligned}$$

откуда, приводя подобные члены, имеем

$$\frac{\partial E}{\partial z} = ik(n_0 + n_2 |E|^2) E + \left(\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right) \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{i \Delta_{\perp} E}{2k}, \tag{33}$$

т. е. уравнение Гинзбурга—Ландау [41]. Таким образом, отображение (32), записанное для слоистой среды с бесконечно малыми толщинами слоев dz , эквивалентно уравнению (33).

С помощью отображения (32), по-видимому, можно строить точные решения уравнений типа (33). Приведем простейший пример — отображение (32) для случая дифракции в вакууме

$$E(z + dz, \mathbf{r}_{\perp}) = (1 + i dz \Delta_{\perp} / 2k) E(z, \mathbf{r}_{\perp}). \tag{34}$$

Пользуясь (34), получим связь между $E(z = 0, \mathbf{r}_{\perp})$ и $E(z = l, \mathbf{r}_{\perp})$ в точках, расположенных на конечном расстоянии l . Пусть огибающая $E(z = 0, \mathbf{r}_{\perp})$ представима в виде

$$E(z = 0, \mathbf{r}_{\perp}) = (2\pi)^{-1} \iint \exp(i \mathbf{k} \mathbf{r}_{\perp}) \mathcal{E}(z = 0, \mathbf{k}) d\mathbf{k}. \tag{35}$$

Подставляя этот интеграл Фурье в (34), получаем для фурье-компонент $\mathcal{E}(z, \mathbf{k})$

$$\mathcal{E}(dz, \mathbf{k}) = (1 - i dz \mathbf{k}^2 / 2k) \mathcal{E}(0, \mathbf{k}).$$

При последующих итерациях имеем

$$\mathcal{E}(2 dz, \mathbf{k}) = (1 - i dz \mathbf{k}^2 / 2k)^2 \mathcal{E}(0, \mathbf{k}),$$

$$\dots$$

$$\mathcal{E}(m dz, \mathbf{k}) = (1 - i dz \mathbf{k}^2 / 2k)^m \mathcal{E}(0, \mathbf{k}).$$

Для того чтобы получить выражение для $\mathcal{E}(l, \mathbf{k})$ (на конечном расстоянии l), рассмотрим предел $m \rightarrow \infty$ при очевидном условии $m = l/dz$:

$$\mathcal{E}(l, dz) = \lim_{m \rightarrow \infty} (1 - i \mathbf{k}^2 l / 2km)^m \mathcal{E}(0, \mathbf{k}). \tag{36}$$

Перепишем (36) в виде

$$\mathcal{E}(l, \mathbf{k}) = \lim_{m \rightarrow \infty} \left[\left(1 - \frac{i \mathbf{k}^2 l}{2km} \right)^{2km / i \mathbf{k}^2 l} \right]^{i \mathbf{k}^2 l / 2k} \mathcal{E}(0, \mathbf{k}). \tag{37}$$

Предел выражения в квадратных скобках известен как число Эйлера: $e = \lim_{m \rightarrow \infty} (1 - 1/m)^m$, так что (37) переходит в

$$\mathcal{E}(l, \mathbf{k}) = e^{i \mathbf{k}^2 l / 2k} \mathcal{E}(0, \mathbf{k}).$$

Переходя от фурье-компонент \mathcal{E} обратно к амплитуде $E(l, \mathbf{r}_{\perp})$ и используя

$$\mathcal{E}(0, \mathbf{k}) = \iint \exp(-i \mathbf{k} \mathbf{r}_{\perp}) E(z = 0, \mathbf{r}_{\perp}) d\mathbf{r}_{\perp},$$

получаем

$$\begin{aligned} E(l, \mathbf{r}_{\perp}) &= \frac{1}{2\pi} \iint \exp(i \mathbf{k} \mathbf{r}_{\perp}) \exp\left(\frac{i \mathbf{k}^2 l}{2k}\right) \mathcal{E}(0, \mathbf{k}) d\mathbf{k} = \\ &= \frac{ik \exp(ikl)}{2\pi l} \iint_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{ik(\mathbf{r}_{\perp} - \mathbf{r}'_{\perp})^2}{2l}\right) E(z = 0, \mathbf{r}'_{\perp}) d\mathbf{r}'_{\perp}, \end{aligned}$$

т. е. решение в форме интеграла Кирхгофа—Френеля.

3. Заключение

В настоящей работе методом нелокальных отображений анализировались решения некоторых задач динамики волнового пакета в нелинейной системе. Термин «нелокальные отображения» взят нами из работы [42], где такое ото-

бражение было применено к решению задачи о динамике ансамбля частиц в одном измерении. Для итераций использовался интеграл от дальнего действия потенциала взаимодействия, «взвешенный» по функции распределения в фазовом пространстве p, q , где q — обобщенная координата. Взаимодействие включалось δ -образно в равноотстоящие моменты времени, поэтому использование итераций вполне естественно. В отличие от модели в [42] в настоящей работе каждому оператору нелокального отображения \hat{F} , \hat{D} ставился в соответствие определенный элемент кольцевого лазера. При этом нелинейности f соответствовали нелинейно усиливающие и поглощающие элементы, дисперсии \hat{D} — линейные фильтры, а дифракции \hat{F} — воздушные промежутки между элементами. Последовательное рассмотрение отображений (1а), (1б), (2а), (2б) позволило рассмотреть динамику как чисто нелинейной системы, описываемой отображением f (разделы 2—4), так и нелинейной системы с учетом дисперсии и дифракции. В частности, получены выражения для моды низшего порядка оптического резонатора с безынерционной нелинейностью (раздел 6).

Тем не менее этими рассмотренными случаями многообразие регулярных пространственных и временных режимов в лазере не исчерпывается. Более того, пока остался неисследованным вопрос о влиянии дифракции на хаотическую поперечную структуру, о формировании которой сообщено в работе [6] и разделе 4. Можно предположить, что дифракция будет «замывать» хаотические выбросы амплитуды, так что в реальном эксперименте будут наблюдаться лишь регулярные поперечные структуры. Не отвергая эту возможность, тем не менее отложим ответ на этот вопрос до более подробного исследования свойств итераций нелокальных отображений.

Авторы благодарят П. Г. Крюкова за полезные обсуждения, участников семинара по теоретической радиофизике ФИАН за критические замечания, признательны С. Н. Опарину за взаимодействие при освоении компьютерной графики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний. М.: Физматгиз, 1959. 915 с.
2. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.
3. Азьян Ю. М., Мигулин В. В. Об автоколебаниях в системе с запаздывающей обратной связью // Радиотехника и электроника. 1956. Т. 1. С. 418—427.
4. Кислов В. Я., Залогин Н. Н., Мясин Е. А. Исследование стохастических автоколебательных процессов в автогенераторах с запаздыванием // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24. С. 1118—1125.
5. Кузнецов С. П. Сложная динамика генераторов с запаздывающей обратной связью // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. С. 1410—1413.
6. Розанов Н. П. Гистерезисные и стохастические явления в нелинейных оптических системах // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. С. 1886—1893.
7. Nakatsuka H., Asaka S., Ikeda K., Matsuoka M. Observation of bifurcation to chaos in an all optical bistable system // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 109—113.
8. Окулов А. Ю., Оравский А. Н. Регулярная и стохастическая автомодуляция в кольцевом лазере с нелинейным элементом // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. С. 1844—1847.
9. Okulov A. Yu., Oraevsky A. N. Space-temporal behaviour of a light pulse in nonlinear nondispersive media // J. Opt. Soc. Amer. B. 1986. Vol. 3. P. 741—746.
10. Hnilo A. A. Chaotic (as logistic map) laser cavity // Opt. Commun. 1985. Vol. 53. P. 194—197.
11. Кислов В. Я., Залогин Н. Н., Мясин Е. А. О нелинейной стохастизации автоколебаний в электронно-вольновом генераторе с задержанной обратной связью // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24. С. 2160—2167.
12. Фейгенбаум М. Д. Универсальность в поведении нелинейных систем // УФН. 1983. Т. 141. С. 343—371.
13. Feigenbaum M. J. Universal behaviour in nonlinear systems // Los Alamos Sci. 1980. Vol. 1. P. 1—37.
14. Ott E. Strange attractors and chaotic motions of dynamical systems // Rev. Mod. Phys. 1981. Vol. 53. P. 655—672.

15. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. С. 369.
16. *Kuznetsov S. P., Pikovsky A. S.* Universality and scaling of period doubling bifurcations in a dissipative distributed medium // *Physica D*. 1986. Vol. 19. P. 384—396.
17. *Кислов В. Я.* Теоретический анализ шумоподобных колебаний в электронно-волновых системах и автогенераторах с запаздыванием и сильной нелинейностью // *Радиотехника и электроника*. 1980. Т. 25. С. 1683—1691.
18. *Власов С. Н.* Неустойчивость нелинейного интерферометра Фабри—Перо // *Квантовая электроника*. 1984. Т. 11. С. 1842—1844.
19. *McLaughling D. W., Moloney J. V., Newell A. S.* New class of instabilities in passive optical cavities // *Phys. Rev. Lett.* 1985. Vol. 54. P. 681—685.
20. *McLaughling D. W., Moloney J. V., Newell A. S.* Solitons as fixed points of an infinite dimensional maps // *Phys. Rev. Lett.* 1983. Vol. 51. P. 75—79.
21. *Hollinger F., Jung Chr.* Single-longitudinal mode laser as discrete dynamical system // *J. Opt. Soc. Amer. B*. 1985. Vol. 2. P. 218—225.
22. *Кузнецов Д. Ю., Кузнецова Т. И.* О восстановлении фазовых характеристик световых полей по амплитудным характеристикам с помощью активных оптических систем // *Квантовая электроника*. 1985. Т. 12. С. 2507—2509.
23. *Haus H. A.* Theory of mode locking in a laser with a slow saturable absorber // *IEEE J. Quant. Electron.* 1975. Vol. QE-11. P. 736—746.
24. *Васильев П. П., Морозов В. Н.* Теория генерации пикосекундных импульсов инжекционным лазером с внешним резонатором в режиме синхронизации мод // *Квантовая электроника*. 1985. Т. 12. С. 331—335.
25. Справочник по лазерам. М.: Сов. радио. 1978. Ч. 2. С. 315.
26. *Джотян Г. П., Дьяков Ю. Е., Зубарев И. Г., Миронов А. Б., Михайлов С. И.* Усиление при ВКР монохроматической накачки // *ЖЭТФ*. 1977. Т. 73. С. 822—829.
27. *Бломберг Н.* Нелинейная оптика. М.: Мир, 1966.
28. *Васильева М. А., Гульбинас В. В., Кабелка В. И., Масалов А. В., Сырус В. П.* Измерение пикосекундных времен релаксации просветляющихся красителей методом скрещенных поляризаторов // *Квантовая электроника*. 1983. Т. 10. С. 415—419.
29. *Крюков П. Г., Летохов В. С.* Распространение импульса света в резонансно усиливающей (поглощающей) среде // *УФН*. 1969. Т. 99. С. 169—211.
30. *Крюков П. Г., Матвеев Ю. А., Чекалин С. В., Шатберашвили О. Б.* Формирование ультракоротких лазерных импульсов с помощью двухкомпонентной среды // *Письма в ЖЭТФ*. 1972. Т. 16. С. 117—120.
31. *Ораевский А. Н.* Динамическая стохастичность и лазеры // *Тр. ФИАН*. 1986. Т. 171. С. 3—51.
32. *Шарковский А. Н.* Сосуществование циклов при непрерывном отображении прямой в себя // *Укр. мат. журн.* 1964. Т. 14. С. 61—65.
33. *Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В.* Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. С. 34.
34. *Ораевский А. Н., Проценко И. Е.* Взрывное поглощение излучения // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1986. Т. 50. С. 715—723.
35. *Hammel S. M., Jones C. R. K. T., Moloney J. V.* Global dynamical behaviour of an optical field in a ring cavity // *J. Opt. Soc. Amer. B*. 1985. Vol. 2. P. 552—559.
36. *Кузнецов С. П.* Бифуркации удвоения в простой модели распределенной системы // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1982. Т. 25. С. 1364—1367.
37. *Кудрявцев Л. Д.* Математический анализ. М.: Наука, 1974. Т. 2. С. 218.
38. *Романовский Ю. М., Степанова Н. В., Чернавский Д. С.* Математическая биофизика. М.: Наука, 1984.
39. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1974.
40. *Fox A. G., Lee A. T.* Transverse modes of optical resonator // *Bell. Syst. Techn. J.* 1962. Vol. 40. P. 453—465.
41. *Ораевский А. Н.* Вынужденное испускание и фазовые переходы // *ЖЭТФ*. 1985. Т. 89. С. 608—613.
42. *Berry M. V., Imbkeu J. O., Tabor M., Balazs N. L.* Nonlocal maps // *Physica D*. 1984. Vol. 11. P. 1—20.

СОДЕРЖАНИЕ

Ораевский А. Н. Гауссовы пучки и оптические резонаторы	3
Пестов Э. Г. Теория релаксации квантовых систем в сильном электромагнитном поле	60
Виноградов Ан. В. Неравновесная диаграммная техника и теория немарковеской релаксации квантовых систем в световых полях	117
Ораевский А. Н., Проценко И. Е. Взрывное поглощение	144
Амелькин С. В., Ораевский А. Н. Многофотонное возбуждение колебаний молекул в электрическом поле	178
Окулов А. Ю., Ораевский А. Н. Дискретные отображения и пространственно-временная динамика волнового пакета в нелинейной среде	202

Утверждено к печати
Физическим институтом им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Редактор издательства Н. Н. Лезнова. Художественный редактор Н. Н. Власик
Технический редактор Н. Н. Плохова. Корректоры А. Б. Васильев, И. А. Талалай

ИБ № 37542

Сдано в набор 05.10.87. Подписано к печати 29.02.88. Т-00257. Формат 70×108¹/₁₆.
Бумага кн.-журнальная импортная. Гарнитура обыкновенная. Печать высокая.
Усл. печ. л. 19,6. Усл. кр. отт. 19,95. Уч.-изд. л. 19,9. Тираж 1150 экз. Тип. зак. 1063.
Цена 3 р. 70 к.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Наука»
117864, ГСП-7, Москва, В-485, Профсоюзная ул., 90

2-я типография издательства «Наука» 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 6