

Расчетная и экспериментальная кривые совпадают в пределах погрешности эксперимента (10%), показанной на рис. 4. Поэтому наблюдаемое различие несущественно, и можно сделать вывод, что осуществляемое в эксперименте распределение агрегатов по размерам близко к гамма-распределению с $\sigma = 1,4$ (см. рис. 2).

Заключение

В работе представлен метод расчета характеристик многократного рассеяния света на взвеси хаотично ориентированных сфероидальных частиц, в частности в суспензии агрегирующих эритроцитов.

Рассчитаны угловые зависимости интенсивности многократно рассеянного света для взвеси агрегирующих эритроцитов от количества выбранных в модели слоев и теоретическая кривая интенсивности рассеянного назад света от времени.

Показано, что для условий данной задачи достаточно учесть лишь несколько ближайших к приемно-передающему устройству слоев и что распределение числа эритроцитов в агрегатах в условиях спонтанной агрегации близко к гамма-распределению с $\sigma = 1,4$.

Применение представленного метода не ограничивается случаем спонтанной агрегации эритроцитов в цельной крови. Разработанные алгоритмы и компьютерная программа позволяют проводить расчет многократного рассеяния не только для клеток крови, но и для большого количества других объектов живого микромира — бактерий и спор, дрожжей, растительных и животных клеток, микроводорослей и других объектов, форма которых близка к сфероидальной.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом РФФИ «Научные школы» (96-15-97782).

Литература

1. Лопатин В.Н., Сидько Ф.Я. Введение в оптику взвесей клеток. Новосибирск: Наука, 1988.
2. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986.
3. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961.
4. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М.: Мир, 1981. Ч. 1.
5. Lopatin V.N., Shepelevitch N.A., Lopatin V.V. // Proc. Intern. Workshop «Electromagnetic and light scattering: theory and application». M., Russia, 1997. P. 67.
6. Shepelevitch N.A., Lopatin V.N., Maltsev V.P., Lopatin V.V. // J. Opt. A.: Pure Appl. Opt. 1999. 1. P. 1.
7. Lopatin V.N., Shepelevitch N.A., Lopatin V.V. // Proc. 8th Intern. Symp. «Homeostasis and Environment». Krasnoyarsk, Russia, 1997. P. 54.
8. Firsov N.N., Priezhev A.V., Ryaboshapka O.M. Optical Methods of Biomedical Diagnostics and Therapy // Proc. SPIE. 1993. 1981. P. 17.
9. Приезжев А.В., Рябошапка О.М., Сирко И.В., Фирсов Н.Н. // Изв. РАН, сер. физ. 1995. 59, № 6. С. 165.
10. Рябошапка О.М. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1996.
11. Сидько Ф.Я., Лопатин В.Н., Парамонов Л.Е. Поляризационные характеристики взвесей биологических частиц. Новосибирск: Наука, 1990.
12. Latimer P., Barber P.W // J. Coll. Interf. Sci. 1978. 63, No. 2. P. 310.
13. Королевич А.Н., Хайруллина А.Я., Шубочкин Л.П. // Опт. и спектр. 1990. 68, № 2. С. 403.

Поступила в редакцию
29.07.98

УДК 621.373.826

АНАЛИЗ ОДНОЙ МОДЕЛИ КОЛЛЕКТИВНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРНЫХ РЕШЕТОК С ДИФРАКЦИОННОЙ СВЯЗЬЮ

В. П. Кандидов, А. В. Кондратьев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

На основе динамической модели для лазерных решеток с дифракционной связью развита методика исследования переходного процесса от спонтанного излучения отдельных каналов к коллективной генерации. Характер и длительность переходного процесса определяются соотношением между фактором селективности системы и превышением инкремента усиления над порогом генерации. Показано, что традиционная динамическая модель коллективной генерации приводит к результатам, противоречащим экспериментальным данным.

Введение

Использование дифракционного обмена излучением между каналами лазерных решеток, помещенных в общий резонатор Тальбо [1, 2], является эффективным средством их фазовой синхронизации. При анализе динамики коллективной генерации таких систем обычно исследуют устойчивость стационарного режима. В рамках модели среднего поля,

инжектируемого в элементы структуры, рассмотрено влияние разброса собственных частот [3] и их временных флуктуаций [4] на установившуюся генерацию одномерных и двумерных лазерных решеток. При анализе линеек из большого числа лазеров используется модель непрерывной активной среды с поперечной диффузией излучения [4, 5].

Актуальным представляется изучение характера и длительности процесса установления коллективной

генерации в лазерных решетках. В настоящей работе исследуется переходный процесс развития коллективной генерации из спонтанного излучения в линейках и двумерных решетках лазеров в резонаторе Тальбо. Рассматривается динамическая модель, предложенная в работе [6] для описания решетки волноводных CO₂-лазеров с общим зеркалом, осуществляющим дифракционную связь.

1. Модель переходного процесса

Рассмотрим решетку волноводных лазеров с дифракционной связью во внешнем резонаторе. Пусть каждый волновод излучает основную поперечную моду и взаимная связь не меняет поперечный профиль этой моды, что справедливо для случая достаточно длинных волноводов. В этих предположениях поле излучения решетки однозначно определяется значением комплексных амплитуд $E_n = A_n e^{i\varphi_n}$ на осях каналов генерации.

Обобщая на случай лазерной решетки динамическое уравнение для одномодового лазера с насыщением усиления в рамках модели безынерционной среды с однородно уширенной линией, авторы работы [6] записали следующую систему уравнений:

$$\frac{dE_n}{dt} = \left(\frac{g_0}{1 + |E_n|^2} - 1 \right) E_n + \sum_m M_{nm} E_m, \quad (1)$$

$m, n = 1, 2, \dots, N,$

где g_0 — инкремент усиления слабого сигнала в канале генерации, M_{nm} — матрица коэффициентов дифракционной связи n -го и m -го каналов решетки, N — число лазеров в решетке. При записи системы (1) предполагается, что каналы генерации идентичны и их собственная частота попадает в центр линии усиления. Амплитуды E_n нормированы на величину $\sqrt{8\pi I_s / cn}$, где I_s — интенсивность насыщения, время t нормировано на время обхода общего резонатора τ_c .

Для каналов, формирующих основную гауссову моду с полушириной вдоль осей координат σ_x и σ_y , коэффициенты дифракционной связи в двумерной плоской решетке с периодами a_x и a_y вдоль направлений x, y равны [7]

$$M_{nm} = \frac{1}{\sqrt{1 - iD_x} \sqrt{1 - iD_y}} \times \exp \left\{ - \frac{a_x^2 (n_x - m_x)^2}{2\sigma_x^2 (1 - iD_x)} - \frac{a_y^2 (n_y - m_y)^2}{2\sigma_y^2 (1 - iD_y)} \right\}; \quad (2)$$

$$D_{x,y} = \frac{2L}{k\sigma_{x,y}^2}. \quad (3)$$

Здесь $n_{x,y}$ и $m_{x,y}$ — номера столбцов и рядов решетки, в которых находятся n -й и m -й лазеры, L — расстояние от выходных апертур каналов до зеркала связи в резонаторе Тальбо. Коэффициенты (2) описывают решетку с прямоугольным заполнением. При переходе к линейному набору лазеров

полагается $a_y = 0$. В этом случае $L = 0,5z_t$, где $z_t = 2a_x^2/\lambda$ — расстояние Тальбо. Для квадратной решетки ($a_x = a_y = a$) в резонаторе Тальбо с $L = 0,5z_t$ волновой параметр D для осесимметричной моды ($\sigma_x = \sigma_y = \sigma$) выражается следующим образом:

$$D = \frac{1}{\pi\mu^2}, \quad (4)$$

где $\mu = \sigma/a$ — коэффициент заполнения решетки.

Положим, что после включения накачки уровень усиления g_0 в каналах устанавливается достаточно быстро и к этому моменту поле спонтанного излучения каналов еще не коррелировано. Тогда процесс установления коллективной генерации можно рассматривать со следующими начальными условиями:

$$E_n(0) = \tilde{E}_n, \quad \langle \tilde{E}_n^* \tilde{E}_m \rangle = \sigma_E^2 \delta_{nm}. \quad (5)$$

Это соответствует случайной реализации статистически независимого распределения комплексной амплитуды поля по каналам генерации. Поле $\{\tilde{E}_n, n = 1, 2, \dots, N\}$ имеет нормальный закон распределения. В настоящей работе дисперсия шума везде полагалась равной $\sigma_E^2 = 10^{-10}$.

2. Реализация переходного процесса

Численное решение системы уравнений (1) со случайными начальными условиями (5) позволяет наглядно представить динамику модуля и фазы комплексной амплитуды полей в лазерных решетках при различных значениях коэффициента заполнения μ , числа лазеров N и превышения Δg над порогом коллективной генерации:

$$\Delta g = g_0 - G^{(1)}, \quad (6)$$

где $G^{(1)}$ — пороговое значение инкремента усиления, необходимое для возникновения коллективной генерации в резонаторе Тальбо.

На рис. 1 приведены реализации процесса установления коллективной генерации в линейках из 9 и 36 лазеров при одном и том же превышении над порогом $\Delta g = 0,1$. Как показывает анализ, характер переходного процесса при заданных параметрах решетки не зависит от начальных условий. Качественно в нем можно выделить два этапа: линейный этап селекции, когда происходит выделение из начального шума одной или нескольких наиболее добротных мод, и этап установления, когда существенна роль насыщения усиления.

Для анализа процесса установления введем средние для решетки лазеров относительные изменения за время обхода резонатора амплитуды D_a и фазы D_φ излучения, приходящиеся на один канал:

$$D_a(t) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \frac{[A_n(t+1) - A_n(t)]^2}{A_n(t)A_n(t+1)}, \quad (7)$$

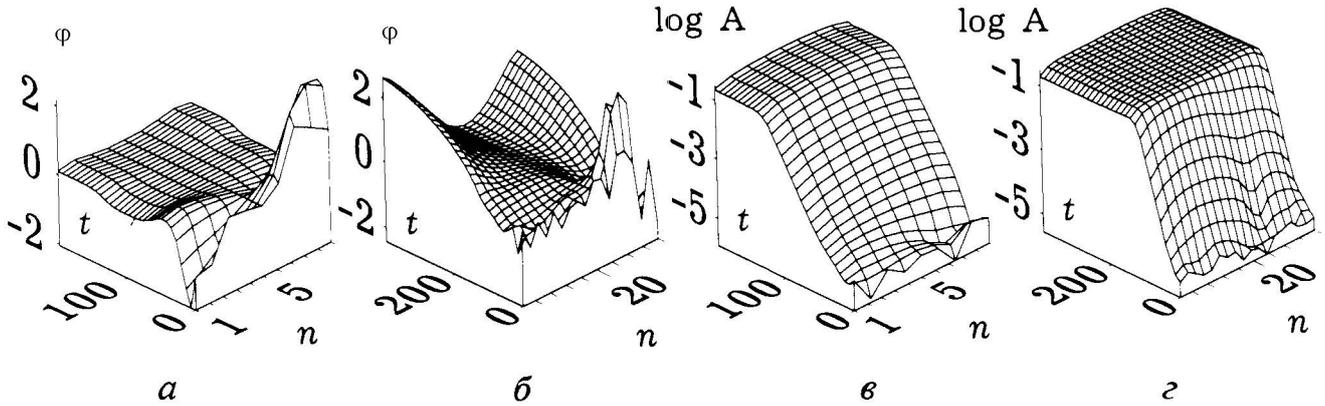


Рис. 1. Изменение со временем фазы φ (а, б) и логарифма модуля комплексной амплитуды A полей каналов генерации (в, г) при реализации процесса установления коллективной генерации из шума в линейках из 9 (а, в) и 25 (б, г) лазеров. Превышение над порогом генерации $\Delta g = 0,1$; коэффициент заполнения $\mu = 0,25$

$$D_\varphi(t) = \frac{2}{N} \sum_{n=1}^N \{1 - \cos[\varphi_n(t+1) - \varphi_n(t)]\}. \quad (8)$$

Такое определение D_a и D_φ позволяет сравнивать вклады амплитудной и фазовой составляющих в изменение комплексной амплитуды излучения каналов генерации. В формуле (8) фаза $\varphi_n(t)$ комплексной амплитуды отсчитывается от фазы излучения центрального канала решетки, что позволяет исключить медленные изменения, обусловленные сдвигом частоты коллективной генерации относительно частоты изолированного канала в резонаторе. Следует отметить, что модели с действительными коэффициентами связи между каналами не отражают частотного сдвига коллективных мод.

На рис. 2 представлены зависимости $D_a(t)$ и $D_\varphi(t)$ для отдельных реализаций переходного процесса в линейках из 9 и 36 лазеров и в двумерной решетке из 81 лазера при превышении порога генерации $\Delta g = 0,1$. Кривые для 9 и 36 лазеров приведены для тех же реализаций, что и на рис. 1. Установление модуля комплексной амплитуды определяется величиной Δg и для всех трех случаев независимо от начального шума длится примерно до $t = 150$ (рис. 2, б). Резкий спад относительного изменения $D_a(t)$ характеризует начало нелинейного этапа установления.

Поведение фазы полей при фиксированном Δg существенно зависит от параметров решетки. Так, для линейки с $N = 9$ и решетки с $N = 81$ первоначальное установление фазы связано с быстрой селекцией синфазной моды, о чем свидетельствует спад $D_\varphi(t)$. Последующий всплеск $D_\varphi(t)$ объясняется нелинейным взаимодействием коллективных мод в условиях насыщения усиления. В установившемся режиме наряду с синфазной присутствует с небольшим весом одна из высших мод (рис. 1, а).

В линейке из 36 лазеров на этапе селекции выделяется несколько наиболее добротных мод, фазовые соотношения между которыми меняются во времени. Это подтверждает относительно большая величина приращения фазы $D_\varphi(t)$ при $t > 200$ (рис. 2, а). В результате время формирования фазового профиля

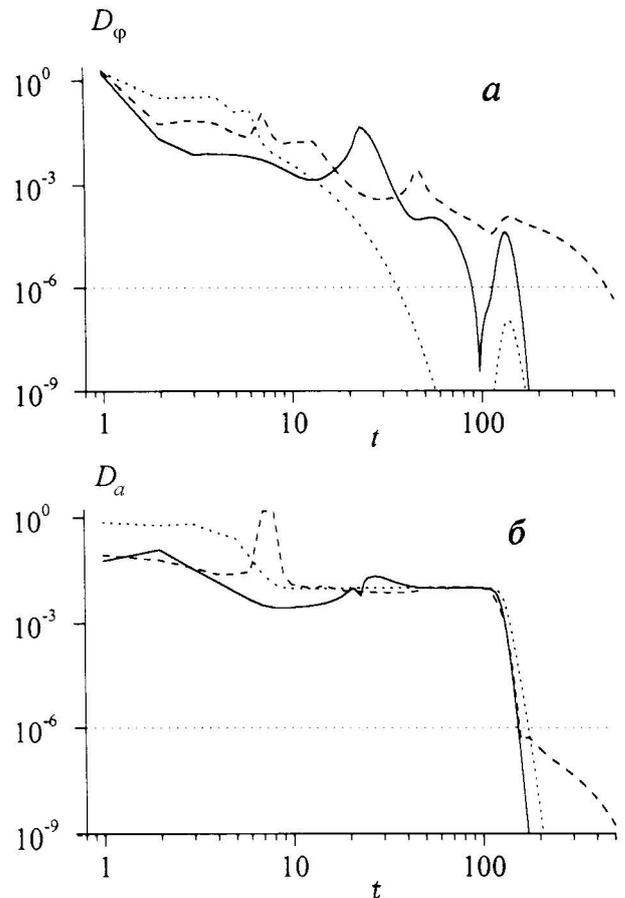


Рис. 2. Относительные изменения фазы D_φ (а) и модуля D_a (б) комплексной амплитуды за время обхода резонатора, приведенные к одному каналу, в линейках с $N = 9$ (сплошные кривые) и 36 (штриховые) и в двумерной решетке с $N = 81$ (пунктир); $\Delta g = 0,1$, $\mu = 0,25$

оказывается значительно больше длительности установления модуля комплексной амплитуды полей. Таким образом, увеличение числа лазеров в линейке ухудшает селективные свойства системы и затягивает процесс установления коллективной генерации.

3. Селективность и динамика переходного процесса

Для количественной оценки влияния селективных свойств резонатора на начальную стадию переходного

го процесса, когда $|E_n| \ll 1$, $n = 1, 2, \dots, N$, линеаризуем систему (1) и представим ее решение в виде суперпозиции коллективных мод резонатора Тальбо:

$$E_n(t) = \sum_j \xi_{j0} e_n^{(j)} \exp\{(g_0 - 1 + \gamma_j)t\}, \quad (9)$$

где ξ_{j0} — начальная амплитуда j -й коллективной моды, определяемая начальным шумом. Моды $e_n^{(j)}$ являются собственными векторами, γ_j — собственными значениями матрицы дифракционной связи лазеров в резонаторе Тальбо:

$$\gamma_j e_n^{(j)} = \sum_m M_{nm} e_m^{(j)}, \quad n, m = 1, 2, \dots, N. \quad (10)$$

Из (9) для рассматриваемой динамической модели (1) можно получить пороговый инкремент усиления для j -й коллективной моды:

$$G^{(j)} = 1 - \text{Re } \gamma_j. \quad (11)$$

Анализ задачи на собственные значения (10) показывает, что минимальное значение порогового инкремента (11) имеет синфазная мода (рис. 3, а).

При увеличении числа лазеров N порог $G^{(1)}$ снижается из-за улучшения качества самовоспроизведения периодического поля решетки в резонаторе

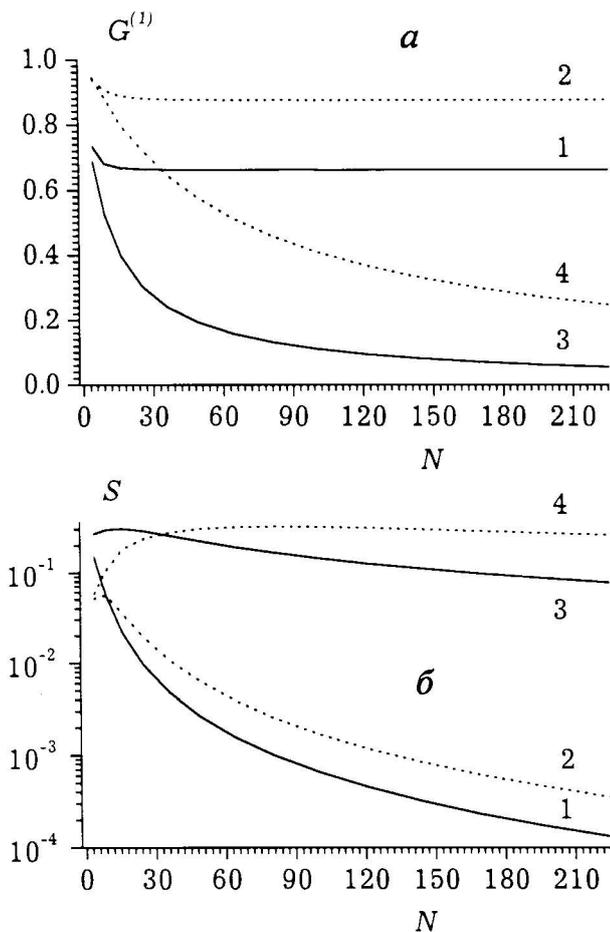


Рис. 3. Зависимость порогового инкремента усиления $G^{(1)}$ и фактора селективности S от числа лазеров N в линейках (1, 2) и двумерных решетках (3, 4); $\mu = 0,25$ (1, 3), $\mu = 0,1$ (2, 4)

Тальбо (рис. 3, а). В одномерном наборе вследствие значительных дифракционных потерь в направлении, перпендикулярном линейке, снижение $G^{(1)}$ невелико. При $N > 10 \div 15$ вклад крайних каналов линейки, для которых нарушается эффект самовоспроизведения, в инкремент $G^{(1)}$ становится малым и величина инкремента не меняется при дальнейшем росте N . Соответственно в двумерной геометрии влияние крайних каналов на $G^{(1)}$ мало при $N > 100 \div 200$.

Уменьшение коэффициента заполнения μ при выполнении условия Тальбо увеличивает потери излучения на краях набора. Поэтому при фиксированном N пороговый инкремент $G^{(1)}$ возрастает с увеличением коэффициента μ .

Если собственные значения матрицы M_{nm} пронумерованы в порядке возрастания $G^{(j)}$, то отношение амплитуд первых двух мод нарастает в начале переходного процесса экспоненциально:

$$\frac{|\xi_1(t)|}{|\xi_2(t)|} \sim e^{St}, \quad (12)$$

где $S = G^{(2)} - G^{(1)}$ — фактор селективности. Величина S существенно связана с тем, насколько нелокальна связь между каналами. Действительно, при двумерной геометрии большее число каналов расположено в непосредственной близости друг от друга и, следовательно, охвачено сильной взаимной связью. Поэтому селективность S для двумерных решеток значительно выше, чем для линейек с тем же числом каналов (рис. 3, б). Уменьшение коэффициента заполнения μ , в свою очередь, также приводит к повышению S независимо от размерности набора из-за увеличения числа эффективно связанных лазеров.

Как величина, характеризующая различие пороговых инкрементов усиления низших мод, селективность определяется их спектром. В линейках спектр коллективных мод уплотняется по мере роста числа каналов N и селективность быстро падает (рис. 4). В двумерных решетках падение S , обусловленное ростом N , невелико.

Фактор S определяет эффективность выделения низшей коллективной моды на линейной стадии усиления. Действительно, из (6), (9) и (12) видно, что выделение этой моды из начального шума завершится до насыщения усиления, если $S\tau_{lin} > 1$. Оценивая время τ_{lin} , за которое интенсивность низшей моды достигает насыщения, получаем условие эффективно выделения синфазной моды на этапе селекции:

$$S > - \frac{2\Delta g}{\ln(\sigma_E^2)}. \quad (13)$$

Для $\sigma_E^2 = 10^{-10}$ неравенство (13) дает $S > 0,1g$. Полученная оценка подтверждается результатами численного анализа переходного процесса. Для линейки из 9 каналов с коэффициентом заполнения $\mu = 0,25$ и селективностью $S \approx 0,06$ (рис. 3, б) условие (13)

выполняется, например, при $\Delta g = 0,1$, и первая мода эффективно выделяется на этапе селекции. В этом случае другие моды, за исключением второй, оказываются подпороговыми (рис. 4). На этапе установления появляется третья мода, нелинейно взаимодействующая с выделенной синфазной. В линейке с $N = 36$ ($\mu = 0,25$, $S \approx 0,005$) неравенство (13) при $\Delta g = 0,1$ нарушается. Надпороговыми являются уже 8 коллективных мод (рис. 4), и формирование фазовых соотношений происходит на этапе установления в условиях нелинейности (см. рис. 1, б, г).

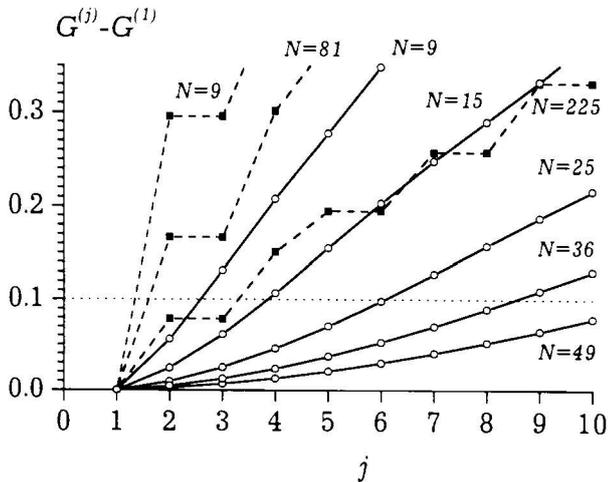


Рис. 4. Разность инкрементов усиления j -й и первой коллективных мод $G^{(j)} - G^{(1)}$ в зависимости от j в линейках (сплошные кривые) и двумерных решетках (штриховые) с разным числом каналов N ; $\mu = 0,25$

В двумерных решетках, обладающих высокой селективностью (рис. 3, б), условие (13) выполняется для N , меняющегося в широких пределах. Поэтому фазовый профиль устанавливается на этапе селекции до насыщения усиления (см. рис. 2).

Следует отметить, что в экспериментах [8] наблюдается сильная конкуренция синфазной моды и антифазной, в которой фаза от канала к каналу меняется на π . Это свидетельствует о близких декрементах затухания этих мод. Для рассматриваемой модели (1) второй по величине порогового инкремента (11) является мода, в которой фаза на апертуре решетки меняется на величину, близкую к π , только один раз. Отличие полученных результатов от экспериментальных объясняется, по-видимому, тем, что общепринятая модель (1) не описывает адекватно процесс установления коллективной генерации в лазерных решетках.

4. Длительность переходного процесса

Введение интегральных параметров $D_a(t)$, $D_\varphi(t)$, характеризующих изменение амплитуды поля, позволяет оценить длительность процесса установления коллективной генерации для решеток с различными параметрами. Среднее время установления T определялось методом статистических испытаний по ансамблю из 30 реализаций переходного процесса. Коллективный режим считался установившимся, если суммарная величина относительного изменения мо-

дуля и фазы за один обход резонатора оставалась малой в соответствии с условием $D_a(t) + D_\varphi(t) < 10^{-6}$. Среднее время установления T приведено на рис. 5 в зависимости от превышения Δg порога коллективной генерации. Для линейки с $N = 9$ и двумерных решеток с $N = 9, 25$ и 81 результаты ложатся на одну кривую, хорошо аппроксимируемую зависимостью $T \sim \Delta g^{-1}$. Здесь синфазная мода выделяется на этапе селекции и длительность T определяется лишь временем нарастания τ_{lin} ее амплитуды. Таков же характер переходного процесса для линеек с $N = 25$ и 49 при $\Delta g < 0,04$ и $0,02$ соответственно. Нелинейное взаимодействие коллективных мод при увеличении Δg приводит к замедлению процесса установления в этих линейках.

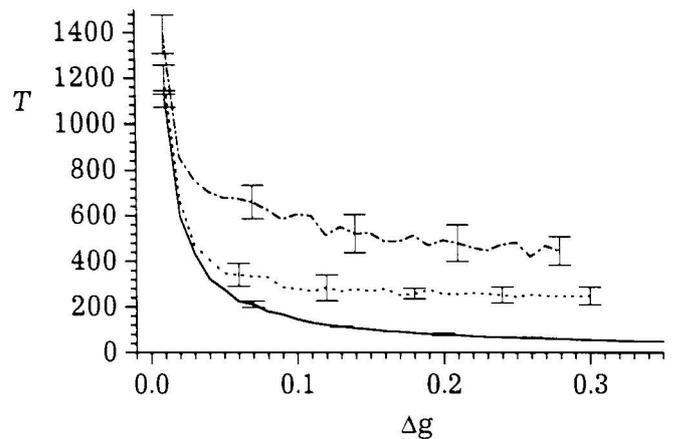


Рис. 5. Средняя по реализациям длительность переходного процесса T в зависимости от превышения усиления Δg над порогом коллективной генерации для двумерных решеток с $N = 9, 25, 81$ и линейки с $N = 9$ (сплошная кривая) и для линеек с $N = 25$ (штриховая) и $N = 49$ (штрих-пунктир)

Заключение

Характер переходного процесса в лазерных решетках с дифракционной связью определяется соотношением между фактором селективности S и превышением Δg усиления над пороговым инкрементом $G^{(1)}$. При высокой селективности после эффективного выделения синфазной моды на этапе селекции происходит ее усиление до насыщения с незначительным обогащением высшими коллективными модами. Использование интегральных характеристик (относительные изменения модуля и фазы комплексной амплитуды полей за единицу времени, приведенные к одному лазеру) позволяет наглядно представить динамику переходного процесса и оценить его длительность. Отличие результатов расчетов от экспериментальных данных свидетельствует о необходимости построения адекватной модели динамики коллективной генерации решетки лазеров в общем резонаторе. Развитая в работе методика исследования переходного процесса не ограничивается рассматриваемой моделью.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 96-02-17151).

Литература

1. Лиханский В.В., Напартович А.П. // УФН. 1990. 160. С. 101.
2. Kandidov V.P., Mitrofanov O.A. // Laser Physics. 1993. 3. P. 831.
3. Kourtchatov S.Yu., Likhanskii V.V. et al. // Phys. Rev. 1995. A52. P. 4089.
4. Kozlov S.N., Likhanskii V.V. // Laser Physics. 1993. 3. P. 1067.
5. Merbach D., Hess O., Herzel H., Scholl E. // Phys. Rev. 1995. E52. P. 1571.
6. Глова А.Ф., Курчатова С.Ю. и др. // Квант. электроника. 1996. 23. С. 515.
7. Кандидов В.П., Кондратьев А.В. // Квант. электроника. 1997. 24. С. 240.
8. Качурин О.Р., Лебедев Ф.В., Напартович А.П. // Там же. 1988. 15. С. 1808.

Поступила в редакцию
14.09.98

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 541.183.03; 621.315.592

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРНЫХ ПЛЕНОК ЛЕНГМЮРА–БЛОДЖЕТТ НА МЕДЛЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

Н. Л. Левшин, С. Г. Юдин^{*)}

(кафедра общей физики и молекулярной электроники)

Изучено влияние полярных пленок Ленгмюра–Блоджетт на перезарядку медленных состояний поверхности кремния в вакууме и атмосфере паров воды. Показано, что нанесение пленки сополимера уменьшает гетерогенность поверхности кремния. Проведен анализ формы кинетических зависимостей перезарядки медленных состояний. Полученные результаты интерпретируются с позиции электронно-колебательной модели медленной релаксации заряда на поверхности полупроводника.

Введение

Полярные органические пленки представляют собой перспективный материал для создания структур, применяемых в молекулярной электронике [1]. В качестве подложки таких пленок часто используют монокристаллы кремния. Взаимодействие кремния и пленки Ленгмюра–Блоджетт до настоящего времени не исследовано. Дипольные моменты пленки могут оказывать влияние на заряд медленных состояний (МС) кремния — адсорбционных комплексов, находящихся вблизи границы раздела (Si–SiO₂) [2]. Пленки Ленгмюра–Блоджетт обладают значительной адсорбционной способностью [3]. Исследование проницаемости пленки сополимера для молекул адсорбата проведено в настоящей работе путем регистрации изменения параметров МС кремния, которые весьма чувствительны к адсорбционным воздействиям [2].

1. Методика измерений

В качестве подложек использовались поверхности (111) высокоомных монокристаллов ($\rho \approx 2500 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) кремния *p*-типа размерами $2,00 \times 0,70 \times 0,05 \text{ см}$, обработанные в травителе на основе HF. На одну сторону подложки была нанесена органическая пленка по методу Ленгмюра–Шефера [4]. Пленка состояла из сополимера VDF/TrFE, который представляет собой цепочку $(-\text{CH}_2-\text{CF}_2-)_n(-\text{CF}_2-\text{CHF}-)_m$, содержащую соответственно *n* и *m* мономеров. Толщина пленки VDF/TrFE составляла 20 монослоев, что соответствует $\sim 100 \text{ \AA}$.

Перед измерениями образцы прогревались в вакууме $\sim 10^{-4} \text{ Па}$ при температуре $\sim 400 \text{ К}$. Во время опыта температура образцов поддерживалась постоянной с точностью $\pm 0,1 \text{ К}$. Для изучения кинетических зависимостей перезарядки МС в вакууме или в атмосфере паров воды (относительное давление $P/P_s = 0,014$) при приложении поперечного электрического поля использовалась методика эффекта поля [2]. Полученные кинетические зависимости релаксации избыточного заряда МС на грани образца, не покрытой пленкой сополимера, аналогичны приведенным в работе [5].

2. Результаты и обсуждение

Нанесение пленки сополимера приводило к значительному сдвигу величины поверхностного потенциала в область обогащения. Дипольный момент сополимера VDF/TrFE направлен перпендикулярно плоскости пленки и связан с расположением групп CF₂ и CH₂ (CHF) в верхней или нижней части пленки. В используемых пленках связи C–H (соответствующие положительному заряду диполя) направлены в сторону границы раздела пленка–подложка [4]. Поэтому сдвиг поверхностного потенциала кремния *p*-типа в область обогащения обусловлен полями, создаваемыми пленкой сополимера. Таким образом, регистрируя знак заряжения поверхности полупроводника по методике эффекта поля, можно определять ориентацию диполей в полярной пленке.

На рис. 1, *a* представлены кривые кинетической зависимости медленной релаксации избыточного за-

^{*)} Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова РАН.