

вариант идентификации уже довольно просто реализовать в приборе для космофизических исследований.

Время обработки сигнала установкой, определяемое временем преобразования АЦП, составляет ~ 20 мкс и позволяет использовать предложенный принцип для исследования потоков частиц в межпланетной среде в режиме реального времени.

Таким образом, проанализированы различные варианты разделения сортов частиц по форме импульса сцинтилляционной вспышки в кристалле CsI. Показано, что наиболее эффективными являются статистические методы обработки сигналов. С точки зрения простоты и доступности реализации оптимальными являются методы, основанные на сравнении амплитуд стробов исследуемого и эталонного сигналов и определении соотношений площадей начальной и хвостовой частей импульсов. На основе этих методов могут быть созданы достаточно простые и эффективные устройства для идентификации частиц в космических исследованиях.

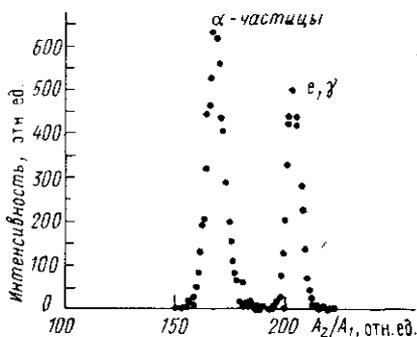


Рис. 5

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Зазулин В. С., Михалева Т. Н., Ниякий С. Ф. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1970. № 6. С. 599. [2] Fuille R., Mäthe G., Netzband D. // Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. 1965. 35. P. 250. [3] Гусев А. А., Пугачев А. Г. И. // Приб. и техн. эксперимента. 1988. № 1. С. 60.

Поступила в редакцию
03.08.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 6

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.534.338

РАСЧЕТ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ЛАЗЕРА С ПЕРИОДИЧЕСКИ МЕНЯЮЩЕЙСЯ ДЛИНОЙ РЕЗОНАТОРА

О. Н. Евдокимова, Л. Н. Капцов, Ким Гван (КНДР)

(кафедра общей физики и волновых процессов)

На модели балансных уравнений 15-модового лазера численно показано, что эффект расширения спектра генерации и образование провала в середине спектра при периодически меняющейся длине резонатора наблюдаются в ограниченной сверхку области частот, зависящей от амплитуды качания зеркала.

Периодическое изменение длины резонатора лазера с определенной частотой является одним из способов получения низкочастотной последовательности мощных (гигантских) импульсов [1, 2]. В настоящее время этот способ генерации импульсов применяется сравнительно редко, так как он не обеспечивает нужной стабильности частоты следования и повторяемости формы импульсов. Значительно больший

практический интерес представляет осуществление в лазере с качающимся зеркалом режима синхронизации мод, получившей название кинематической (КСМ). В этом режиме лазер генерирует пуги ультракоротких импульсов, следующих друг за другом с удвоенной частотой качания зеркала.

Теоретическому и экспериментальному исследованию режима КСМ в лазере на АИГ: Nd^{3+} посвящен ряд работ, из которых мы укажем [3, 4]. В этих работах использован пространственно-временной анализ режима КСМ, что позволило получить зависимости параметров ультракоротких импульсов от амплитуды и частоты качания зеркала. В то же время авторы не акцентируют внимание на определении спектральных характеристик излучения. Имеются лишь отдельные указания на расширение и смещение спектра излучения, сопровождающие режим КСМ. Так, в работе [4] отмечено, что в режиме КСМ спектр излучения шириной около $0,1 \text{ см}^{-1}$ периодически колеблется с амплитудой $0,5 \text{ см}^{-1}$.

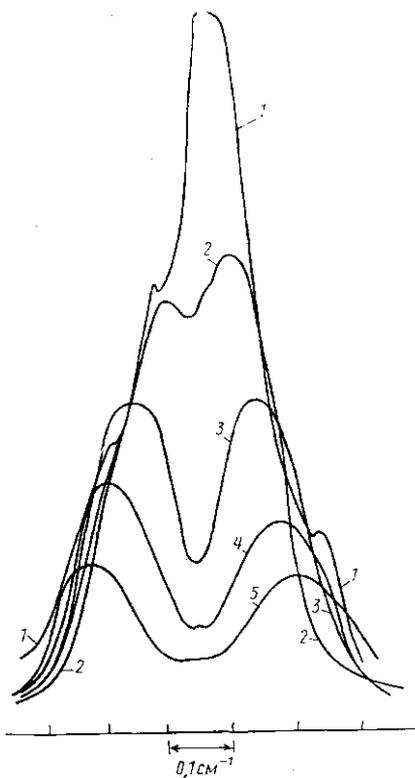


Рис. 1

Проведенные нами эксперименты показали, что расширение спектра излучения при качании зеркала резонатора лазера предшествует возникновению режима КСМ, а после установления КСМ существенных изменений в спектре не наблюдается. В качестве примера на рис. 1 показана полученная экспериментально огибающая спектра излучения лазера на АИГ: Nd^{3+} с неподвижным зеркалом (кривая 1) и при амплитудах качания зеркала 0,1; 0,15; 0,25; 0,30 мм (кривые 2—5 соответственно). Частота качания зеркала составляла $F=200 \text{ Гц}$. На рис. 1 хорошо видно появление провала в середине спектра. Максимумы по обе стороны провала возникают поочередно в течение периода колебания зеркала и сопровождаются возникновением режима КСМ.

В связи со сказанным выше изучение механизма расширения спектра при качании зеркала резонатора лазера представляет интересную задачу. Решение её позволит выяснить причины, способствующие установлению режима КСМ.

Расчет собственных форм колебаний резонаторов с движущимися зеркалами сделан в работах [5, 6]. В этих работах электромагнитное поле в резонаторе представлялось в виде суперпозиции динамических мод, амплитуды и фазы которых являются функциями времени и координаты вдоль оси резонатора. Использование такого представления при расчете спектра излучения лазера с учетом взаимодействия мод через пространственное распределение инверсии населенностей и при частичном заполнении резонатора активной средой вызывает большие трудности. В связи с этим при достаточно низких частотах качания

зеркала (≤ 1 кГц) целесообразно воспользоваться квазистационарным приближением, т. е. считать, что моды спектра излучения лазера практически совпадают с собственными частотами холодного резонатора.

Такой подход к определению спектра излучения лазера с нестационарным резонатором был использован в работе [7], где в квазистационарном приближении предполагалось, что собственные частоты резонатора мгновенно отслеживают изменение длины резонатора L и поэтому также меняются по гармоническому закону. При таком подходе модовый состав спектра в первую очередь определяется конкуренцией мод при снятии инверсии населенностей, формой линии усиления и характеристиками селективирующих элементов, если таковые содержатся в резонаторе. Определение модового состава спектра, однако, еще не дает возможности сделать заключение о реальных значениях частот составляющих спектра. Так, при достаточно медленном движении зеркала резонатора число возбуждающихся мод не меняется, но имеет место непрерывная смена номеров мод, составляющих спектр. Таким образом, ширина спектра при медленном качании зеркала остается неизменной, и он всегда в отсутствие селективирующих элементов располагается в центре линии усиления. В то же время при достаточно больших амплитудах качания зеркала в спектре будут чередоваться моды, разделенные значительно большим числом межмодовых интервалов, чем укладывающиеся на ширине реального спектра. Это надо иметь в виду при сравнении с экспериментом результатов численного расчета спектра излучения на ЭВМ.

Результаты работы [7] выявили некоторые закономерности изменения спектра излучения с изменением амплитуды A и частоты F качания зеркала. Однако [7] не содержит сведений о динамике спектра в широком диапазоне изменения A и F . Настоящая работа призвана восполнить этот пробел. Для уточнения деталей динамики изменения спектра расчет проводился для модели из 15 мод.

При расчете распределения интенсивности между модами спектра излучения лазера с нестационарным резонатором в квазистационарном приближении была использована система укороченных уравнений для инверсии населенностей $N(z, t)$ и интенсивности, вывод которой можно найти в [8]. Для M мод эта система имеет следующий вид:

$$\frac{\partial N(z, t)}{\partial t} = -\frac{N(z, t) - N^e}{T_1} - \sum_m D g_m N(z, t) R_m(z, t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial U_m(t)}{\partial t} = -\gamma U_m(t) + D \int_a^b g_m N(z, t) R_m(z, t) dz,$$

где $m=1, 2, \dots, M$; U_m — интенсивность m -й моды; N^e — значение инверсии населенностей в отсутствие генерации; $T_1=2 \cdot 10^{-4}$ с⁻¹ — время затухания $N(z, t)$; γ — обратное время затухания поля в резонаторе; D — коэффициент, пропорциональный вероятности индуцированного излучения; L — длина резонатора; z — пространственная координата, отсчитываемая от одного из зеркал; a и b — координаты границ активного элемента; g_m — коэффициент усиления m -й моды; $R_m(z, t) = \frac{U_m(t)}{L} \left(1 - \cos \frac{2\pi}{L} q_m z \right)$, q_m — количество полудлин волн в m -й моде.

Представляя $N(z, t) = N_0(t) + \sum_m N_m(t) \cos \frac{2\pi}{L} q_m z$, заменим систему

(1) системой $2M+1$ обыкновенных дифференциальных уравнений. Изменение длин резонатора по закону $L(t) = L_0 \left(1 + A \frac{\lambda}{2} \sin 2\pi Ft \right)$ вызывает в квазистационарном приближении модуляцию коэффициента усиления m -й моды $g_m(t) = \left[1 + (m + A \sin 2\pi Ft) \left(\frac{\delta\nu}{\Delta\nu} \right)^2 \right]^{-1}$, где $\Delta\nu = 2,6 \text{ см}^{-1}$ — полуширина линии усиления, $\delta\nu$ — межмодовое расстояние. Смещение зеркала на половину длины волны $\lambda/2$ вызывает смещение частот мод на одно межмодовое расстояние $\delta\nu$. Ниже мы будем задавать амплитуду A качания зеркала в единицах $\lambda/2$, а смещение частот — в единицах $\delta\nu$.

Расчет показал, что в стационарном режиме при $L = L_0 = 80 \text{ см}$, $l = b - a = 8 \text{ см}$, превышении над порогом $\alpha = 1,5$, $1/\gamma = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ спектр излучения состоит из пяти мод. Изменение длины резонатора с частотой порядка нескольких герц не приводит к изменению количества мод в спектре: возбуждение мод, частоты которых медленно смещаются к центру линии усиления, сопровождается затуханием и срывом мод, частоты которых смещаются от центра линии усиления, т. е. происходит «переливание» интенсивности по модам спектра. С увеличением частоты качания зеркала боковые моды не успевают затухнуть при смещении их частот на одно межмодовое расстояние, и одновременно возбуждаются новые моды, частоты которых оказались близкими к центральной частоте линии усиления. Поэтому спектр расширяется.

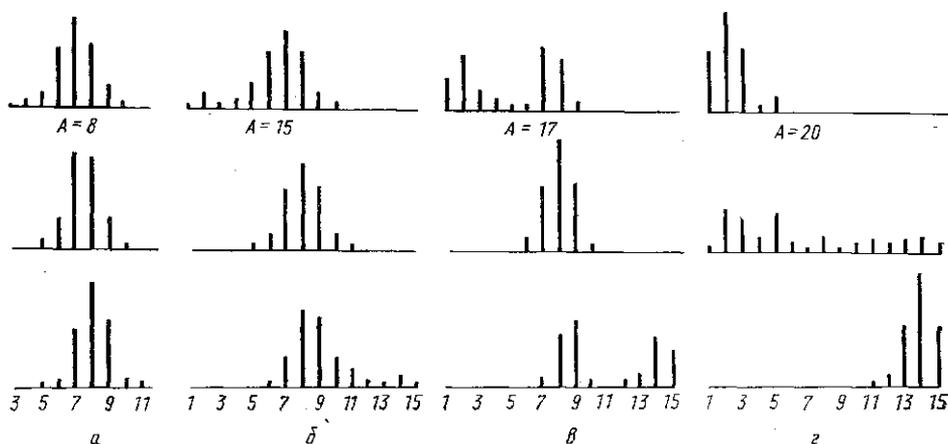


Рис. 2

На рис. 2 показаны диаграммы распределения интенсивности по модам спектра в крайних и среднем положениях зеркала при $F = 200 \text{ Гц}$ и $A = 8, 15, 17$ и 20 . При $A = 8$ интенсивность каждой моды меняется по закону, близкому к гармоническому. Так как зеркало движется по гармоническому закону, то в течение значительной части периода колебаний коэффициенты усиления для боковых мод максимальны и при больших амплитудах смещения боковые моды возбуждаются. Если при $A = 8$ (рис. 2, *a*) боковые моды дают незначительный вклад в интенсивность интегрального излучения, то с ростом

амплитуды время, в течение которого боковые моды обладают преимуществом по коэффициенту усиления, увеличивается (рис. 2, б, $A=15$). Обогащение спектра боковыми модами происходит за счет уменьшения интенсивности центральных мод. При $A=17$ интенсивность распределена примерно поровну между группами центральных и боковых мод. При этом центральные моды существуют постоянно, а группы боковых мод сменяют друг друга один раз за период. Форма модуляции интенсивностей мод существенно отличается от гармонической.

При $A=20$ центральные моды заметную часть периода обладают небольшим коэффициентом усиления, и их интенсивности спадают до уровня шумов, а времени прохода центра линии люминесценции недостаточно для возбуждения моды. Модовый состав излучения принципиально меняется: генерируются периодически сменяющиеся друг друга группы боковых мод. В центре спектра образуется провал. Рост амплитуды качания зеркала увеличивает провал, что соответствует результатам эксперимента, приведенным на рис. 1.

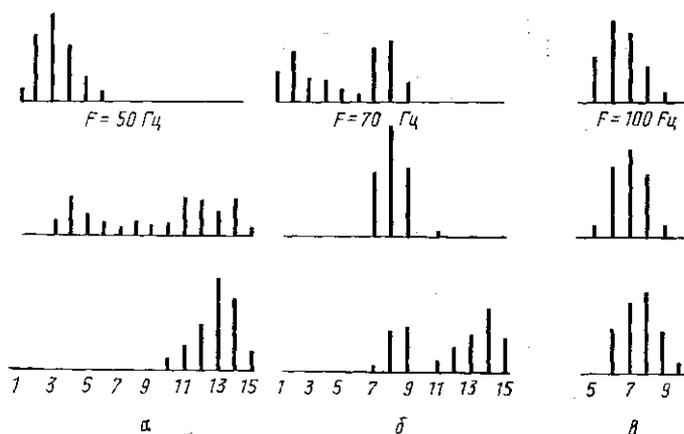


Рис. 3

Подобная картина наблюдается и на других частотах F . Рассмотрим изменение спектра при $A=8$ для разных частот (рис. 3). На частоте 50 Гц возбуждаются группы боковых мод с нерезко выраженным провалом (рис. 3, а). С ростом частоты для центральных мод складываются более благоприятные условия — время возврата к центру линии усиления сокращается и их интенсивности не успевают уменьшаться до уровня шумов. На частоте $F=70$ Гц (рис. 3, б) спектр представлен центральной и боковыми группами мод. С дальнейшим ростом $F \geq 100$ Гц (рис. 3, в) частоты возбужденных центральных мод, не успевших сорваться, периодически возвращаются к центру линии люминесценции, обеспечивая равномерность снятия инверсии и не давая другим модам возбудиться.

Эффект расширения спектра генерации и образование провала в центральной части наблюдаются в ограниченных сверху интервалах частот F , причем граница исчезновения этого эффекта тем выше, чем больше значение амплитуды смещения. Так, для $A=15$ исчезновение провала происходит при $F=170$ Гц, а для $A=50$ — при $F=850$ Гц. С дальнейшим ростом F слабое расширение спектра, сопровождаю-

щееся почти гармонической модуляцией интенсивности излучения на частоте $2F$, постепенно исчезает.

На рис. 4 приведены временные зависимости интенсивности центральной моды, соответствующие диаграмме распределения интенсивностей по модам в крайних положениях зеркала при $F=50$ Гц и $A=1$ (а) и 10 (б). Моды, расположенные по одну сторону от центральной, колеблются в фазе, симметричные относительно центральной — в противофазе. На рис. 5 приведены аналогичные зависимости для $F=500$ Гц и $A=10$ (а) и 25 (б). Из рис. 4 и 5 следует, что при почти

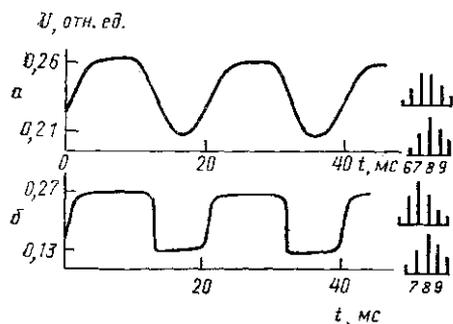


Рис. 4

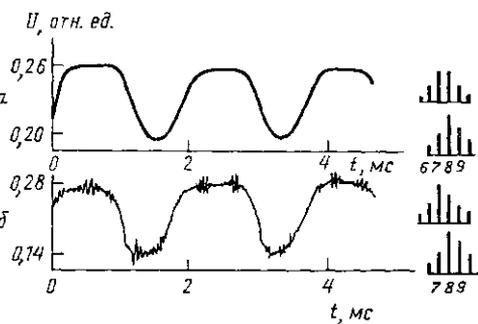


Рис. 5

одинаковых диаграммах распределения интенсивности по модам в крайних положениях зеркала характер изменения $U_m(t)$ отличается. На низкой частоте ($F=50$ Гц, рис. 4) форма колебаний интенсивности уже при $A=1$ отлична от гармонической и с ростом A переходит к почти прямоугольной. На более высоких частотах ($F=500$ Гц) при $A=1$ интенсивности всех мод меняются по гармоническому закону и лишь при $A=10$ нелинейность сказывается на форме огибающей примерно в такой же степени, как при $F=50$ Гц, $A=1$. С ростом A на огибающей появляются релаксационные осцилляции, вызванные взаимодействием мод через инверсию населенностей, в результате чего характерные осцилляции интенсивности «слабой» моды при ее возбуждении вызывают глубокую модуляцию излучения «сильных» мод на частоте релаксационных колебаний [9].

Результаты проведенного численного расчета хорошо согласуются с результатами эксперимента, частично изложенными в работе [7]. Естественно, что расчет на основе укороченных уравнений (1), являющихся, по существу, скоростными уравнениями, не позволил найти условия возникновения режима КСМ. Этот расчет показал, что причиной расширения спектра, т. е. увеличения числа генерируемых мод при качании зеркала резонатора в диапазоне частот до 1 кГц, является взаимодействие мод через пространственно распределенную инверсию населенностей. Расширение спектра способствует возникновению кинематической синхронизации мод.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Белова Г. Н. // Квант. электроника. 1979. 6. С. 1740. [2] Белова Г. Н., Ремизова Е. И. // Там же. 1984. 11. С. 192. [3] Кравцов Н. В., Сидоров В. А., Сусов А. М. // Письма в ЖТФ. 1977. 3. С. 126. [4] Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Ларионцев Е. Г., Сидоров В. А. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1981. 45. С. 411. [5] Баранов Р. И., Широков Ю. М. // ЖЭТФ. 1967. 53. С. 2123.

[6] Ляшко О. М., Куцак А. А. // Журн. прикл. спект. 1981. 34. С. 1001. [7] Кап-
ралова О. Н., Капцов Л. Н. // Квант. электроника. 1984. 11. С. 1674. [8] Ха-
нин Я. И. Динамика квантовых генераторов. М., 1975. [9] Голяев Ю. Д., Лант-
ратов С. В. // Квант. электроника. 1974. 1. С. 2187.

Поступила в редакцию
06.07.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 6

УДК 577.3+535.372

МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРА ПОРФИРИНОВОГО ТИПА С ЛИПИДНЫМ БИСЛОЕМ КЛЕТОЧНОЙ МЕМБРАНЫ: МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ФЛУОРЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Н. В. Степанова, Е. Б. Черняева

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Исследована модель динамики внутриклеточного накопления гематопорфирина (ГП) — фотосенсибилизатора, используемого в фотодинамической терапии рака. Предложен метод определения константы взаимодействия ГП с липидами с помощью анализа спектров флуоресценции ГП в суспензии липосом.

Проблемы фотодинамического воздействия на биологические объекты вызывают в последние годы повышенный интерес у широкого круга специалистов в связи с интенсивно развивающимся методом лечения онкологических заболеваний — фотодинамической терапией (ФДТ) [1—4]. Суть метода состоит во введении в организм фотосенсибилизатора, обладающего способностью селективно накапливаться в тканях опухоли. Последующее световое облучение пораженных участков вызывает в клетках фотохимическую реакцию, приводящую к инактивации преимущественно опухолевых клеток. Исследования показывают, что наиболее часто используемые в ФДТ сенсibilизаторы — гематопорфирин (ГП) и его производные — локализуются главным образом в плазматической мембране клеток и мембранах внутриклеточных органелл. В данной работе предложена и исследована гипотетическая физическая модель, позволяющая оценить скорость и интенсивность накопления гидрофобного фотосенсибилизатора в живых клетках, а также предложен неразрушающий метод изучения распределения ГП между водной и липидной фазами, основанный на численном анализе спектра флуоресценции ГП в суспензии липосом.

Рассмотрим механизм накопления ГП в клетках. Для проникновения внутрь живой клетки молекулы гидрофобного красителя должны прежде всего преодолеть внешнюю цитоплазматическую мембрану, представляющую собой липидный бислой, в который включены отдельные молекулы белка (рис. 1, а). Наружные части мембраны — полярные «головки» липидов — гидрофильны, внутренняя часть, состоящая из длинных углеводородных цепей жирных кислот, гидрофобна. ГП хорошо растворим во внутреннем слое мембраны, однако для преодоления слоя липидных головок и их гидратных оболочек молекулы красителя должны обладать определенной энергией активации ΔG^* (рис. 1, б). Внутри мембраны молекулы ГП попадают в «потенциальную яму», глубина которой ΔG_m зависит от различия растворимостей красителя в водной и липидной фазах и может быть оценена из условия равновесия химических потенциалов на границе двух фаз [5]: $\Delta G_m = RT \ln(C_l/C_a) = RT \ln b$, где C_l и C_a — концентрации вещества в