СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Одинцов А. И., Туркин Н. Г., Якунин В. П.//Письма в ЖТФ. 1978. 4, № 3. С. 153. [2] Одинцов А. И., Соколовский Р. И., Якунин В. П.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1979. 43, № 2. С. 255. [3] Домнина Н. А., Одинцов А. И., Соколовский Р. И., Туркин Н. Г.//Письма в ЖТФ. 8, № 8. С. 455. [4] Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск, 1979.

Поступила в редакцию
03.08.88

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

УДК 621.373.826.038.824

КОМБИНИРОВАННАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД Ar^+-ЛАЗЕРА

А. А. Ангелуц, Д. П. Криндач, В. И. Новодережкин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Теоретически и экспериментально исследованы активный, пассивный и комбинированный режимы синхронизации мод Ar^+-лазера. Рассмотрены зависимости длительности и энергии импульсов от плотности их энергии в усилителе и прозрачности выходного зеркала.

Использование Ar^+-лазера с синхронизацией мод для синхронного возбуждения лазеров на красителе приводит к задаче повышения энергии его импульсов при возможном сокращении их длительности и стабилизации характеристик излучения. Обычно режим синхронизации мод получается путем модуляции потерь Ar^+-лазера активным методом (АСМ), с помощью внутрирезонаторного модулятора [1], либо пассивным (ПСМ), с использованием газоразрядного [2] или жидкостного [3] насыщающегося поглотителя. В настоящей работе сопоставляются оба метода и рассматривается режим, создаваемый одновременным действием акустооптического модулятора и газоразрядного поглотителя, — режим комбинированной синхронизации мод (КСМ).

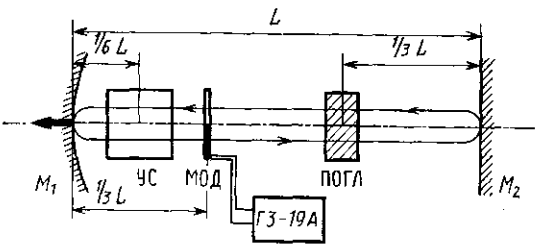

Рис. 1. Схема резонатора Ar^+-лазера при комбинированном методе синхронизации мод: УС — усилитель ГЛ-301, МОД — модулятор МЛ-202, ПОГЛ — насыщающийся поглотитель

В опытах использовался Ar^+-лазер ($\lambda=488$ нм) с длиной резонатора $L\sim4$ м (рис. 1). Середина усиливающего элемента ГЛ-301 находилась на расстоянии $L/6$ от выходного зеркала ($R_1=5$ м, $r_1=r=0{,}85$); середина поглощающего (ГЛ-301 с повышенным давлением аргона) — на расстоянии $L/3$ от глухого зеркала ($R_2=\infty$, $r_2\simeq1$). При выключенном поглотителе, в свободном режиме, такой лазер обеспечивал генерацию TEM_{00}-моды со средней мощностью $P_{ген}\sim0{,}5$ Вт, а в режиме ПСМ с несколько меньшей мощностью мог генерировать три импульса на периоде резонатора $T_0=2L/c$ с интервалом $T=9{,}6$ нс ($f=105$ МГц), встречавшихся попарно в середине поглотителя. Акустооптический модулятор МЛ-202 располагался во второй точке встре-

чи импульсов (см. рис. 1). Его питание осуществлялось генератором ГЗ-19А без специальной стабилизации частоты.

Длительность импульсов τ измерялась с помощью фотохронографа АГАТ-СФ-1 и, кроме того, определялась по ширине спектра генерации в предположении $\tau=0{,}441/\Delta f_{\text{ген}}$. Точность измерения τ была не хуже 0,15. Относительные флуктуации τ при пассивном и комбинированном методах были существенно меньше этой величины, а при активном оказались равными $\sim 0{,}3$ из-за нестабильностей в работе модулятора.

Собственные потери резонатора лазера за обход составляли $K_{\text{пот}}=0{,}2>\ln(1/r)$; действие модулятора добавляло к этой величине $K_{\text{м. пот}}(t)=K_{\text{м}}(1+\sin 2\pi f_{\text{м}}t)$, где $K_{\text{м}}$ — амплитуда модуляции потерь за обход резонатора, связанная с коэффициентом модуляции $\rho=P_{\text{диф}}/P_0$ соотношением $1-\exp\{-K_{\text{м}}\}=2\rho$ ($P_{\text{диф}}$ — дифрагировавшая мощность, P_0 — падающая).

Техническим пределом данного модулятора было $\rho_{max}=0{,}14$ и, следовательно, $K_{\text{м}}\leqslant 0{,}3$.

При действии насыщающегося поглотителя, величина поглощения K которого регулировалась током разряда, амплитуда модуляции потерь составляла $K(1-\exp\{-S\mu\})\approx K$, где $S\mu$ — безразмерная плотность энергии импульсов в поглотителе; $\mu\equiv\varepsilon/(\hbar\omega/2\sigma)$ — то же в усилителе (ε — физическая плотность энергии импульса, $\sigma\sim 10^{-12}$ см^2 — сечение перехода), параметр $S=\alpha A_{\text{у}}/A_{\text{п}}=5{,}4$ ($\alpha=1{,}7$ — коэффициент встречи импульсов в поглотителе, $A_{\text{у, п}}$ — сечение пучка генерации в усилителе и поглотителе).

Насыщающийся поглотитель мог обеспечивать бо́льшую амплитуду модуляции, чем акустооптический модулятор, и сравнение обоих методов разумно проводить при $K=K_{\text{м}}=0{,}3$.

Автомодуляция усиления определяется энергией импульса. Встречая при обходе резонатора усиление G, импульс с плотностью энергии μ насыщает его до $G_{\text{н}}=G\exp\{-\mu\}$, а в интервале между импульсами усиление вновь восстанавливается до $G=G_0-(G_0-G_{\text{н}})\exp\{-T/2T_{\text{у}}\}$, где $T_{\text{у}}=5$ нс — время релаксации усиления [4], а G_0 — ненасыщенное усиление, характеризующее уровень накачки элемента ГЛ-301. Отсюда

$$G_0=G\frac{1-\exp\{-\mu-T/2T_{\text{у}}\}}{1-\exp\{-T/2T_{\text{у}}\}}. \qquad (1)$$

Значения G и μ не произвольны; чтобы определить их связь, достаточно проследить за трансформацией плотности энергии μ при прохождении импульсом элементов резонатора и учесть, что после полного обхода μ должно принять первоначальное значение. При прохождении усилителя в одном направлении

$$\mu_{\text{вых}}=\ln[1+(\exp\{\mu_{\text{вх}}\}-1)\exp\{G/2\}], \qquad (2)$$

аналогично для поглотителя

$$(S\mu)_{\text{вых}}=\ln[1+(\exp\{(S\mu)_{\text{вх}}\}-1)\exp\{-K/2\}]. \qquad (3)$$

Считалось, что при прохождении импульсом модулятора изменение его энергии не происходит*; учет диссипативных потерь и потерь на излучение тривиален.

* Утверждение справедливо, если импульс проходит модулятор в момент наименьших потерь, когда $K_{\text{м.пот}}(t)=0$. Вообще это не так, но при оптимальной подстройке длины резонатора под $f_{\text{м}}$ потери незначительны.

Расчетные зависимости $G(\mu)$ и требуемого уровня возбуждения лазера $G_0(\mu)$ показаны на рис. 2. По оси ординат отложены величины $G-K$ (G_0-K), где K — параметр. Ось абсцисс проведена по уровню $G-K=K_{пот}$ $(G_0-K=K_{пот})$.

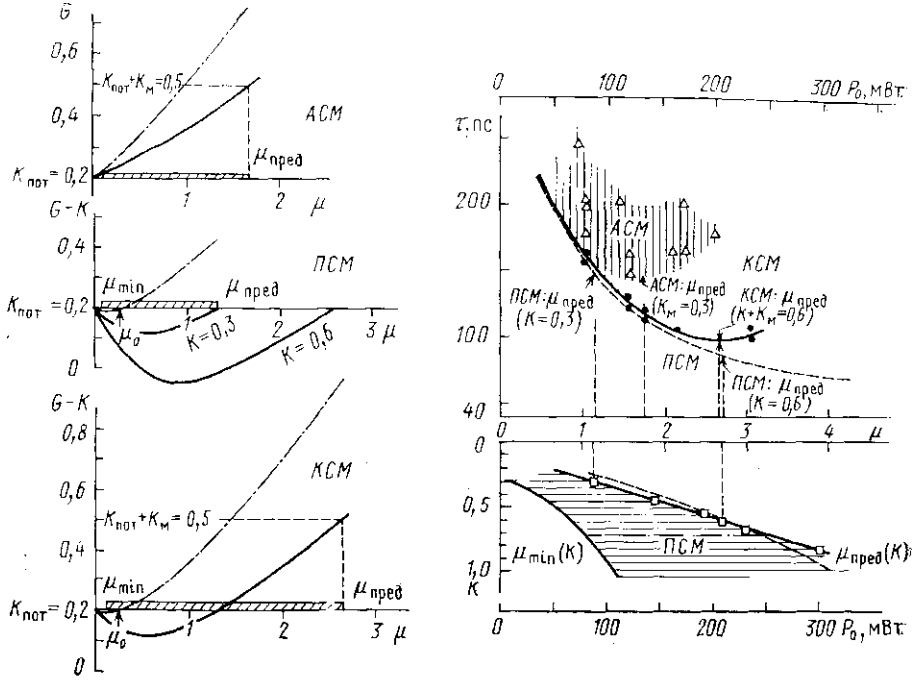

Рис. 2. Расчетные зависимости величин усиления: встречаемого импульсом G (сплошные линии) и ненасыщенного G_0 (штрихпунктир), от μ. АСМ: $K_м=0,3$; ПСМ: $K=0,3$ и 0,6; КСМ: $K_м+K=0,6$. На оси абсцисс выделены возможные значения μ при генерации эквидистантных импульсов

Рис. 3. Зависимости длительности импульсов τ от μ (верхний график) и значений μ_{min} и $\mu_{пред}$ в режиме ПСМ от величины поглощения K (нижний график). Измеренные значения средней мощности генерации приведены для $K_{пот}=0,2$ $(\ln(1/r)=0,162)$. Верхний график: АСМ: $K_м=0,3$; ПСМ: $K=0,3$ (сплошная линия); $0,3\leqslant K\leqslant 1,0$ (штриховая); КСМ: $K_м+K=0,6$. Нижний график: сплошные линии — эксперимент, штриховая — расчет для $\mu_{пред}$. (На графиках приведены не все экспериментальные точки.)

Порогом генерации являются условия:

$$\text{для АСМ } G_0=K_{пот},$$
$$\text{для ПСМ и КСМ } G_0=K_{пот}+K. \tag{4}$$

Для АСМ стартовая плотность энергии импульсов равна нулю, а для ПСМ и КСМ $\mu_0>0$. Уменьшение усиления ниже порогового значения в последнем случае прекращает генерацию при таком $\mu_{min}<\mu_0$, когда достигается экстремум в зависимости $G_0(\mu)$; это известное явление гистерезиса. Предельное значение $\mu=\mu_{пред}$ $(K_м, K, K_{пот}, S)$, при

достижении которого структура последовательности импульсов начинает разрушаться и сменяться другой, определяется равенствами:

$$\text{для АСМ } G \leqslant K_{\text{пот}} + K_{\text{м}};$$
$$\text{для ПСМ } G \leqslant K_{\text{пот}} + K; \tag{5}$$
$$\text{для КСМ } G \leqslant K_{\text{пот}} + K_{\text{м}} + K.$$

От величины μ зависит энергия импульса в излучении:

$$E_{\text{изл}} = P_{\text{ген}} T = \mu A_y \frac{\hbar\omega}{2\sigma} \frac{1-r}{r} \exp\left\{K_{\text{пот}} - \ln\frac{1}{r}\right\}. \tag{6}$$

Увеличить $\mu_{\text{пред}}$ можно путем увеличения амплитуды модуляции потерь или уменьшения потерь энергии импульса в резонаторе.

Заметим, что в приближении $\Delta\mu = \mu_{\text{вых}} - \mu_{\text{вх}} \ll \mu$ связь $G(\mu)$ можно представить в аналитической форме [5]:

$$G = \frac{\mu(1 - \exp\{-K_{\text{пот}}\} + (K/S)(1 - \exp\{-S\mu\})}{1 - \exp\{-\mu\}}. \tag{7}$$

Значения μ получаются здесь бо́льшими, чем при расчете с использованием (2) и (3), но значение энергии импульса сохраняется, если вместо (6) использовать

$$E_{\text{изл}} = \mu A_y \frac{\hbar\omega}{2\sigma}(1 - \exp\{-K_{\text{пот}}\}) \frac{\ln(1/r)}{K_{\text{пот}}}. \tag{8}$$

Длительность импульсов генерации τ определялась экспериментально и, согласно выводам [5], связывалась с величиной μ, значение которой находилось из (6) при известной мощности генерации $P_{\text{ген}}$.

В области $\mu_{\min} < \mu < \mu_{\text{пред}}$ для всех режимов синхронизации мод зависимость $\tau(\mu)$ оказалась практически универсальной. Эта зависимость была определена по режиму ПСМ при варьировании величины поглощения K; она показана штриховой линией на верхнем графике рис. 3, а нижний график иллюстрирует соответствующий диапазон изменений μ. При достижении $\mu_{\text{пред}}$ (K) в излучении возникали пары импульсов (импульсы-сателлиты).

В режимах АСМ и КСМ расчетные значения $\mu_{\text{пред}}$ соответствуют достижению минимальной длительности импульсов в опытах. Дальнейшее увеличение усиления G_0 здесь не меняло структуру излучения в отличие от ПСМ, но режим синхронизации мод начинал разрушаться и τ увеличивалось. В области же $\mu < \mu_{\text{пред}}$ зависимость $\tau(\mu)$ практически совпадает с универсальной и тем лучше, чем сильнее неравенство. В частности, для КСМ зависимость $\tau(\mu)$ совпадает с универсальной на значительном протяжении, и, чтобы их различить, первая проведена чуть выше второй. Для АСМ нестабильности в работе модулятора могли лишь увеличивать длительность импульсов, и потому полагали, что «истинные» значения τ лежат на нижней границе заштрихованной области на рис. 3.

Эти опыты показывают, что при любом методе синхронизации мод Ar^+-лазера длительность импульсов определяется значением μ, достигая соответствующего параметрам минимального значения при $\mu = \mu_{\text{пред}}(K_{\text{м}}, K, K_{\text{пот}}, S)$.

Энергия же импульсов в излучении зависит еще и от коэффициента отражения зеркала r и сечения гауссова пучка в усилителе A_y — см. (6) или (8). Если сечение определяется диаметром разрядного канала усилителя, то пропускание зеркал можно менять в довольно

широких пределах. При сохранении амплитуды модуляции $K_м$ или K могут представиться два случая.

1. Усиление G_0 лазера не ограничено. Тогда увеличение потерь на пропускание приводит к увеличению мощности генерации (за счет роста G_0), но $\mu_{пред}$, согласно (2), (3) или (7), уменьшается, увеличивая тем самым значение τ_{min}.

2. Усиление G_0 достигло своего предела. В этом случае мощность генерации не зависит от пропускания зеркала (лишь бы выполнялось (4)), но длительность импульсов возрастает с увеличением r по тем же причинам. Исключение составляет резонатор с плотными зеркалами, когда $\ln(1/r)$ сравнимо с диссипативными потерями $\Delta K_{пот}=K_{пот}-\ln(1/r)$. Здесь увеличение прозрачности зеркала увеличивает и мощность генерации, но до тех пор, пока не окажется $\ln(1/r)\gg K_{пот}$.

Это подтверждается и в эксперименте: таким путем в режиме КСМ мощность генерации можно было увеличить с 0,2 до 0,45 Вт, но при этом $\tau_{min}\sim 130$ пс.

Таким образом, увеличение энергии импульсов при одновременном сокращении их длительности связано прежде всего с увеличением амплитуды и глубины модуляции потерь. Амплитуда модуляции, создаваемая акустооптическим модулятором, ограничена его техническими возможностями. Использование двух модуляторов потребует жесткой синхронизации их действия. В этом смысле оптимальной может оказаться комбинация активного модулятора и насыщающегося поглотителя.

Кроме всего прочего в этом случае резко снижается уровень шумов, обусловленный нестабильностью в действии модулятора. В наших опытах действие одного акустооптического модулятора не смогло создать достаточно стабильный режим синхронизации мод (кривая *АСМ* на рис. 3), но при включении насыщающегося поглотителя режим уже не отличался по стабильности от случая ПСМ (кривая *КСМ* на рис. 3). Вопрос о допустимых расстройках частоты модуляции $\Delta f_м$ здесь не исследовался, но отсутствие релаксационных колебаний в Ar^+-лазере, очевидно, делает связь $\tau(\Delta f_м)$ более простой, чем для $YAG:Nd^{3+}$-лазера [6].

В заключение авторы выражают признательность А. В. Карпиленко и В. Ю. Яроцкому, а также В. М. Салимову за полезные обсуждения и помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Аполонский А. А.//Квант. электроника. 1987. **14**, № 8. С. 1552. [2] Гафуров Х. Г., Криндач Д. П., Яковлев А. Г.//Там же. 1985. **12**, № 7. С. 1503. [3] Bourkoff E., Wang Y.//Opt. Commun. 1987. **61**, № 6. P. 397. [4] Гринь Л. Е., Ярославева О. С., Карталева С. С., Лебедева В. В.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. **28**, № 2. С. 83. [5] Криндач Д. П., Яковлев А. Г.//Квант. электроника. 1988. **15**, № 12. С. 2407. [6] Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Сидоров В. А. и др.//Там же. 1986. **13**, № 2. С. 434.

Поступила в редакцию
30.08.88