

УДК 621.378.35

А. С. Логгинов
В. Е. СоловьевВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И СПЕКТРАЛЬНОЕ
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД
В GaAs ПОЛОСКОВЫХ ЛАЗЕРАХ

Проведено экспериментальное исследование динамики ближнего поля и интегральных спектров излучения инжекционных лазеров полосковой геометрии. Показано, что автомодуляция излучения возникает при одновременном возбуждении нескольких поперечных типов колебаний вследствие их взаимодействия. Максимумы огибающих поперечных типов колебаний разного порядка отстоят друг от друга на интервал порядка 20 А, что определяется различием порогов возбуждения этих типов колебаний.

Несмотря на большое число исследований механизма автомодуляции излучения полупроводниковых инжекционных лазеров, до сих пор не существует полной ясности в этом вопросе. К настоящему времени предложено несколько механизмов возникновения режима автомодуляции [1—3]. Возможность автомодуляции при неоднородном возбуждении вдоль резонатора [1] доказана экспериментально на разрезных лазерных диодах. Однако из теории [1] следует, что в этом случае при небольшом превышении порога генерации (примерно на 20%) автомодуляция должна исчезать, тогда как в обычных лазерах она наблюдается в большом интервале токов накачки. Автомодуляция за счет растекания электромагнитного поля в направлении, перпендикулярном $p-n$ -переходу [2], обнаружена экспериментально лишь в лазерах с односторонней гетероструктурой [4]. Возможность возникновения автомодуляции за счет взаимодействия продольных типов колебаний, рассмотренная в [3], не имеет достаточного теоретического и экспериментального обоснования.

С другой стороны, в работе [5] отмечена корреляция между порогом возбуждения автомодуляции и степенью пространственного ограничения тока накачки. В частности, в лазерах с высокой мезаструктурой [6] автомодуляция наблюдается реже, чем в лазерах с низкой мезаструктурой [6], и в контактных полосковых лазерах. Отметим, что в лазерах с высокой мезаструктурой распределение тока более однородно, чем в других структурах полосковой геометрии, где существует растекание тока. Неоднородное распределение тока накачки приводит к неоднородному распределению усиления вдоль $p-n$ -перехода перпендикулярно оси резонатора. Неоднородность же накачки в перпендикулярном оси резонатора направлении, как известно [7], способствует возбуждению автомодуляции за счет взаимодействия близких по частоте типов колебаний. В полупроводниковом лазере таковыми являются поперечные моды. Таким образом, отмеченная в [5] корреляция наводит на мысль, что автомодуляция может быть вызвана взаимодействием поперечных типов колебаний при неоднородной накачке за счет растекания тока.

В настоящей работе устанавливается и изучается связь между спектральным распределением поперечных типов колебаний в лазерах полосковой геометрии с двойной гетероструктурой и особенностями режима автомодуляции излучения. В работе исследовалась динамика излучения и интегральные спектры излучения инжекционных лазеров двух типов: обычных контактных полосковых лазеров с шириной контакта 10 мкм и лазеров полосковой геометрии, полученных методом протонной бомбардировки [8], с шириной небомбардированной области 25 мкм.

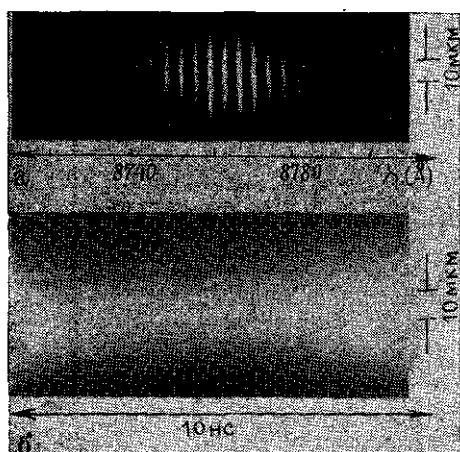


Рис. 1. Спектрально-пространственное распределение излучения (а) и динамика ближнего поля (б) лазера с полосковым контактом шириной 10 мкм при токе $1,39 I_{th}$ ($I_{th}=390$ мА). Возбуждается только нулевой тип колебаний

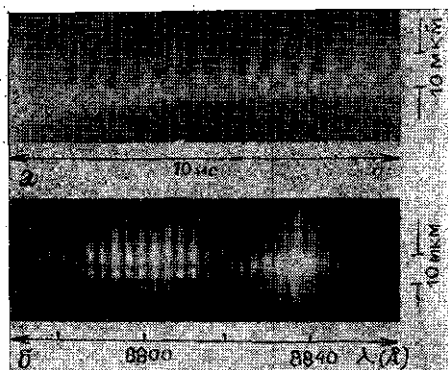


Рис. 2. Динамика ближнего поля (а) и спектрально-пространственное распределение излучения (б) лазера с полосковым контактом шириной 10 мкм в случае, когда наблюдается конкуренция типов колебаний

Толщина активной области обоих типов лазеров составляла 0,5 мкм. Лазеры первого типа имели пороговые токи $I_{th}=360-390$ мА, а второго — 460—540 мА. Накачка осуществлялась импульсами тока длительностью 100 нс. Амплитуда импульсов не превышала $2I_{th}$. При исследовании интегральных спектров частота повторения импульсов была равна 500 Гц. Исследование динамики излучения проводилось с помощью метода электронно-оптической хронографии на установке, описанной в [9]. Изображение $p-n$ -перехода проектировалось на фотокатод ЭОПа с помощью микроскопического объектива $\times 20$, что позволяло наблюдать изменение профиля электромагнитного поля вдоль $p-n$ -перехода в лазерах с узкой активной областью.

При исследовании лазеров с шириной контакта 10 мкм было обнаружено, что (в исследованной области токов) в них обычно возбуждается только один нулевой поперечный тип колебаний (рис. 1, а), что наблюдали также и другие авторы [5, 10]. При этом автомодуляция излучения в этих лазерах была слабо выражена как вблизи порога, так и при значительном превышении порогового тока накачки (рис. 1, б).

В некоторых из исследованных лазеров возбуждались два поперечных типа колебаний. В этом случае при токе большем некоторой критической величины наблюдалось периодическое переключение типов колебаний. Пример такого поведения показан на рис. 2. Для рассматриваемого лазера критический ток равен $1,42 I_{th}$ ($I_{th}=360$ мА). При меньшем токе автомодуляция не наблюдается. На рис. 2, а показана

динамика ближнего поля излучения этого лазера при токе $1,52 I_{th}$. Длительность развертки 10 нс. На рис. 2, б показано спектральнопространственное распределение излучения лазера при том же токе. Приведенные на рис. 2 результаты позволяют сделать предположение, что в рассматриваемом лазере возникает конкуренция между нулевым и первым типами колебаний, которая и приводит к неустойчивости стационарной

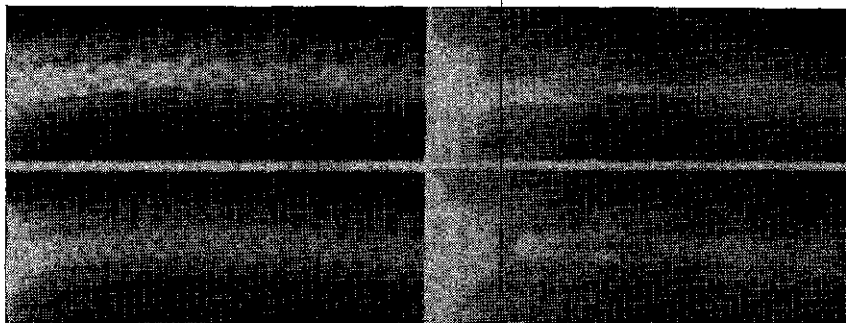


Рис. 3. Динамика ближнего поля излучения лазера, полученного методом протонной бомбардировки, при токах $1,26 I_{th}$ и $1,48 I_{th}$. Хорошо заметно переключение типов колебаний

генерации. С ростом тока накачки переключения типов колебаний становятся нерегулярными.

Автомодуляция излучения, связанная с конкуренцией типов колебаний, наблюдалась и в лазерах с шириной активной области 25 мкм. Пример такого поведения показан на рис. 3. Для рассматриваемого лазера критический ток равен $1,26 I_{th}$ ($I_{th} = 500$ мА). На рис. 3 (верхний ряд) показаны хронограммы ближнего поля излучения рассматриваемого лазера при токе $1,26 I_{th}$ и при длительностях развертки 10 и 1 нс соответственно. Из рис. 3 видно, что и в этом случае наблюдается периодическое переключение нулевого и первого типов (это хорошо заметно на развертке длительностью 1 нс). С ростом тока накачки характер автомодуляции несколько меняется. Вместо переключения типов колебаний возникает плавный переход одного типа в другой. Это хорошо заметно на рис. 3 (нижний ряд), где показаны хронограммы ближнего поля излучения того же лазера при токе $1,48 I_{th}$ и длительностях развертки 10 и 1 нс соответственно.

Полученные экспериментальные результаты показывают, что взаимодействие разных поперечных типов колебаний может явиться одним из механизмов автомодуляции в полупроводниковых инжекционных лазерах. Следует отметить, что в работе [7] теоретически исследовалась устойчивость одновременной генерации двух различных поперечных типов колебаний, резонансные кривые которых не перекрываются (именно такой случай мы и наблюдаем). В работе показано, что в этом случае стационарная генерация двух поперечных типов является устойчивой, что противоречит нашим экспериментальным данным. Причина этого противоречия, по-видимому, состоит в том, что при расчете устойчивости в [7] предполагалось однородное распределение накачки по резонатору. На самом же деле, как отмечалось выше, в лазерах полосковой геометрии распределение накачки существенно неоднородно вдоль $p-n$ -

перехода и перпендикулярно оси резонатора из-за растекания тока и диффузии носителей. С другой стороны, известно [1, 7], что неоднородность накачки способствует возбуждению автомодуляции.

При исследовании интегральных спектров полосковых лазеров было замечено, что при возбуждении двух поперечных вдоль $p-n$ -перехода типов колебаний максимумы их огибающих отстоят друг от друга на 20—30 А. Типичный пример показан на рис. 2, б. Аналогичные результаты получены в работах [11, 12, 13]. Наблюдавшееся расстояние между огибающими составляло 10—50 А. Отметим, что во всех случаях огибающая мод первого порядка была смещена в коротковолновую сторону относительно огибающей мод нулевого порядка. Заметный спектральный сдвиг огибающих разных поперечных мод можно легко объяснить, учитывая, что для возбуждения разных поперечных типов колебаний необходимо создать разное усиление и, следовательно, разную концентрацию носителей тока. Поскольку порог возбуждения первого типа колебаний больше, чем порог возбуждения нулевого, то в областях максимумов поля первого типа колебаний концентрация носителей тока должна быть больше, а следовательно, квазиуровень Ферми выше, чем в области максимума поля нулевого типа колебаний. Следовательно, наибольший коэффициент усиления для первого типа колебаний достигается на более коротких волнах, чем для нулевого типа колебаний, что и наблюдается в эксперименте.

Можно оценить расстояние между максимумами огибающих разных типов колебаний. Пусть для возбуждения первого типа нужно создать дополнительное усиление Δg , а следовательно, дополнительную концентрацию $\Delta n = \Delta g / b$ [14, 15]. Для вычисления положения квазиуровня Ферми воспользуемся связью между концентрацией и квазиуровнем при абсолютном нуле температуры. Тогда изменение концентрации на Δn приведет к изменению квазиуровня на ΔF :

$$\Delta F = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/3} \frac{\hbar^2}{(4\pi)^{2/3} 2mn^{1/3}} \Delta n = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/3} \frac{\hbar^2}{(4\pi)^{2/3} 2mn^{1/3}} \frac{\Delta g}{b},$$

где \hbar — постоянная Планка, m — эффективная масса электронов в GaAs.

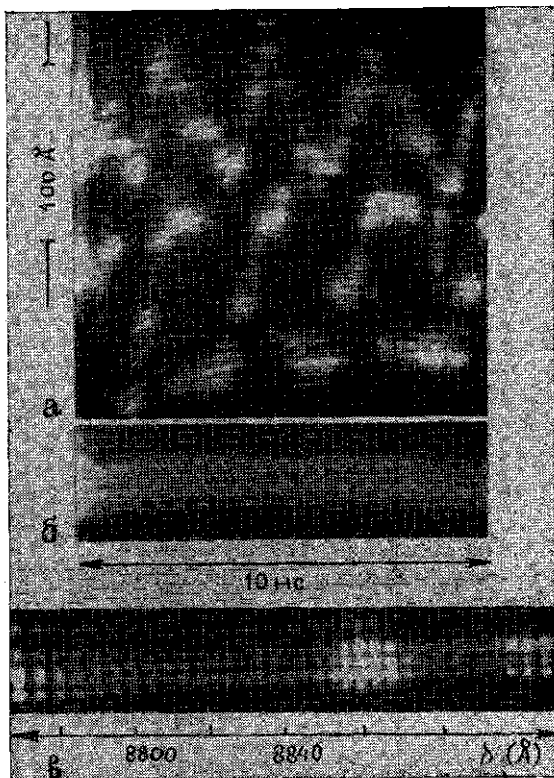


Рис. 4. Динамика спектра (а), динамика ближнего поля (б) и интегральный спектр полоскового лазера, в котором наблюдалось сильное сканирование частоты генерации

Отсюда для лазера со 100% внутренней квантовой эффективностью и толщиной активной области 0,5 мкм получим

$$\Delta F [eB] = 0,144 \cdot 10^{-3} \Delta g \text{ (1/см)}.$$

Смещение квазиуровня Ферми на ΔF приведет к сдвигу максимума зависимости коэффициента усиления от длины волны на $\Delta \lambda$:

$$\Delta \lambda [\text{Å}] = \frac{\lambda \Delta F}{E} = 0,9 \Delta g \text{ (1/см)}, \quad (1)$$

где λ и E — длины волны и энергия излучаемых фотонов.

По данным [16] в полосковом GaAs-лазере с шириной контакта 10 мкм потери первой моды на 20 см^{-1} больше потерь нулевой моды. По нашим расчетам в полосковом лазере, изготовленном методом протонной бомбардировки, с шириной небомбардированной области 10 мкм для возбуждения первой моды нужно создать дополнительное усиление $77\text{--}93 \text{ см}^{-1}$ в зависимости от глубины проникновения протонов. Подставляя эти цифры в (1), получим, что максимумы огибающих нулевого и первого типов колебаний могут быть смещены относительно друг друга на $18\text{--}80 \text{ Å}$, что вполне согласуется с наблюдаемыми экспериментальными результатами.

При исследовании динамики спектра на одном из лазеров, полученном методом протонной бомбардировки, наблюдалось сильное сканирование частоты генерации, возникшее при токе $1,83 I_{th}$ ($I_{th} = 940 \text{ mA}$). Динамика спектра лазера при этом токе показана на рис. 4, а. При меньших токах сканирование частоты не наблюдается. Из рис. 4, а видно, что длина волны генерации меняется на 80 Å . При этом в ближнем поле каких-либо пульсаций не заметно (рис. 4, б). На рис. 4, в показано спектрально-пространственное распределение излучения лазера при том же токе. Видно, что возбуждается несколько поперечных типов колебаний. При большем токе накачки сканирование частоты становится неперриодическим. В ближнем поле никаких пульсаций по-прежнему не заметно. Механизм этого явления для нас не ясен.

Таким образом, описанные экспериментальные результаты по исследованию динамики излучения полупроводниковых инжекционных лазеров полосковой геометрии показывают, что одним из механизмов автомодуляции излучения в этих лазерах может явиться взаимодействие поперечных типов колебаний. Однако строгого теоретического обоснования наблюдавшихся явлений пока нет.

Показано также, что наблюдавшийся многими авторами сдвиг максимумов огибающих нулевого и первого типов колебаний может быть обусловлен тем, что для возбуждения разных поперечных мод нужно создать разное усиление.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Морозов В. Н. ЖЭТФ, 1969, 57, 617.
2. Аллахвердян Р. Г. и др. «Квантовая электроника», 1971, 6, 53.
3. Paoli T. L., Ripper J. E. «Phys. Rev. Lett.», 1969, 22, 1085.
4. Иванов Л. П. и др. «Квантовая электроника», 1972, 5 (11), 92.
5. Chinone N., Ito R. «Jap. J. Appl. Phys.», 1974, 13, 3, 575.
6. Tsukada T. et al. «IEEE J. of Quant. Electr.», 1973, QE-9, 356.
7. Беленов Э. М. и др. Труды ФИАН. Квантовая радиофизика. М., 1970, 52, с. 237.
8. Dymont J. C. et al. «Proc. IEEE», 1972, 60, 726.
9. Иванов Л. П. Кандид. дис. МГУ, 1975.
10. Yonezu H. et al. «Jap. J. Appl. Phys.», 1973, 12, 1585.

11. Tida S., Watanabe J. «Jap. J. Appl. Phys.», 1974, 13, 1249.
12. Богатов А. П. и др. «Физика и техника полупроводников», 1972, 6, 43.
13. Sommers H. S., Butler J. K. «J. Appl. Phys.», 1975, 46, 2319.
14. Hakki B. W., Paoli T. L. «J. Appl. Phys.», 1973, 44, 4113.
15. Hakki B. W., Paoli T. L. «J. Appl. Phys.», 1975, 46, 1299.
16. Suematsu G., Yamada M. «Trans. IECE of Jap.», 1974, 57—C, 434.

Поступила в редакцию

10.11 1976 г.

Кафедра

физики колебаний