

ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ПОТЕРЬ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ
ИНЪЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА НА ЗОНЫ АВТОМОДУЛЯЦИОННЫХ
ПУЛЬСАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ

И. А. Скопин

УДК 621.373.826

Изучена связь нелинейного изменения оптических потерь в активной области с зонами автомодуляционных пульсаций интенсивности излучения инжекционного лазера.

Режим незатухающих автомодуляционных пульсаций интенсивности излучения (режим АП) является характерным режимом генерации полупроводниковых лазеров (ПЛ) /1/. Экспериментально было замечено, что АП в ПЛ могут появляться в области нелинейности ватт-амперной характеристики (ВАХ) /2/. Отклонения от линейной формы ВАХ могут происходить вследствие вариации модового состава излучения, изменения объема той части активного слоя, которая работает на внешний выход, перегрева активной области, различных деградационных явлений /3/. Такие лазеры имеют изменяющийся наклон ВАХ, и, соответственно, изменяющийся порог I_t (или плотность порогового тока j_t) в области нелинейности, т.е. в этом случае можно ввести зависимость $j_t(P)$ (или $-I_t(P)$), где P — мощность излучения, /4/. С другой стороны, изменение $j_t(P)$ можно описать как изменение общих потерь $\Delta\alpha(P)$. Вид функции $\Delta\alpha$ (или $\alpha(P)$) можно получить из вида ВАХ в предположении, что имеется насыщение усиления на пороговом уровне и что средняя импульсная мощность в стационарном и нестационарном режимах генерации одна и та же /5/. Следует заметить, что для возбуждения АП достаточно незначительное изменение α ($\Delta\alpha \lesssim 2 \text{ см}^{-1}$ /6/), которое в свою очередь может и не привести к заметной нелинейности ВАХ. Опыт показывает, что в обычных планарных

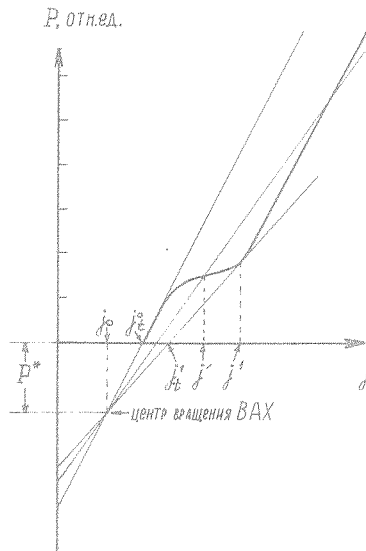
полосковых ПЛ идеально линейной ВАХ практически никогда не наблюдается.

В линейном приближении излучаемую мощность $P(j)$ ПЛ можно представить в виде [7/

$$P(j) = [\eta_0 S (j - j_0) / (1 + \alpha L \ln R^{-1})] - P^*, \quad (1)$$

$$P^* = \eta_0 S \ln R^{-1} / (\beta L), \quad (2)$$

где η_0 - эффективность накачки, S - площадь активного слоя, L - длина резонатора, R - коэффициент отражения на торцах резонатора ($R_1 = R_2 = R$), β - дифференциальный коэффициент усиления, j_0 - порог инверсии.



Р и с. 1. Расчетная нелинейная ВАХ инжекционного лазера. Прямыми линиями показан наклон ВАХ при различных значениях плотности тока накачки

На рис. I представлена типичная нелинейная ВАХ ПЛ с определенным центром вращения (согласно формулам (1), (2)) при $j = j_0$, $P = -P^*$. Математическое выражение для измененной плотности порогового тока генерации j_t' можно представить в виде

$$j_t' = (P^* j'' + P^0 j_0) / (P^0 + P^*), \quad (3)$$

где P^0 — мощность, излучаемая при плотности тока накачки j'' . Изменение внутренних оптических потерь α_{in} в этом случае будет равно

$$\alpha_{in} = (\alpha^0 + L^{-1} \ln R^{-1})(j_t' - j_0)(j_t^0 - j_0)^{-1} - L^{-1} \ln R^{-1}, \quad (4)$$

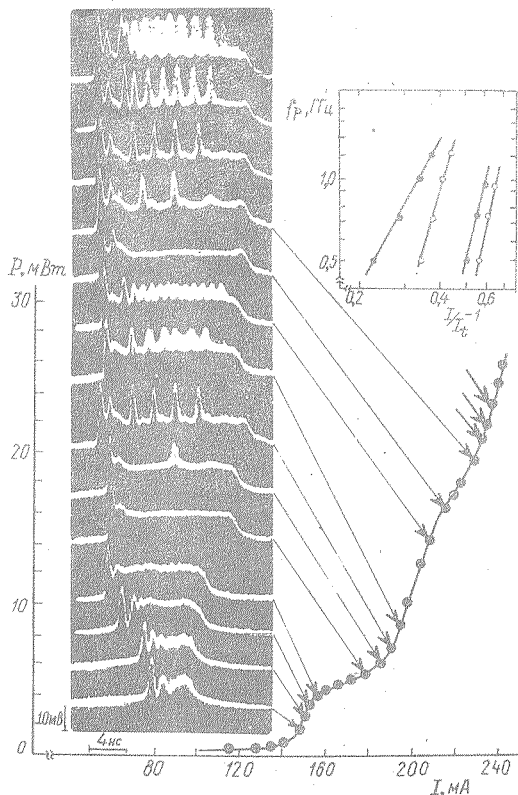
где α^0 — коэффициент потерь на пороге генерации; j_t^0 — начальный порог генерации.

В лазерах с положительной обратной связью увеличение добротности резонатора с ростом P снижает устойчивость стационарной генерации. Общее число положений равновесия системы зависит от скорости изменения функции $\alpha(P)$ (т.е. $d\alpha/dP$), играющей роль изоглины с горизонтальными касательными на фазовой плоскости в координатах S_p и N_e (S_p — плотность фотонов, N_e — плотность электронов) /8/. В случае одного пересечения $d\alpha/dP$ с граничной кривой устойчивости стационарного режима генерации нетривиальное положение равновесия системы единственно. Если оно устойчиво, то это особая точка типа фокуса. Для того, чтобы фокус стал неустойчивым, необходимо усилить обратную связь. Исследование на устойчивость линеаризованной системы скоростных уравнений вблизи особой точки приводит к неравенству

$$d\alpha/dP < -C_1 - C_2/P, \quad (C_1, C_2 = \text{const}). \quad (5)$$

В этом случае неустойчивая особая точка охватывается устойчивым предельным циклом и генерация происходит в режиме АП /9/. Нелинейное изменение $\alpha(P)$ в области нелинейности ВАХ может несколько раз пересекать граничную кривую устойчивого режима

генерации (например, в смысле (5)) и тем самым породить АП не во всем диапазоне изменения накачки, а в определенных областях (зонах) /2/, привязанных к характерным нелинейностям ВАХ.

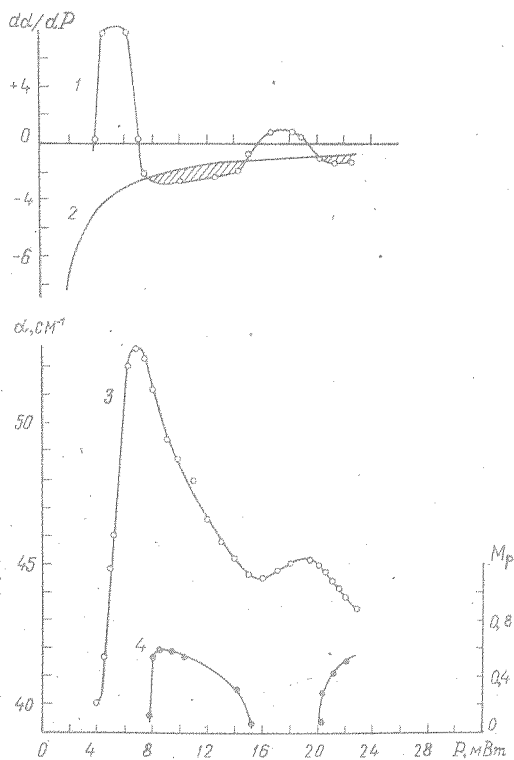


Р и с. 2. Типичная нелинейная ВАХ планарного полоскового инжекционного гетеролазера в импульсном режиме генерации (длительность импульсов тока накачки $\tau = 20$ нс, частота повторения $f = 10$ кГц). На вставке слева показана форма светового импульса излучения при различных токах накачки (горизонтальная шкала 2 нс/дел, вертикальная – 10 мВ/дел); справа вверху представлена зависимость частоты АП в зонах АП от нормированного превышения тока накачки над пороговым значением. Значки (o) соответствуют фактическому превышению, (•) – истинному

На рис. 2 показана типичная нелинейная ВАХ исследуемых планарных мезаполосковых инжекционных гетеролазеров в импульсном режиме генерации. Здесь же показана форма светового импульса излучения и изменение частоты f_p при изменении тока накачки. Видно, что в исследуемом диапазоне токов накачки (до $1,8 - 2,0 I_t$) наблюдаются две зоны АП с изменяющейся глубиной модуляции M_p . Зависимость $f_p(I/I_t)$ (в логарифмическом масштабе) может быть приближенно описана линейной функцией с наклоном $\sim 1,7$. С учетом изменения $I_t(P)$ эта зависимость имеет наклон $1,5$, что характерно для глубоко-модулированных АП /10/ и оказывается больше расчетного наклона, равного $0,5$ /11/. Такое изменение наклона зависимости $f_p(I/I_t)$ в случае развитых АП можно объяснить изменением параметра предельного цикла (в данном случае таким параметром может служить M_p /5,9/). Максимальное изменение порогового тока ΔI_t в экспериментах составило $\sim 10\%$, $\Delta \alpha \lesssim 7 \text{ см}^{-1}$.

На рис. 3 показан вид функции $\alpha(P)$ (кривая 3), пересчитанной из экспериментальной ВАХ с учетом изменения $I_t(P)$ по формуле (3), а также производная потерь $d\alpha/dP$ (кривая 1); здесь же показана кривая устойчивого режима генерации (кривая 2), вычисленная по формуле (5), и изменение глубины модуляции M_p в зонах АП (кривая 4).

Видно, что области АП жестко привязаны к характерным участкам ВАХ. Известно, что нелинейности ВАХ обусловлены поперечной нестабильностью пространственного канала лазерной генерации и, следовательно, для объяснения механизма возникновения АП может использоваться та же причина. Теория генерации в планарных полосковых гетеролазерах, объясняющая нелинейности ВАХ при увеличении мощности излучения, принимает во внимание влияние N_e на диэлектрическую проницаемость активной области и динамику самофокусировки /12/. Изменение положения пространственного лазерного канала генерации (вследствие самофокусировки) приводит к уменьшению проникновения поля в пассивные области вдоль плоскости $p-n$ перехода, и следовательно, может привести к уменьшению дифракционных потерь. Однако нелинейности в поведении ВАХ наводят на мысль, что в конкретных случаях на величину α оказывает влияние случайно распределенные "дефекты темных пятен". В результате можно ожидать, что в тех случаях,



Р и с. 3. Нелинейное поведение внутренних оптических потерь α в активной области инжекционного лазера (кривая 3) и ее производной dc/dP (1); граничная кривая устойчивого режима генерации (2) (заштрихованные области - зоны АП); зависимость глубины модуляции M_p (4). Все кривые построены в зависимости от излучаемой мощности P .

когда самофокусировка способствует уменьшению α и dc/dP с ростом P и эти изменения достаточно велики (в смысле (5)), то самофокусировка приводит к возбуждению режима АП. Время срабатывания механизма самофокусировки составляет несколько пролетных времен резонатора и, следовательно, это достаточно быстрый процесс. Вследствие этого механизм, основанный на нелиней-

ности $\alpha(P)$ и вызывающий АП, является единым и малоинерционным, он может включать в себя представление о насыщающемся поглощении в пределах резонатора, и, в принципе, может срабатывать и в отсутствие его. Эффект насыщающегося поглощения в пассивных областях, куда проникает поле, практически неизбежен в структурах, в которых не предусмотрено боковое оптическое ограничение и вклад этого механизма трудно отделить от вклада механизма самофокусировки. В условиях жесткого режима включения и гистерезиса мощности на пороге генерации возможно преобладание эффекта насыщения поглощения /5/, это особенно очевидно при неоднородной по длине резонатора накачке. Помимо таких пороговых эффектов, сущность которых объяснена в работе /12/, в планарных полосковых гетеролазерах наблюдается аналогичное явление уже после установления генерации достаточно далеко от порога /4/. В этих случаях предполагалось существенным влияние механизма самофокусировки. Опыт показывает, что в узких полосковых структурах с боковым оптическим ограничением вместе с поперечной стабилизацией пространственного лазерного канала происходит стабилизация лазерного излучения во времени /13/. Такие лазеры имеют линейные ВАХ в широком диапазоне изменения накачки и обладают стабильной, беспикетовой генерацией. Как следствие этого, в спектре излучения доминирует одна мода.

В заключение автор выражает благодарность д.ф.м.н., профессору П. Г. Елисееву и д.ф.м.н. В. Н. Морозову за обсуждение полученных результатов.

Поступила в редакцию
24 декабря 1981 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. Г. Басов, В. В. Никитин, А. С. Семенов, Препринт ФИАН № II5, М., 1968 г.
2. G. Arnold, K. Peterman, Opt. and Quant. Electron., 10, 311 (1978).
3. П. Г. Елисеев, Полупроводниковые лазеры и преобразователи, Итоги науки и техники, сер. "Радиотехника", I4, ч. I изд. ВИНТИ, М., 1978 г.

4. А. П. Богатов и др., Квантовая электроника, 7, № 8, 1664 (1978).
5. В. Н. Морозов, А. Н. Ораевский, ЖТФ, 57, вып. 5, 947 (1967).
6. Н. Kuwahara, Appl. Phys., 20, 67 (1978).
7. И. А. Скопин, Препринт ФИАН № 191, М., 1981 г.
8. Н. Statz et al., J. Appl. Phys., 36, No 5, 1510 (1965);
Н. Statz, G. A. de Mars, Quantum Electronics, Columbia Press, N.-Y., 1960, p. 530.
9. П. Г. Елисеев и др., Квантовая электроника, 7, № 10, 2197 (1980).
10. Т. Р. Lee, Т. J. Serra, IEEE J. Quant. Electron., QE-12, No 6, 368 (1976).
11. М. J. Adams, Opto-Electronics, 5, 201 (1973).
12. Х. Ю. Бахерт, А. П. Богатов, П. Г. Елисеев, Квантовая электроника, 5, № 3, 603 (1978).
13. В. И. Бородулин и др., Квантовая электроника, 8, № 1, 193 (1981).