

01;06.2; 06.3

Униполярный полупроводниковый лазер терагерцового диапазона частот

© А.С. Тагер

Государственное научно-производственное предприятие "Исток",
Фрязино

Поступило в Редакцию 9 декабря 1996 г.

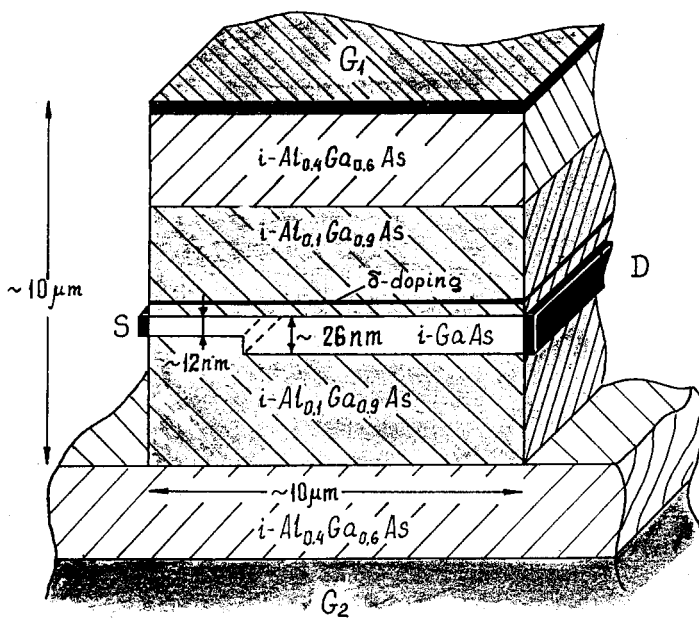
В работе предлагается новая конструкция униполярного полупроводникового лазера с продольным транспортом электронов ступенчатым изменением толщины квантовых ям, в котором инверсия заселенности достигается в результате того, что электроны первой подзоны в узкой части ямы при инжекции в широкую часть заселяют преимущественно ее вторую подзону.

В последние три года в литературе широко обсуждаются различные варианты униполярных лазеров на межподзонных переходах электронов в полупроводниковых гетероструктурах, предложенных еще в 1971 г. Р.Ф. Казариновым и Р.А. Сурисом [1] и экспериментально реализованных в 1994 г. группой Capasso [2]. В отличие от обычных инжекционных биполярных, использующих межзонные переходы электронов частота излучения униполярных лазеров не связана с шириной запрещенной зоны полупроводника и, в принципе, может варьироваться в широких пределах путем выбора параметров гетероструктуры — состава и толщин входящих в нее слоев, их последовательности и т.п. Это открывает принципиальную возможность создания полупроводниковых лазеров в ранее недоступных для них участках электромагнитного спектра от среднего ИК ($\lambda > 12 - 15$ мкм) до субмиллиметрового диапазона волн. Эта возможность представляется тем более заманчивой, что указанный диапазон частот $10^{12} - 3 \cdot 10^{13}$ Гц, который условно можно назвать терагерцовым диапазоном, до сих пор остается не освоенным практической электроникой. Однако продвижение униполярных лазеров в сторону длинных волн наталкивается на серьезные трудности, связанные, прежде всего, с электронными релаксационными процессами в кристалле, негативная роль которых возрастает по мере уменьшения энергии кванта и увеличения периода электромагнитных колебаний. В частности, с

понижением частоты резко (как ω^{-2}) возрастают омические потери электромагнитной энергии в полупроводниковых слоях, образующих электромагнитный волновод (резонатор) лазера. Дело в том, что в традиционных конструкциях полупроводниковых лазеров с поперечным относительно активного слоя транспортом электронов примыкающие к нему слои полупроводника, формирующие электромагнитный волновод, содержат высокую ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) концентрацию свободных электронов, обеспечивающую необходимую плотность тока в активном слое. На частотах, превышающих обратное время релаксации электронов ($\tau^{-1} \approx 10^{-13} \text{ Гц}$), высокочастотные омические потери меньше статических в $(\omega\tau)^2$ раз, так что усиление электромагнитных колебаний в активном слое (слоях) превышает их поглощение в пассивных слоях волновода. На частотах порядка единицы терагерц $\omega\tau \sim 1$ и поглощение в пассивных слоях преобладает.

В настоящем сообщении предлагается вариант униполярного лазера, позволяющий, в принципе, обойти эту трудность. Основная идея состоит в переходе от поперечного к продольному транспорту, при котором электроны, участвующие в излучательных переходах, движутся не поперек структуры квантовых ям, а вдоль одной квантовой ямы (или нескольких, параллельных ей). Инверсия заселенности энергетических подзон в квантовой яме достигается в этом варианте в результате резкого (ступенчатого) изменения в некотором сечении толщины квантовой ямы. Как было показано в [3], на стыке двух квантовых ям ("электронных волнопроводов") разной толщины происходит перераспределение электронов между подзонами: электроны, инжектированные в нижнюю (первую подзону) узкой квантовой ямы, при переходе в более широкую яму могут оказаться преимущественно во второй подзоне, соответствующей следующему дискретному значению их поперечной энергии. При более чем двукратном увеличении толщины ямы инверсия заселенности двух первых подзон в широкой яме может достигать 2:1 [3].

Возможный вариант гребневой структуры униполярного лазера терагерцового диапазона с продольным транспортом электронов (ПЭТ лазер) изображен схематически на рисунке. Квантовая яма образована эпитаксиальным слоем нелегированного GaAs со ступенчато изменяющейся толщиной и двумя барьерными слоями δ -легированного AlGaAs с $x \approx 0.1$. Эти слои вместе с двумя симметрично расположенными граничными AlGaAs слоями с более высокой ($y = 0.4$) долей алюминия образуют электромагнитный волновод, рассчитанный на частоту 4.5 ГГц.



Схематическое изображение гребневой структуры униполярного лазера.

Горячие электроны инжектируются в узкий участок квантовой ямы из узкого полоскового истокового контакта, содержащего барьерную AlGaAs/GaAs структуру, обеспечивающую инжекцию электронов с энергией 30–35 мэВ. К расположенному на противоположной стороне гребня стоковому контакту электроны движутся баллистически при малой ускоряющей разности потенциалов между стоком и истоком. Ширина гребня w , как и суммарная толщина образующих электромагнитный волновод слоев полупроводника d , составляет около 10 мкм, что соответствует половине длины электромагнитной волны (в кристалле) на частоте 4.5 ТГц.

Баллистический пролет электронов на расстояние порядка 10 мкм обеспечивается (при рабочей температуре $T = 77$ К) малостью их энергии (30–35 мэВ) по сравнению с энергией продольных оптических фононов в GaAs (~ 36 мэВ). При этом условии время свободного пробега электронов в GaAs при $T = 77$ К превышает 10^{-10} с [4], так

что длина баллистического пролета электронов с продольной энергией 5 мэВ (скоростью $1.6 \cdot 10^7$ см/с) больше 16 мкм.

Как и в обычном лазере с поперечным транспортом электронов через квантовые ямы, в описанной структуре электроны взаимодействуют с поперечной составляющей электрического поля электромагнитной волны, распространяющейся вдоль гребня, из-за отсутствия свободных электронов поглощение ВЧ энергии в объеме кристалла незначительно, как и потери на излучение через боковые поверхности гребня, и обусловлено в основном нарушением однородности этих поверхностей вблизи тонких истокового и стокового контактов.

В заключение приведем численные оценки основных параметров лазера.

1. Частоте $\omega/2\pi = 4.5$ ТГц соответствует энергия кванта $\hbar\omega \simeq 18$ мэВ $\gg 6$ мэВ $= kT$ ($T = 77$ К). Если E_{II1} , E_{II2} — энергии дна первых двух подзон во втором расширенном участке квантовой ямы толщиной a_2 , то $\hbar\omega = E_{II2} - E_{II1} \approx 3E_{II1}$, $E_{II1} \simeq 6$ мэВ, $a_2 \simeq 26.5$ нм. При ступенчатом изменении толщины квантовой ямы, равном $a_2/a_1 = 2.2$, обеспечивающем инверсию заселенности уровней E_{II2} и E_{II1} , равную $n_2/n_1 \simeq 1.6$, толщина первого (узкого) участка ямы $a_1 \simeq 12$ нм, а энергия дна нижней подзоны $E_{I1} \approx 30$ мэВ. Если энергия Ферми $E_F = E_{I1} + 5$ мэВ, то поверхностная плотность электронов в яме

$$n = \frac{\hbar^2}{2m^*} (E_F - E_{I1}) \simeq 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ и}$$

$$\Delta n = n_2 - n_1 = 0.23n \approx 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}.$$

В отсутствие рассеяния электронов на оптических фононах в GaAs при $T = 77$ К время жизни электрона в когерентном возбужденном состоянии (на уровне E_{II2}) τ ограничивается электронными столкновениями и, согласно различным оценкам, составляет около $\tau = 10^{-12}$ с.

2. Удельное (на единицу длины) электронное усиление лазера

$$g \approx \Gamma \frac{\Delta n}{a_2} \frac{q^2 \tau Z_0 \omega \langle Z \rangle^2}{\varkappa \hbar},$$

где $Z_0 = \sqrt{V_\varepsilon} = 373$ Ом, $\varkappa \simeq 0.34$ — коэффициент преломления GaAs, $q^2 \langle Z \rangle$ — матричный элемент дипольного перехода, q — заряд электрона, $\Gamma = 2a_2/d$ — коэффициент заполнения волновода высотой $d \simeq 10$ мкм.

В рассматриваемом случае $\langle Z \rangle \simeq 5.1$ нм, $\Gamma = 5.6 \cdot 10^{-3}$, $g \simeq 65$ см $^{-1}$. При типичной длине лазера $L \simeq 0.5$ мм полное электронное усиление составит $G = gL \simeq 3.25$. При малых потерях на излучение этого усиления вполне достаточно для эффективной лазерной генерации в кристалле с частично прозрачными электродами затворов.

3. Максимальную мощность и ширину линии излучения лазера с одной квантовой ямой шириной w и длиной L можно оценить по формулам [5]:

$$P_{\max} \approx \frac{1}{2} \Delta n \hbar \omega w L / \tau.$$

При $w \approx L \approx 10$ мкм, $\Delta n = 4 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$, $\tau = 10^{-12}$ с находим

$$\Delta f = (\Delta n w L \tau)^{-1},$$

$$P_{\max} \simeq 2.5 \text{ мВт}, \quad \Delta f \simeq 0.6 \text{ мГц}.$$

Мощность излучения может быть увеличена, а ширина линии соответственно уменьшена при создании в кристалле не одной, а нескольких идентичных, параллельных квантовых ям. Частоту излучения можно варьировать в определенных пределах, изменяя поперечную разность потенциалов между затворами G_1 и G_2 .

Список литературы

- [1] Казаринов Р.Ф., Суриц Р.А. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 4. С. 800–802.
- [2] Faist J., Capasso F., Sivco D.L. et al. // Science. 22 April 1994. V. 264. P. 553–556.
- [3] Тагер А.С., Чепурных В.П. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 18. С. 49–54.
- [4] Ruch J.G., Fawcett W. // J. of Appl. Phys. 1970. V. 41. N 9. P. 3843–3849.
- [5] Кейси Х., Панин М. Лазеры на гетероструктурах М.: Мир, 1981. Т. 1. 299 с.