ISSN 0002-306X. Изв. НАН РА и ГИУА. Сер. ТН. 2005. Т. LVIII, № 3.

УДК621.37/.39 РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

Р.И. СИМОНЯН, О.В. БАГДАСАРЯН, Т.М. КНЯЗЯН

АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПРЕДЕЛЕННЫХ БРЭГГОВСКИХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ С УЧЕТОМ ПОТЕРЬ В СЛОЯХ

Рассмотрены оптические модели распределенных брэгговских отражателей (РБО) с четным и нечетным числом чередующихся четвертьволновых полупроводниковых слоев на подложке. С помощью численного счета методом единого выражения исследованы отражательные характеристики РБО с учетом потерь в слоях структур, а также приведены распределения амплитуды электрического поля и плотности потока энергии волны. На основе полученных результатов предложена оптимальная конфигурация РБО для применения в микрорезонаторных структурах.

Ключевые слова: распределенные брэгговские отражатели (РБО), четвертьволновые полупроводниковые слои, метод единого выражения, оптические модели РБО.

Вертикально-излучающие лазеры (VCSEL) [1,2], резонаторные светодиоды (RCLED) [3] и резонаторные фотодетекторы (RCE детекторы) [4] стали лидирующими устройствами в современных волоконно-оптических системах связи благодаря их улучшенным рабочим характеристикам и низкой стоимости. В вертикально-излучающих устройствах сильно отражающие зеркала играют важную роль, так как они должны компенсировать относительно небольшое усиление света при многократном проходе в активной среде, соизмеримой с длиной волны [1-3]. В резонаторных фотодетекторах зеркала должны способствовать эффективному поглощению света в p-n переходе [4]. Во всех этих устройствах зеркалами являются распределенные брэгговские отражатели (РБО), состоящие из чередующихся четвертьволновых двухслоек с высоким и низким показателями преломления. Актуальным является вопрос определения оптимальных конфигураций РБО в вышеназванных устройствах [5,6], а именно, конструирование сильно отражающих, слабо поглощающих и, как следствие, стойких к большим интенсивностям излучения зеркал. Задача сводится к детальному исследованию особенностей взаимодействия плоской электромагнитной волны с многослойными полупроводниковыми структурами. Наряду с отражательными характеристиками таких структур, важной является также информация о распределении амплитуды электрического поля и плотности потока энергии оптической волны в структуре для оценки воздействия потерь и больших интенсивностей излучения на рабочие характеристики РБО [7]. Для детального исследования оптических характеристик РБО можно использовать известный матричный метод [8], но нами выбран метод единого выражения (МЕВ) [7, 9], который позволяет легко и точно получать распределение амплитуды поля в многослойной структуре без предварительных предположений о форме волны в слоях структуры. Эта особенность МЕВ позволяет применять его с одинаковой легкостью для исследования РБО, образованных различными

средами: диэлектрик, полупроводник, металл. МЕВ позволяет также исследовать самовоздействие волны в среде без аппроксимаций [7, 9].

МЕВ основан на нетрадиционном подходе в представлении решения уравнения Гельмгольца:

$$\frac{d^2\dot{E}_x(z)}{dz^2} + \omega^2\mu_0\tilde{\varepsilon}_a\dot{E}_x(z) = 0 \qquad (1)$$

в форме единого выражения [10]:

$$\dot{E}_x(z,t) = U(z)\exp(-jS(z)) \qquad (2)$$

без разделения на встречно-распространяющиеся волны. Здесь U(z) и S(z) являются реальными величинами и описывают поведение результирующей амплитуды и фазы колебаний электрического поля волны вдоль оси z; $\tilde{\varepsilon}_a = \varepsilon'_a + j\varepsilon''_a$ - комплексная диэлектрическая проницаемость среды; ε''_a описывает потери или усиление в среде в зависимости от ее знака; $\mu_0 = 4\pi\cdot10^{-7}$ (*Г/м*). Здесь и далее предполагается временная зависимость $\exp(j\omega t)$.

Подстановка выражения (2) в уравнение (1) приводит к системе дифференциальных уравнений первого порядка (эквивалентной уравнению Гельмгольца), где введена нормированная производная $\frac{d}{d(k_0 z)}$:

$$\begin{cases} \dfrac{dU(z)}{d(k_0 z)} = Y(z), \\ \dfrac{dY(z)}{d(k_0 z)} = \dfrac{P^2(z)}{U^3(z)} - \varepsilon' U(z), \\ \dfrac{dP(z)}{d(k_0 z)} = \varepsilon'' U^2(z) . \end{cases} \qquad (3)$$

$P(z) = U^2(z)\frac{dS(z)}{d(k_0 z)}$ - величина, пропорциональная плотности потока энергии вдоль оси z [10]. Здесь $k_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ - постоянная распространения волны в свободном пространстве; $\varepsilon' = \varepsilon'_a/\varepsilon_0$ и $\varepsilon'' = \varepsilon''_a/\varepsilon_0$ - реальная и мнимая части относительной диэлектрической проницаемости, $\varepsilon_0 = 10^{-9}/36\pi$ (*Ф/м*).

Наиболее общим подходом к решению системы дифференциальных уравнений (3) является численное интегрирование при наложении соответствующих граничных условий [7, 9].

Рассмотрим нормальное падение плоской электромагнитной волны на многослойную структуру толщиной L. Волны на освещенной стороне структуры (z<0) целесообразно представить в виде встречных падающей и отраженной волн:

$$E_{хпад} = E_{пад}\exp\left(-jk_0\sqrt{\varepsilon_л}z\right), \qquad E_{хотр} = E_{отр}\exp\left(jk_0\sqrt{\varepsilon_л}z\right)$$

и в виде прошедшей волны за структурой (z>L):

$$E_{хпрош} = E_{пр}\exp\left(-jk_0\sqrt{\varepsilon_л}(z-L)\right),$$

$\varepsilon_л$ - диэлектрическая проницаемость среды вне структуры.

В слоистой структуре $(0 \le z \le L)$ решение представляется в виде единого выражения (2) без разложения на встречные волны. Так как за структурой имеется единственная уходящая волна, то решение граничной задачи целесообразно начать с неосвещенной стороны структуры (z=L). В этом случае она сводится к задаче Коши, т.е. к задаче с начальными условиями. Граничные (начальные) условия при z=L получаются из условия непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей:

$$U(z=L) = E_{пр}, \quad Y(z=L) = 0, \quad P(z=L) = E_{пр}^2\sqrt{\varepsilon_л}\ .$$

Численное интегрирование системы (3) осуществляется методом Рунге-Кутта в направлении к освещенной границе структуры (z=0). В процессе интегрирования получается продольное распределение амплитуды поля U(z) и плотности потока энергии P(z) в структуре. Для слоев многослойной структуры граничные условия сводятся к непрерывности интегрируемых величин: U(z), Y(z) и P(z) [11]. На освещенной границе (z=0) из условия непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей вычисляются коэффициент отражения:

$$r = \frac{E_{отр}}{E_{пад}} = \frac{U^2(0)\cdot\sqrt{\varepsilon_л} - P(0) - jU(0)\cdot Y(0)}{U^2(0)\cdot\sqrt{\varepsilon_л} + P(0) + jU(0)\cdot Y(0)}$$

и амплитуда падающего поля [12]:

$$E_{пад} = \left|\frac{U^2(0)\cdot\sqrt{\varepsilon_л} + P(0) + jU(0)\cdot Y(0)}{2U(0)\cdot\sqrt{\varepsilon_л}}\right|.$$

Исследования с помощью МЕВ проведены для модельных структур РБО и конкретных полупроводниковых структур РБО на подложке с учетом потерь. Условие четвертьволновости слоев РБО имеет место при:

$$\frac{\lambda_{рез}}{4} = d_н\sqrt{\varepsilon_н} = d_в\sqrt{\varepsilon_в}\ ,$$

где $\lambda_{рез}$ – резонансная длина оптической волны; $\varepsilon_н$ и $\varepsilon_в$ – диэлектрические проницаемости чередующихся четвертьволновых слоев ($\varepsilon_н < \varepsilon_в$); $d_н$ и $d_в$ - толщины слоев.

Исследованы четыре возможные конфигурации РБО с четным и нечетным числом четвертьволновых слоев различного чередования (рис.1). В качестве модельных структур рассмотрены РБО, состоящие из 9 пар чередующихся четвертьволновых слоев (рис. 1(1,2)), и РБО, состоящие из 9 пар четвертьволновых слоев и плюс одного четвертьволнового слоя (9,5 двухслоек) (рис.1(3,4)) с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_н$= 4 и $\varepsilon_в$= 6. При этом контраст диэлектрической проницаемости составляет $\varepsilon_в/\varepsilon_н$ =1,5. Это типичное значение контраста для применяемых на практике полупроводниковых

слоев [5]. На рис. 1 приведены соответствующие значения коэффициентов отражения по интенсивности **R** на резонансной длине волны и представлены распределения амплитуды электрического поля U(z) для каждой структуры. Поле оптической волны в структуре и вне ее имеет осциллирующий характер как результат интерференции падающей и отраженной волн.

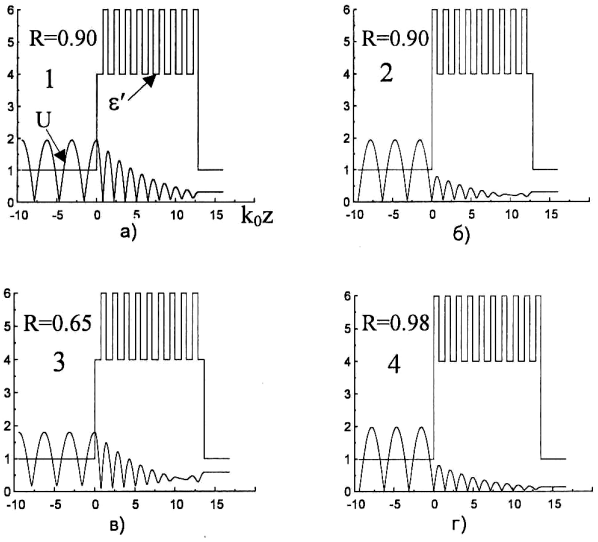

Рис.1. Распределение диэлектрической проницаемости ε′ и амплитуды электрического поля U(z) в структурах, состоящих из 9 двухслоек (а), (б) и 9.5 двухслоек (в), (г); R – коэффициент отражения по интенсивности. Амплитуда падающего поля зафиксирована: $E_{пад}=1$

Во всех рассматриваемых структурах наблюдается убывание огибающей осцилляций поля. Интересно отметить, что в зеркально-симметричных структурах 1 и 2, имеющих тот же коэффициент отражения R, наблюдается различие в высоте огибающей амплитуды поля в структурах. Как известно, энергия волны W, поглощенная в веществе, определяется следующей формулой [13]:

$$W = \omega \cdot \varepsilon_0 \int_0^L \varepsilon''(z) \cdot |E(z)|^2 dz .$$

Как следствие, поглощение оптической энергии в структуре будет определяться распределением амплитуды электрического поля в ней. В структурах 1 и 3 (рис. 1 а, в), где огибающая поля сравнительно высокая, будет иметь место сильное поглощение оптической энергии при наличии потерь в слоях. И наоборот, в структурах 2 и 4 (рис. 1 б, г) поглощение оптической энергии будет существенно меньше. В структурах 1 и 3, которые начинаются со слоя с меньшей диэлектрической проницаемостью, граница воздух – первый слой расположена в пучности амплитуды электрического поля

оптической волны, в то время как для структур 2 и 4 эта граница расположена в узле. Большая интенсивность поля волны на границе воздух – первый слой может привести к повреждению зеркала [14]. Из рассмотренных структур конфигурации 2 и 4, которые начинаются со слоя с большей диэлектрической проницаемостью, являются наиболее оптимальными с точки зрения высокого коэффициента отражения и распределения амплитуды электрического поля волны (поле в пределах структуры сравнительно ниже, и граница воздух – первый слой расположена в узле амплитуды поля). Именно поэтому структуры 2 и 4 рассматриваются как наиболее стабильные к большим интенсивностям оптической волны.

Зависимости коэффициентов отражения от числа четвертьволновых двухслоек для возможных чередований слоев (структуры 1 – 4 на рис.1) при отсутствии и наличии потерь в слоях ($\varepsilon'' = -0{,}1$) представлены на рис.2. Номера кривых на рис. 2 соответствуют номерам структур на рис. 1.

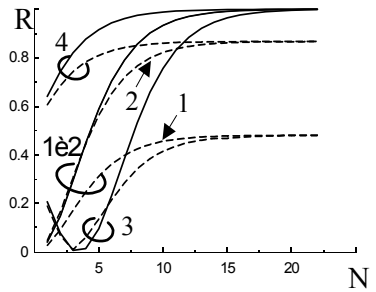

Рис.2. Эволюция коэффициентов отражения R зеркал от числа четвертьволновых двухслоек N без учета (сплошные линии) и с учетом (пунктирные линии) потерь в слоях структур

Наличие потерь в слоях привело к общему падению коэффициентов отражения всех рассматриваемых структур РБО. Однако влияние потерь минимально для оптимальных структур 2 и 4, начинающихся со слоя с большей диэлектрической проницаемостью. Структура 4 обеспечивает максимальное отражение при меньшем числе двухслоек.

Дальнейшее исследование оптических характеристик РБО проведено с учетом потерь в слоях конкретной полупроводниковой структуры, применяемой в вертикально-излучающих и поглощающих микрорезонаторных устройствах, работающих в диапазоне 850 *нм*. Исследованы четыре конфигурации РБО на подложке из GaAs ($\varepsilon = 12{,}83 - j0{,}53$)с возможным чередованием полупроводниковых четвертьволновых слоев из $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ ($\varepsilon = 12{,}25 - j0{,}2$)и AlAs ($\varepsilon = 8{,}7 - j0{,}1$) [5]. Структуры РБО на подложке с четным и нечетным числом четвертьволновых слоев различного чередования представлены на рис.3.

Закономерности, выявленные выше для модельных изолированных РБО, имеют место и в случае реальных полупроводниковых структур на поглощающей подложке. В структурах 1 и 3 (рис. 3 а, в) с высокой огибающей

амплитуды поля, как и следовало ожидать, наблюдается сильное поглощение оптической энергии в слоях и подложке. Здесь также как по степени отражения, так и по распределению поля оптимальными являются РБО, начинающиеся со слоя с высоким значением диэлектрической проницаемости.

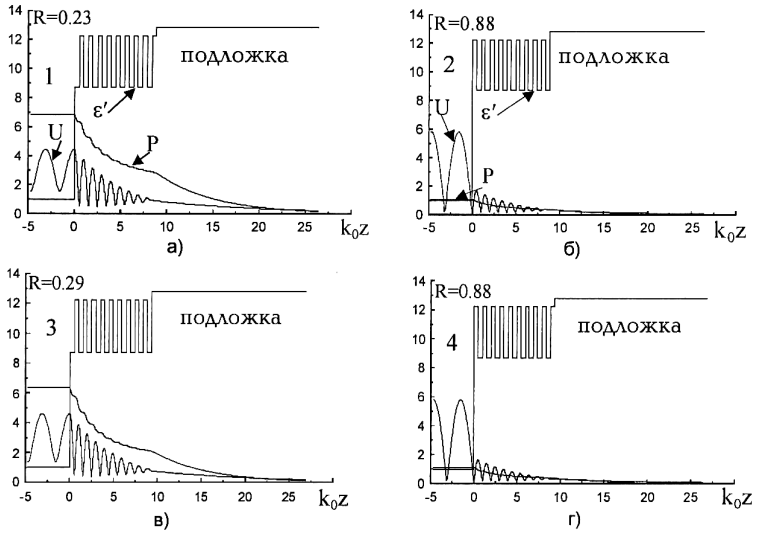

Рис. 3. Распределение диэлектрической проницаемости ε′, амплитуды электрического поля U(z) и плотности потока энергии P(z) в полупроводниковых структурах на подложке (GaAs), состоящих из 9 двухслоек (а), (б) и 9.5 двухслоек (в), (г) ($Al_{0.15}Ga_{0.85}As$/ AlAs) с учетом оптических потерь в слоях и подложке;

R – коэффициент отражения по интенсивности. Амплитуда падающего поля зафиксирована: $E_{пад}$=3

Так как РБО обеспечивают высокое отражение не только на резонансной длине волны (850 *нм*), но и в определенном частотном диапазоне вокруг резонансной частоты, то представляет интерес исследование воздействия материального поглощения на спектральные характеристики РБО. Спектральные характеристики структур (рис. 3) при наличии и отсутствии потерь в слоях РБО представлены на рис.4. Наличие потерь приводит к общему падению коэффициентов отражения в пределах частотной полосы максимального отражения. В оптимальных структурах 2 и 4 (рис. 4 б, г) влияние потерь на спектральные характеристики сравнительно мало ввиду низкой огибающей амплитуды поля в структурах. В структурах с более высокой огибающей амплитуды поля воздействие потерь сравнительно больше. Наличие провала в спектре коэффициента отражения в пределах основной полосы частот в структурах 1 и 3 объясняется недостаточным отражением при данном числе двухслоек (рис.4 а,в).

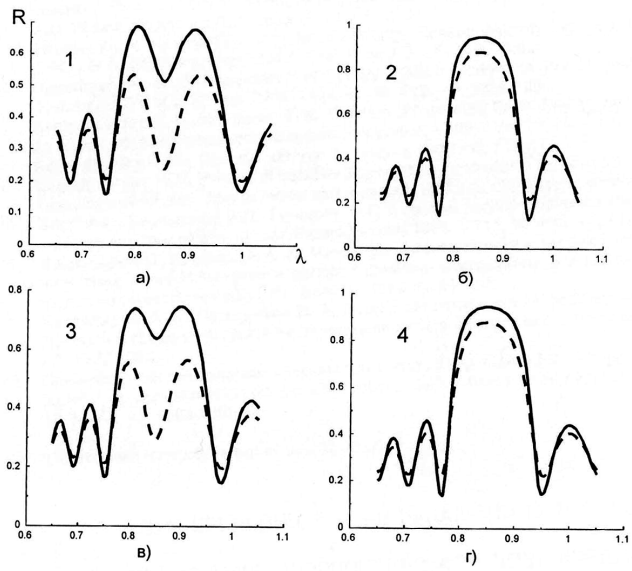

Рис. 4. Спектральные характеристики структур РБО, представленных на рис. 3, с учетом (пунктирные линии) и без учета (сплошные линии) потерь в слоях

Исследования показали, что оптимальными конфигурациями РБО с точки зрения оптических характеристик являются структуры, начинающиеся с четвертьволновых слоев с высоким значением диэлектрической проницаемости. Эти структуры обеспечивают максимальное отражение, амплитуда электрического поля оптической волны в них имеет сравнительно меньшее значение, освещенная граница воздух – первый слой расположена в узле электрического поля. Как следствие, в данных структурах поглощение оптической энергии меньше, и они сравнительно стабильнее к большим интенсивностям оптического излучения. Спектральные характеристики этих РБО менее чувствительны к воздействию потерь в слоях и подложке структур.

Проведенные исследования могут быть полезны при проектировании зеркал для вертикально-излучающих и поглощающих полупроводниковых устройств.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Iga K.** Surface emitting laser – its birth and generation of new optoelectronics field // IEEE J. of STQE. - Nov. 2000. - Vol.6, № 6. – P. 1201-1215.
2. **Choquette K. D. and Hou H. Q.** Vertical-cavity surface emitting lasers: moving from research to manufacturing // In Proceedings of the IEEE. - Nov. 1997. - Vol. 85, № 11. - P. 1730–1739.
3. **Schubert E. F., Hunt N. E. J., Roger J. M., Micovic M., and Miller D. L.** Temperature and Modulation Characteristics of Resonant-Cavity Light-Emitting Diodes // Journal of Light. Tech. - July. 1996. - Vol. 14, № 7. - P. 1721 – 1729.

4. **Kneodl T.** Resonant cavity enhanced photodetectors based on VCSEL structures // Annual report.- 1999, Dept. of Optoelectronics / University of Ulm. - P. 38-41.
5. **Delbeke D. et al.** High-Efficiency Semiconductor Resonant-Cavity Light-Emitting Diodes // A Review IEEE J of STQE. - March/April 2002. - Vol. 8, № 2. - P. 189 - 206.
6. **Bienstman P. et al.** Comparison of Optical VCSEL Models on the Simulation of Oxide-Confined Devices // IEEE J of Q E. - Dec. 2001. - Vol. 37, № 12. - P. 1618-1631.
7. **Baghdasaryan H. V., Knyazyan T. M.** Problem of Plane EM Wave Self-action in Multilayer Structure: an Exact Solution // Optical and Quantum Electronics. - 1999. - Vol. 31, № 9/10. - P. 1059-1072.
8. **Борн М., Вольф Э**. Основы оптики. - М.: Наука, 1973. – 719 с.
9. **Baghdasaryan H. V.** Method of backward calculation // In Photonic Devices for Telecommunications: how to model and measure/ Editor G. Guekos. - Springer-Verlag, 1999. - P. 56-65.
10. **Басс Ф.Г., Вербицкий И.Л., Гуревич Ю.Г**. К теории распространения электромагнитных волн в нелинейных средах // Изв. вузов . Радиофизика. - 1968. – Т11, ¹ 11. - С.1480-1489.
11. **Багдасарян О. В., Дарьян А. В.** Метод фазовой плоскости в теории распространения электромагнитных волн // Излучение и распространение электромагн. волн: Межвуз. темат. сб. научн. трудов по радиотехнике / ЕрПИ.-Ереван, 1988.- С. 64 - 74.
12. **Багдасарян О. В., Пермьяков В. А.** Ветвление режимов и эффект ограничения потока энергии ТЕ- волн в среде с ионизационной нелинейностью // Изв. вузов. Радиофизика. - 1978.– Т21, ¹ 9. - С. 1352-1362.
13. **Пюшнер Г.** Нагрев энергией сверхвысоких частот / Пер. с англ: - М.: Энергия, 1968.
14. **Apfel J. H.** Optical coating design with reduced electric field intensity // Applied optics. - July 1977. - Vol. 16, № 7. - P.1880-1885.

ГИУА. Материал поступил в редакцию 02.03.2005.

Ռ. Ի. ՍԻՄՈՆՅԱՆ, Հ. Վ. ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ, Թ. Մ. ԿՆՅԱԶՅԱՆ

ԲԱՇԽՎԱԾ ԲՐԵԳՅԱՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁԻՉՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ՝ ՀԱՇՎԻ ԱՌՆԵԼՈՎ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԸ ՇԵՐՏԵՐՈՒՄ

Դիտարկված են հարթակի վրա բաշխված բրեգյան անդրադարձիչների (ԲԲԱ) օպտիկական մոդելները զույգ և կենտ թվով իրար հաջորդող քառորդալիքային կիսահաղորդչային շերտերով: Միասնական արտահայտության մեթոդով թվային հաշվարկի օգնությամբ հետազոտված են ԲԲԱ-ի անդրադարձման բնութագրերը՝ շերտերում կորուստների առկայության և բացակայության դեպքերում, բերված են էլեկտրական դաշտի ամպլիտուդի և ալիքի էներգիայի հոսքի խտության բաշխվածությունները այդ կառուցվածքներում: Ստացված արդյունքների հիման վրա առաջարկված է ԲԲԱ-ի օպտիմալ կառուցվածքը՝ միկրոռեզոնատորներում կիրառման համար:

R. I. SIMONYAN, H. V. BAGHDASARYAN, T. M. KNYAZYAN

ANALYSIS OF OPTICAL CHARACTERISTICS OF DISTRIBUTED BRAGG REFLECTORS BY TAKING INTO ACCOUNT THE LOSSES IN THE LAYERS

The optical models of DBRs with even and odd number of alternating quarter-wavelength semiconductor layers on the substrate are considered. Reflective characteristics of DBRs with and without losses in the layers, as well as distributions of electric field amplitude and power flow density of wave along the structures are investigated by the method of single expression (MSE) through numerical calculation. Based on results obtained the optimal configuration of DBR is suggested for application in microresonator structures.