

# Применимость метода эффективного показателя преломления для моделирования гребнёвых оптических волноводов

Д.В.Батрак, С.А.Плисюк

*Проведена оценка точности метода эффективного показателя преломления при расчёте гребнёвых оптических волноводов путём сравнения результатов расчёта с результатами, полученными при помощи метода конечных элементов. Сравнение значений модового показателя преломления фундаментальной моды и соответствующих распределений интенсивности в ближней и дальней зонах для волноводной структуры, типичной для гребнёвых полупроводниковых лазеров, излучающих на длине волны  $\lambda_0 = 0.98$  мкм, показало достаточно высокую точность метода эффективного показателя преломления при расчёте гребнёвых волноводных структур и излучательных характеристик полупроводниковых лазеров на их основе.*

**Ключевые слова:** гребнёвый волновод, метод эффективного показателя преломления.

## 1. Введение

Плоские слоистые волноводные структуры широко применяются в оптоэлектронике (см., напр., [1]). В качестве примера можно привести лазеры на основе полупроводниковых гетероструктур, а также разнообразные интегрально-оптические устройства: лазер-модулятор [2], лазер-усилитель [3], мультиплексоры [4] и т. д.

В вертикальном направлении (перпендикулярно слоям такой структуры) волноводный эффект создается вследствие различия в показателях преломления слоёв. Что касается другого поперечного направления (вдоль слоёв структуры), то оптическое ограничение в этом, горизонтальном, направлении очень часто осуществляется за счет вариации толщины одного или нескольких слоёв. Обычно для этого используют верхние обкладочные слои волновода, так что волновод представляет собой гребень на плоской многослойной структуре (в англоязычной литературе для такого волновода используют термин *ridge waveguide*).

Несмотря на то что к настоящему времени существует множество численных методов расчёта волноводов, в том числе и таких, которые реализованы в коммерческих программных продуктах, нельзя считать проблему расчёта таких волноводов окончательно решённой. Это обусловлено рядом причин. Во-первых, при численном решении далеко не очевидными являются способ задания граничных условий, а также влияние этих условий на точность получаемого решения. Это становится особенно существенным в практически важном случае одномодового волновода. Во-вторых, результаты, получаемые такими численными методами, не всегда поддаются наглядной физической интерпретации, а сами методы и со-

ответствующие программные продукты зачастую трудны для использования в виде составной части более сложных систем моделирования.

В этом свете весьма привлекательным выглядит метод эффективного показателя преломления (МЭПП) (см., напр., [5] и ссылки там). В данном приближённом методе расчёт двумерного волновода сводится к последовательному расчёту двух одномерных (плоских) волноводов. Приближение основано на предположении, что в одном из поперечных направлений амплитуда волны изменяется существенно медленнее, чем в другом. Хотя это требование и сужает круг рассматриваемых задач, но простота, наглядность и удобство МЭПП обеспечивают его широкое применение. Особенно это касается оптики распространения и усиления излучения в волноводах, образованных слоями полупроводниковых гетероструктур. Точное решение задачи для плоского (одномерного) волновода с произвольным числом слоёв, каждый из которых характеризуется комплексной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ , легко находится численными методами с использованием теории функций комплексного переменного [6]. Соответственно решение двумерной задачи с помощью МЭПП также легко получить как для случаев, когда волновод формируется реальной частью  $\epsilon$  (показателем преломления), так и для случаев, когда волна удерживается за счёт поперечного профиля мнимой части  $\epsilon$  (усиления или поглощения), а также для возможных промежуточных случаев.

Однако точность получаемых решений остается предметом дискуссии. Имеющиеся в литературе оценки точности МЭПП относятся, в основном, к так называемому *греб-волноводу* [7, 8], в котором гребень образуется варьированием толщины волноводного, а не обкладочного слоя и, таким образом, участвует в формировании волновода как в горизонтальном, так и в вертикальном направлении. Для случая же гребнёвой конфигурации волновода, не менее распространённой и актуальной, вопрос о точности МЭПП не столь ясен. В этой связи авторам представлялось интересным оценить его точность в слу-

Д.В.Батрак, С.А.Плисюк. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail:

чае гребнёвого волновода путем сравнения результатов, полученных при помощи МЭПП и какого-либо стандартного и применимого для любой геометрии волновода численного метода, например метода конечных элементов (МКЭ). В данной работе представлены результаты такого сравнения для гребнёвого волновода на основе полупроводниковой гетероструктуры, типичной для лазеров, излучающих на длине волны  $\lambda_0 = 0.98$  мкм.

## 2. Методика сравнения и результаты

На рис.1 представлена одна из наиболее типичных геометрий волновода. Показатели преломления и толщины слоёв гетероструктуры приведены в табл.1. Слои 3–9 изображены на рис.1 как один черный слой. Показатель преломления изолятора (ZnSe) равен 2.4, что значительно меньше показателей преломления слоёв гетероструктуры. Это обуславливает уменьшение эффективного показателя преломления вне гребня и возникновение волноводного эффекта в «горизонтальном» направлении (вдоль оси  $y$ ).

Для исследованных структур вычислялись распределения поля нулевой волноводной моды в ближней и дальней зонах, а также модовый показатель преломления  $n_m$ . Вычисления по МЭПП проводились так, как описано в [5], для вычислений по МКЭ применялась программа FlexPDE [9]. В обоих случаях использовалось скалярное приближение для поля, т. е. решалось уравнение

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \left( \frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 [n^2(x, y) - n_m^2] \right\} E(x, y) = 0.$$

Варьируемыми параметрами при расчёте являлись ширина гребня  $W$  и толщина обкладочного слоя вне

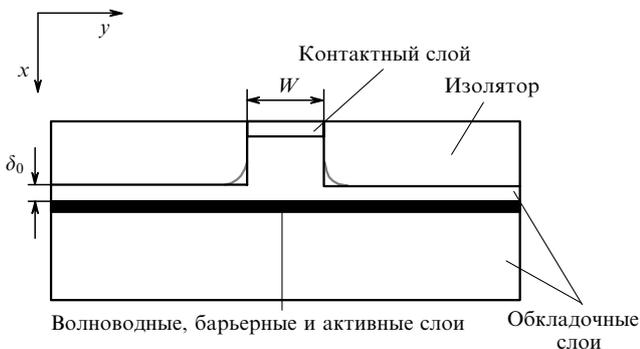


Рис.1. Геометрия расчётной структуры. Серыми линиями показан вариант со сглаженными границами гребня.

Табл.1. Толщины и показатели преломления слоёв расчётной структуры (в области гребня).

Номер слоя	Толщина (нм)	Показатель преломления	Тип слоя
1	430	3.5235	контактный
2	1660	3.3090	обкладочный
3	120	3.3327	волноводный
4	7	3.5235	барьерный
5	5.3	3.63	активный
6	10	3.5235	барьерный
7	5.3	3.63	активный
8	7	3.5235	барьерный
9	120	3.3327	волноводный
10	3000	3.3090	обкладочный

гребня  $\delta_0$ . Расчёты были проведены для следующих пар значений: 1)  $W = 2$  мкм,  $\delta_0 = 0.178$  мкм; 2)  $W = 3$  мкм,  $\delta_0 = 0.37$  мкм; 3)  $W = 4$  мкм,  $\delta_0 = 0.5$  мкм. Все три случая соответствуют условию отсечки для первой моды волновода, рассчитанному по МЭПП, т. е. можно сказать, что во всех рассмотренных случаях «сила» волновода одинакова.

В описанной геометрии эффективный показатель преломления на границах гребня (при  $|y| = W/2$ ) испытывает скачок. Для оценки влияния такого скачка вычисления были проведены также для случая сглаженных границ гребня (обозначены на рис.1 серым цветом). Остаточная толщина обкладочного слоя выражалась следующей формулой:

$$\delta(y) - \delta_0 = C \exp \left[ \left( \frac{W}{2} - |y| \right) \Delta^{-1} \right], \quad |y| > \frac{W}{2},$$

где  $C = 1.9$  мкм,  $\Delta = 0.173$  мкм (при этом форма гребня близка к получаемой на практике). Величина  $W$  в данном случае уменьшалась таким образом, чтобы сохранить неизменной эффективную ширину гребня, определяемую по полувысоте профиля эффективного показателя преломления (рис.2).

На рис.3 приведены результаты расчётов для трёх сочетаний параметров  $W$  и  $\delta_0$ . Ширины ближнего ( $W_{\text{нф}}$ ) и дальнего ( $W_{\text{дф}}$ ) полей вычислялись по уровню половинной интенсивности. Горизонтальное распределение интенсивности определялось из двумерного распределения поля по формуле

$$I_{\text{нф}}(y) = \int E^2(x, y) dx = F^2(y),$$

а интенсивность дальнего поля – по формуле

$$I_{\text{дф}}(\theta) = \left| \cos \theta \int F(y) \exp \left( i \frac{2\pi y}{\lambda_0} \sin \theta \right) dy \right|^2.$$

Как видно из рис.3,а, при определении модового показателя преломления МЭПП даёт несколько завышенное его значение. Ошибка растёт с уменьшением ширины гребня, и для гребня с резкими границами она в 2–2.5 раза выше, чем для гребня со сглаженными границами: в первом случае она меняется от  $1 \times 10^{-4}$  до  $9 \times 10^{-4}$ , в последнем – от  $0.5 \times 10^{-4}$  до  $3.5 \times 10^{-4}$ .

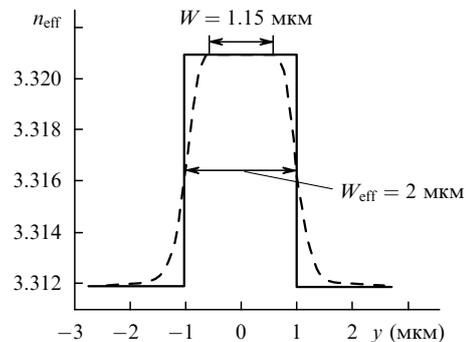


Рис.2. Профиль эффективного показателя преломления  $n_{\text{eff}}$  для резких (сплошная линия) и сглаженных (штриховая линия) границ гребня. В обоих случаях ширина профиля по полувысоте выбрана равной 2 мкм.

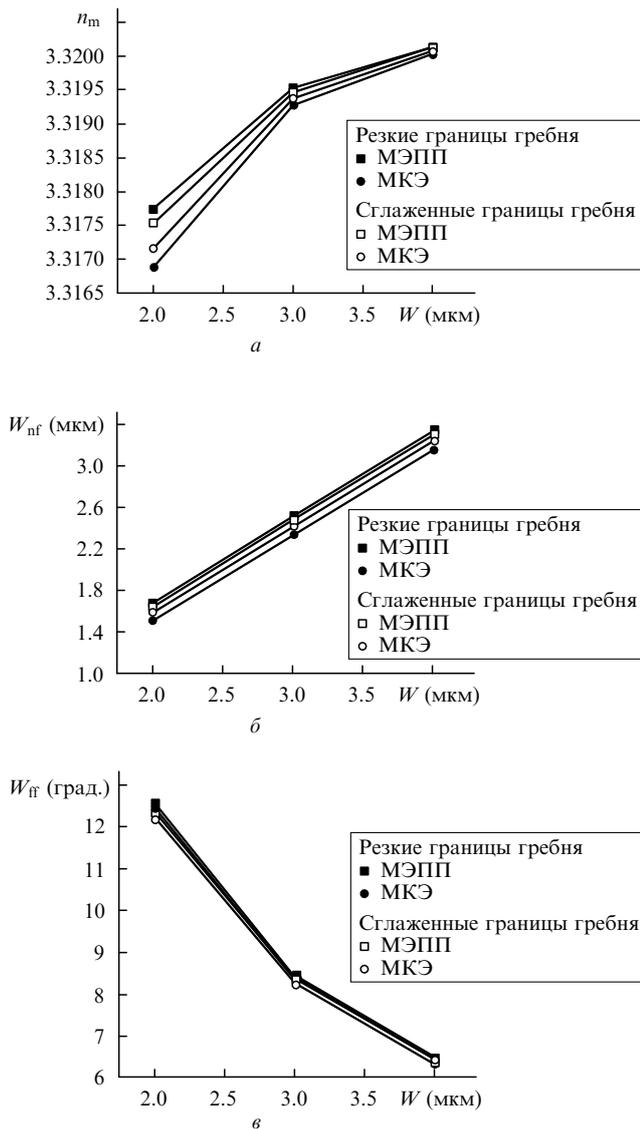


Рис.3. Расчётные зависимости модового показателя преломления  $n_m$  (а), ширины ближнего поля  $W_{\text{nf}}$  (б) и ширины дальнего поля  $W_{\text{ff}}$  (в) от ширины гребня  $W$  при постоянной «силе» волновода.

Значения  $W_{\text{nf}}$ , определяемые по МЭПП, также несколько выше, чем определяемые по МКЭ (рис.3,б). Здесь ошибка слабо зависит от ширины гребня и составляет около 0.18  $\mu\text{m}$  для гребня с резкими границами и около 0.06  $\mu\text{m}$  для гребня со сглаженными границами.

Из рис.3,в видно, что  $W_{\text{ff}}$  рассчитывается по МЭПП с высокой точностью – относительная ошибка для всех рассчитанных конфигураций не превышает 1.5%, абсолютная – 0.15°С.

На рис.4 приведены зависимости  $I_{\text{nf}}(y)$  и  $I_{\text{ff}}(\theta)$ , рассчитанные при помощи МЭПП и МКЭ, для гребня шириной 2  $\mu\text{m}$  с резкими границами (конфигурация, для которой результаты различаются сильнее всего). Видно, что некоторое различие в профилях ближнего поля приводит к заметному изменению профиля дальнего поля лишь на крыльях распределения и практически не сказывается на ширине, определяемой по полувысоте.

Аналогичные расчеты, выполненные для других типов волноводов, в том числе с более сложной горизонтальной структурой (например, W-типа), также дали хорошее согласие результатов для этих двух методов.

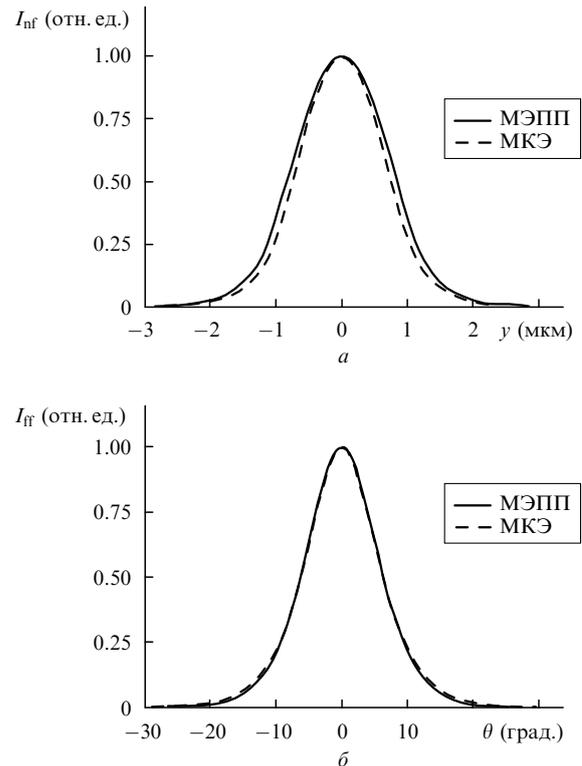


Рис.4. Расчётные профили интенсивностей ближнего,  $I_{\text{nf}}$  (а), и дальнего,  $I_{\text{ff}}$  (б), полей для случая гребня шириной 2  $\mu\text{m}$  с резкими границами (конфигурация, для которой результаты, полученные при использовании МЭПП и МКЭ, имеют наибольшее расхождение).

### 3. Заключение

Результаты, полученные в настоящей работе, дают оценку точности МЭПП для типичной гребнёвой волноводной структуры. Даже в случае резких границ гребня, когда погрешность МЭПП максимальна, различие в модовых показателях преломления не превышает  $1 \times 10^{-3}$ , что находится на уровне или меньше тех величин, которые, как правило, характеризуют разброс значений для разных приборов, изготовленных по одной технологии. Это означает, что такая точность МЭПП вполне достаточна для адекватного расчёта типичных волноводов на основе полупроводниковых гетероструктур. Относительное расхождение результатов расчёта по МЭПП и МКЭ для наименьшей рассмотренной ширины гребня  $W = 2 \mu\text{m}$  и практически реализуемого случая гребня со сглаженными границами не превышала  $10^{-4}$  для эффективного показателя преломления, 3% для ширины ближнего поля и 1.5% для ширины дальнего поля. По мере увеличения ширины гребня расхождение уменьшалось и при  $W = 4 \mu\text{m}$  составляло  $1.5 \times 10^{-5}$  для эффективного показателя преломления, 2% для ширины ближнего поля и 0.5% для ширины дальнего поля.

Конечно, надо иметь в виду, что хорошее совпадение результатов, полученное даже для большого числа примеров, не дает оснований считать, что так будет всегда. Наверное, можно найти и такие «патологические» варианты, когда МЭПП дает неадекватный результат. Более того, можно указать случаи, когда даже в простом варианте использование этого метода невозможно. Например, это происходит тогда, когда волноводная задача в вертикальном направлении в некоторых областях оси  $y$  не имеет связанных решений.

Тем не менее положительный результат расчетов состоит в том, что для всех рассмотренных нами случаев, интересных с точки зрения практики («хороших» вариантов), МЭПП обеспечивает требуемую точность при относительной простоте и удобстве его использования.

Таким образом, можно констатировать, что точность МЭПП достаточно высока для определения оптических характеристик гребнёвых волноводов, а также для его использования при моделировании излучательных характеристик полупроводниковых лазеров.

Авторы выражают благодарность А.П.Богатову за полезные обсуждения работы, а также фирме PDE Solutions Inc. за предоставление тестовой версии программы FlexPDE. Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы ОФН РАН «Когерентное излучение полупроводниковых соединений и структур» и программы Президиума РАН «Низкоразмерные квантовые структуры».

1. *Воловдная оптоэлектроника*. Пер. с англ. под ред. Т.Тамира (М.: Мир, 1991).
2. Stegmuller B., Hanke C. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **15** (8), 1029 (2003).
3. O'Brien S., Lang R., Parke R., Major J., Welch D.F., Mehuys D. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9** (4), 440 (1997).
4. Agashe S.S., Shiu K.-T., Forrest S.R. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **17** (1), 52 (2005).
5. Поповичев В.В., Давыдова Е.И., Мармалюк А.А., Симаков А.В., Успенский М.Б., Чельный А.А., Богатов А.П., Дракин А.Е., Плисюк С.А., Стратонников А.А. *Квантовая электроника*, **32** (12), 1099 (2002).
6. Stratonnikov A.A., Bogatov A.P., Drakin A.E., Kamenets F.F. *J. Opt. A.: Pure Appl. Opt.*, **4** (5), 535 (2002).
7. Austin M.W. *J. Lightwave Technol.*, **2** (5), 688 (1984).
8. Benson T.M., Bozeat R.J., Kendall P.C. *IEE Proc. J.*, **139** (1), 67 (1992).
9. <http://www.pdesolutions.com>