



ОБЛАСТЬ ЗАХВАТА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ И УСИЛИТЕЛЯХ В УСЛОВИЯХ МАЛОСИГНАЛЬНОЙ МОДУЛЯЦИИ

ШУЛИКА А. В.

Исследуется пространственная зависимость скорости захвата носителей одиночной квантовой ямой. Описываются результаты, которые указывают на необходимость учета зависимости области захвата как от химического состава КРС, так и от положения рабочей точки прибора.

Введение

Модификация плотности состояний в квантово-размерных структурах (КРС) является причиной повышения дифференциального усиления лазеров на их основе и, как следствие, улучшения скоростных свойств квантово-размерных (КР) лазеров. Другим фактором, влияющим на полосу модуляции КР-лазеров, являются процессы переноса носителей заряда в лазерной структуре.

Следуя современным представлениям о процессах переноса в КР-гетероструктурах, движение носителей может быть представлено как последовательность следующих процессов. Диффузия/дрейф сквозь слой оптического ограничения, затем — захват в квантовую яму (КЯ) и релаксация. Далее носители могут туннелировать в соседние КЯ или перейти в состояния квазиконтинуума (КК) вследствие теплового выброса, после чего диффундировать/дрейфовать сквозь второй слой оптического ограничения. Концептуально эти процессы показаны на рис. 1. Учет процессов переноса при рассмотрении динамики КР-лазеров позволяет раскрыть дополнительные факторы ограничения полосы модуляции КР-лазера. Одним из таких дополнительных факторов является эффективное время захвата, характеризующее как диффузию носителей заряда, так и их захват. Обратная величина этого эффективного параметра представляет собой сумму обратных постоянных времени, соответствующих диффузионным процессам и процессам захвата. Во многих работах [1, 2] при анализе транспортных процессов в КРС главное внимание уделялось диффузионно-дрейфовым механизмам переноса под предлогом того, что времена диффузии значительно больше, чем времена захвата. Однако в [3] было показано, что захват носителей

в КРС также может значительно влиять на полосу модуляции КР-лазера. Очевидно, что процессы захвата становятся более интенсивными, когда носители оказываются в непосредственной близости от КЯ в состояниях КК. Поэтому зачастую при моделировании КР структур *предполагается*, что носители в состояниях КК взаимодействуют с КЯ только в том случае, если они находятся в пределах так называемой области взаимодействия или области захвата. Необходимо отметить, что это понятие возникает только в том случае, когда КР-лазер (усилитель) рассматривается как распределенная система, а не как сосредоточенная. В литературе эта область захвата вводится по-разному от автора к автору. В [4] область захвата приравнивается к трем толщинам КЯ. В [5] эта область равна толщине КЯ. Поэтому в первом случае *предполагается*, что с КЯ взаимодействуют носители, находящиеся в пределах КЯ в состояниях КК и на расстоянии толщины КЯ от границ КРС. Во втором случае [5] с КЯ взаимодействуют только носители, находящиеся в квантово-размерном слое. В обоих случаях ширина области захвата вводится для описания процессов локального квантового захвата и считается постоянной величиной. Однако ни в одной из этих и других известных автору работ не обсуждается правильность определения области захвата и приближений, связанных с введением этой величины.

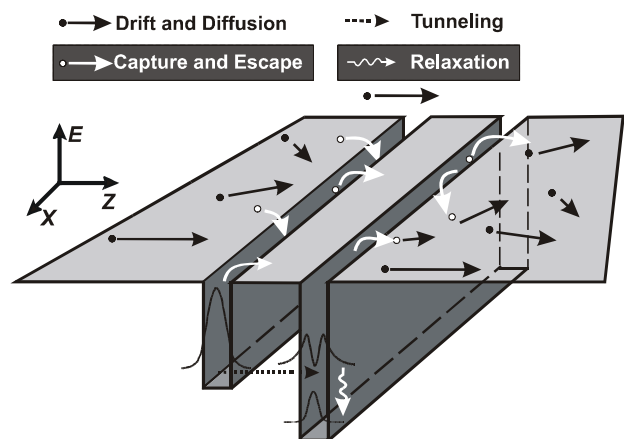


Рис. 1. Транспортные процессы в КР-структурах

Цель работы состоит в определении области захвата на основе квантовой теории. Полученная информация даст возможность в дальнейшем проанализировать многие динамические модели КР-лазеров и дать практически важные рекомендации относительно их конструкции.

1. Физика захвата носителей заряда

В твердых растворах полупроводниковых соединений III-V групп рассеяние на полярных оптических (ПО) фононах является доминирующим при температурах выше 77 К [6], а именно, в наиболее интересном интервале температур 300–500 К рассеяние на ПО-колебаниях доминирует в полупроводниковых соединениях InSb, InP, InAs, GaAs. Бинарные соединения III-V групп кристаллизуются в структуре цинковой обманки. Четырехкомпонентные растворы из этих полупроводников имеют

такую же кристаллическую структуру. Следовательно, можно ожидать, что в соединениях InGaAsP доминирующим механизмом рассеяния будет взаимодействие с ПО-фононами. Строго говоря, при рассмотрении вопроса захвата носителей мы должны также учитывать взаимодействие последних друг с другом. Однако этот тип взаимодействия становится важным при больших концентрациях неравновесных носителей, когда рабочая точка лазера (усилителя) находится достаточно далеко от порога. В практически важном случае малосигнальной модуляции лазер находится фактически в пороговом состоянии. Следовательно, концентрации неравновесных носителей невелики. Поэтому мы ограничимся рассмотрением взаимодействия носителей заряда с фононами, помня о сделанном предположении.

Из-за наличия скачков потенциала в КРС необходимо также принимать во внимание наличие связанных и интерфейсных фононных мод. Однако суммарная скорость рассеяния на таких типах колебаний очень близка к скорости рассеяния на фононах массивного образца [7]. Поэтому мы ограничимся рассмотрением взаимодействия носителей заряда только с фононами массивного образца.

Гетеропереходы, формирующие любую квантово-размерную структуру, являются центрами рассеяния волн материи. Как следствие, КЯ, так же как и потенциальный барьер, имеет коэффициенты отражения и пропускания, отличные от единицы при некоторых значениях энергии налетающих квазичастиц. Поэтому состояния КК будут всегда испытывать на себе влияние квантовой ямы. Учитывая тот факт, что захват происходит с нижайших состояний КК, становится ясно, что приближение плоских волн, часто используемое для описания состояний КК в области раздельного ограничения (ОРО), не применимо. Поэтому в дальнейшем мы будем использовать волновые функции носителей, вычисленные явно, с учетом рельефа, создаваемого квантовыми ямами.

Результатом взаимодействия фононов и носителей заряда в квантово-размерной структуре является захват последних квантовой ямой. Суть явления состоит в том, что носители в процессе рассеяния на фононах переходят из вышележащих состояний барьера (или ОРО) в нижележащие состояния КЯ. Поэтому процесс захвата определяется [8] как переход из произвольного состояния квазиконтинуума в произвольное состояние квантовой ямы. Скорость захвата носителей пропорциональна величине

$$\int |M(\mathbf{Q}, \mathbf{q})|^2 |I(\mathbf{q}, z)|^2 d\mathbf{q}, \quad (1)$$

где $M(\mathbf{Q}, \mathbf{q})$ – соответствующий матричный элемент рассеяния в массивном полупроводнике; $I(\mathbf{q}, z)$ форм-фактор, определяющий закон сохранения импульса в направлении квантования; \mathbf{Q} – компонента волнового вектора фонона в плоскости КРС и q – компонента волнового вектора фонона, перпендикулярная к слоям. Для ПО-рассеяния

$|M|^2 \sim 1/(\mathbf{Q}^2 + q^2)$ и скорость рассеяния пропорциональна коэффициенту межподзонной связи $H_{if}(\mathbf{Q}, z)$ [9]:

$$H_{if}(\mathbf{Q}, z) = \int \rho_{if}(z_2) dz_2 \int \rho_{if}(z_1) \exp(-\mathbf{Q}|z_1 - z_2|) dz_1, \quad (2)$$

где $\rho_{if}(z) = F_f^*(z)F_i(z)$, $F_i(f)$ – нормированная огибающая волновая функция i -го (f -го) состояния. Поскольку нас интересует только захват носителей, то начальное состояние i всегда является состоянием КК, а конечное f – связанным состоянием.

Как видно из выражения (2), скорость захвата неоднородна в пространстве. Ее изменение в направлении роста слоев определяется пространственной зависимостью коэффициента связи $H_{if}(\mathbf{Q}, z)$, которая навязывается координатной зависимостью плотностей вероятности состояний КК и связанных состояний. В барьерных слоях волновые функции пропорциональны экспоненте, а плотности вероятности (произведения волновых функций) – квадрату экспоненты. Поскольку поведение коэффициента связи определяется произведением волновых функций, то в барьерах он будет изменяться как квадрат экспоненты. Именно поэтому наиболее корректным будет определить область захвата D_{cap} как сумму толщины квантовой ямы d_{QW} и удвоенного расстояния Z_e , на котором коэффициент связи спадает в $e^2 \approx 7.4$ раза:

$$D_{cap} = d_{QW} + 2 \cdot Z_e. \quad (3)$$

Расстояние Z_e вычисляется из условия

$$H_{if}(\mathbf{Q}, Z_e) = \max\{H_{if}\}/\exp(2), \quad (4)$$

где коэффициент связи определяется выражением (2).

2. Результаты вычислений и обсуждение

Вычисления проводились для модельной структуры с одной КЯ $\text{In}_{0.72}\text{Ga}_{0.28}\text{As}_{0.95}\text{P}_{0.05}$ толщиной 10 нм, барьерными слоями $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}_{0.7}\text{P}_{0.3}$ толщиной по 50 нм и обкладками InP толщиной по 50 нм. На рис. 2 изображен коэффициент межподзонной связи, соответствующий переходу $4 \rightarrow 2$, как функция координаты в направлении роста слоев и компоненты волнового вектора фонона в плоскости слоев. Видно, что коэффициент связи имеет максимум как в зависимости от координаты, так и в зависимости от волнового вектора фонона. Поскольку состояние $|2\rangle$ имеет два экстремума, то коэффициент связи в Z направлении также имеет два экстремума. Дальнейшие вычисления показали, что этот факт является общим для всех переходов – пространственная зависимость коэффициента связи в основном определяется пространственной зависимостью волновых функций стационарных состояний КЯ.

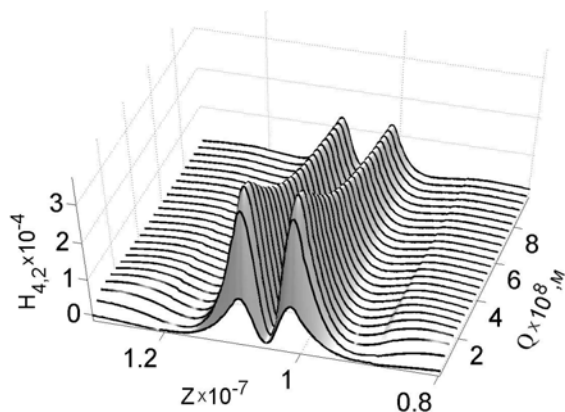


Рис. 2. Коэффициент межподзонной связи между 4-м и 2-м состояниями структуры в зависимости от волнового вектора фонана Q и Z -координаты структуры

Вычисления области захвата по формуле (3) показали сильную зависимость этой величины от номера начального и конечного состояний. Результаты вычислений приведены в таблице. В то же время зависимость области захвата от импульса фонана значительно слабее. Это объясняется тем, что в первом случае изменение номера начального и/или конечного состояния влечет за собой значительное изменение волновых функций и, как следствие, резкое изменение области захвата. Изменение импульса фонана в основном отражается на его частоте и лишь незначительно влияет на пространственную зависимость коэффициента связи.

Переход	3 → 2	4 → 2	5 → 2	3 → 1	4 → 1	5 → 1
D_{cap} , нм	75,4	16,9	52	5,9	15	5,6

Как видно из таблицы, среднее значение области захвата, которое наиболее близко к реальному, составляет 28,5 нм при толщине КЯ 10 нм. Полученное соотношение области захвата и толщины КЯ очень близко к аналогичному соотношению в работе [4]. Однако при увеличении толщины КЯ область захвата будет уменьшаться за счет усиления локализации носителей. И, наоборот – при уменьшении толщины КЯ область захвата будет увеличиваться за счет делокализации стационарных состояний. Этот вопрос требует более подробного анализа, который будет проведен в следующих работах.

Выводы

Вычислена пространственная зависимость коэффициента связи, определяющего скорость захвата носителей в КЯ при взаимодействии последних с ПО-фонанами массивного образца. Научная новизна работы состоит в том, что в результате квантово-

механического анализа получено новое корректное выражение для области захвата носителей заряда квантовой ямой произвольной размерности. Полученные результаты указывают на то, что область захвата не является величиной постоянной, как предполагалось в ранних работах, но изменяется от материала к материалу и зависит от геометрии исследуемой гетероструктуры. Проведенный анализ показывает, что в первом приближении возможно рассмотрение области захвата как фиксированной величины, равной утроенной толщине КЯ. Но это приближение будет верным только для фиксированных толщин КР-слоев и химических составов КЯ.

Полученные результаты позволят в дальнейшем проанализировать существующие динамические модели КР-лазеров, сформулировать новую более корректную модель этих приборов и дать практически важные рекомендации относительно их конструкции.

В дальнейшем будет проведен более детальный анализ с учетом влияния КРС не только на носители заряда, но и на фоновые колебания.

Литература: 1. Nagarajan R., Ishikawa M., Fukushima et al. High-speed quantum-well lasers and carrier transport effects // J. Quant. Electron. 1992. Vol. 28. P.1990 – 2007. 2. Ishikawa M., Nagarajan R., Fukushima T. et al. Long wavelength high-speed semiconductor lasers with carrier transport effects // Quant. Electron. 1992. Vol. 28. P.2230 – 2241. 3. Kan S. C., Vassilovski D., Wu T. C., Lau K. Y. On the effects of carrier diffusion and quantum capture in high speed modulation of quantum well lasers // J. Appl. Phys. Lett. 1992. Vol. 61, № 7. P. 752–754. 4. Tessler N. Eisenstein G. On carrier injection and gain dynamics in quantum well lasers // IEEE J. Quant. Electron. 1993. Vol. 29. P. 1586-1595. 5. Ivanov P. S., Sukhoivanov I. A., Lysak V. V. Extended model of a VCSEL with non-uniform laser structure // Phys. Stat. Sol. (a), 2001, Vol. 188, № 3. P. 961-966. 6. Tsuchiya T. Ando T. Electron-phonon interaction in semiconductor superlattices // Semicond. Sci. Technol. 1992. Vol. 7. P. B73-B76. 7. Harrison P. Quantum wells, wires and dots. Theoretical and computational physics // John Wiley & Sons Ltd., 2000. 8. Crow G. C., Abram R. A. A kp model for carrier capture by a quantum well // Semicond. Sci. Technol. 1995. Vol. 10. P. 1221-1228. 9. Shulika A. V., Sukhoivanov I. A., Lysak V. V. Capture area in quantum well structures // Proceedings of ICTON 2004, July 4-8, Wroclaw, Poland.

Поступила в редколлегию 26.04.2004

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, проф. Свич В.А.

Шулика Алексей Владимирович, аспирант кафедры ФОЭТ ХНУРЭ. Научные интересы: физика низкоразмерных структур, моделирование активных и пассивных фотонных компонентов. Увлечения: путешествия. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр.Ленина, 14, shulika@ieec.org.