

КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ И ПОРОГ ГЕНЕРАЦИИ НА МЕЖУРОВНЕВЫХ ПЕРЕХОДАХ В ГЕТЕРСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Ал.Г.Алексанян, К.С.Арамян, Г.Р.Джамалян
кафедра физики

Приводится расчет коэффициента усиления и порога генерации на межуровневых переходах внутри одной зоны квантовой точки. В качестве потенциала ограничения для квантовой точки была принята модель сильно сплюснутого непроницаемого эллипсоида.

В последние годы заметно возрос интерес к изучению электромагнитных волн терагерцового диапазона. Терагерцовое излучение находит применение в томографических системах, интроскопии, микроскопии, сканирующих системах изображения в медицине, биологии, средствах связи и контроля. В настоящее время источниками излучения указанного диапазона, в основном являются : а) системы, основанные на излучении черного тела; б) лазеры на свободных электронах, газовые лазеры и полупроводниковые лазеры на p-Ge. К существенным недостаткам указанных источников относятся их большие габариты, необходимость использования сверхнизких температур и сильных магнитных полей. Другим источником излучения являются квантово-каскадные лазеры [1]. Подход, отработанный при создании квантово-каскадных лазеров, излучающих в среднем ИК диапазоне, по мнению авторов [2], возможно, позволит создать приборы и для терагерцового диапазона. Однако, получение излучения в терагерцовой области длин волн, для излучательных переходов между подзонами квантовых ям, затрудняется конкурирующими процессами безызлучательной фононной релаксации [3] и электрон-электронного рассеяния [4]. Эффективность излучения, достигнутая в настоящее время остается низкой, порядка 10^{-12} , при плотностях тока через структуру - порядка 10 А/см^2 [5].

Таким образом, отсутствие компактных и эффективных источников терагерцового диапазона привело к своеобразному феномену «терагерцовой щели» (области частот электромагнитных волн $\sim 0.1\text{-}30 \text{ ТГц}$), доступ к которой весьма затруднен.

2. Радикального изменения условий излучения фононов можно достичь, перейдя от структур с квантовыми ямами, к структурам с квантовыми точками (КТ). Поскольку в КТ движение электрона квантуется во всех трех направлениях, то энергетические потери за счет излучения фононов могут быть сильно подавлены. Действительно, влияние оптических фононов из-за их слабой дисперсии и большой частоты можно исключить (подбирая, например, размер и форму КТ так, чтобы энергия электрона после излучения оптического фонона попадала в пределы запрещенных состояний). Что касается влияния акустических фононов, то, в принципе, возможен переход электрона в основное состояние КТ путем излучения акустического фонона с волновым вектором $\vec{q}$, если выполняется закон сохранения энергии.

$$\hbar s q_{\max} = \hbar \omega_{12}$$

где s - скорость звука, $\hbar \omega_{12}$ - расстояние между основным и первым возбужденным состояниями КТ.

Однако интенсивность эмиссии акустических фононов можно подавить, если $\hbar s q_{\max} < \hbar \omega_{12}$.

Для вычисления коэффициента усиления на межуровневых переходах в КТ, рассмотрим взаимодействие между классическим электромагнитным полем с массивом изолированных КТ.

Гамильтониан такой системы определяется выражением

$$H = H_0 + H_1 \quad (1)$$

где H_0 - гамильтониан невозмущенной среды КТ, H_1 - гамильтониан взаимодействия, соответствующий электрическому дипольному переходу, т.е.

$$H_1 = -\vec{\mu} \vec{E} \quad (2)$$

Вычисления матричных элементов оператора дипольного момента проведем, выбирая КТ, с потенциалом ограничения в форме непроницаемого эллипсоида [6].

При этом в адиабатическом приближении волновые функции и собственные значения гамильтониана H_0 , соответствующие нижней части спектра имеют вид

$$\Psi_{nN}(x, y, z) = U_c(r) (\sqrt{\pi} \Omega_0 b(\rho) 2^{N-1} N! \rho_0)^{-1/2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\rho_0^2}\right) H_N\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) \sin \frac{\pi(n+1)[z+b(\rho)/2]}{b(\rho)}, \quad (3)$$

$$E_{n,N} = \frac{\pi^2 \hbar^2 (n+1)}{8m^* b^2} + \frac{\pi \hbar^2 (n+1)}{2m^* a b} (N+1) \quad (4)$$

где $n, N = 0, 1, 2, \dots$ - соответственно квантовые числа для быстрой и медленной подсистем, $b(\rho) = 2b_0 \sqrt{1 - \rho^2/a_0^2}$, $\rho \ll a_0$, $\rho^2 = x^2 + y^2$, $\rho_0 = \sqrt{\frac{2a_0 b_0}{\pi(n+1)}}$

a_0 и b_0 - полуоси эллипсоида, H_N - полином Эрмита N -ого порядка, $U_c(r)$ - модулирующий множитель блоховской функции, Ω_0 - объем элементарной ячейки материала КТ.

Используя свойства ортогональности волновых функций (3) для матричных элементов дипольного момента получаем

$$\mu_z = \frac{e\hbar}{m^* b \omega_{nn'}} \frac{4(n'+1)(n+1)}{(n'-n)(n'+n+2)} \delta_{n'-n, 2k \pm 1} \delta_{NN'} \quad (5)$$

$$\mu_\rho = \frac{e\hbar}{m^* \rho_0 \omega_{NN'}} \left[\sqrt{N+1} \delta_{N', N+1} + \sqrt{N} \delta_{N', N-1} \right] \delta_{nn'} \quad (6)$$

где m^* - эффективная масса носителя заряда.

Заметим, что при вычислении интегралов (5) и (6) мы считали, что $b \approx 2b_0$. Справедливость такого приближения вытекает из условия волновых функций медленной подсистемы на расстояниях $\rho \ll a_0$, при котором, собственно и становится возможным движение в плоскости (x, y) свести к задаче о плоском осцилляторе. Отметим, что из этого условия получается также ограничения на значения квантовых чисел $N \ll (n+1) \frac{a}{b} - 1$.

Из (5) и (6) видно, что возможны два типа внутризонных переходов с излучением (поглощением) фотона со следующими правилами отбора:

$$\begin{cases} n = n' & N' - N = \pm 1, n = 0, 1, 2, 3, \dots \\ N = N' & n - n' = 2m \pm 1, N, m = 0, 1, 2, \dots \end{cases} \quad (7)$$

т.е. межуровневые переходы в быстрой подсистеме могут происходить при фиксированном квантовом числе медленной подсистемы и переходы между уровнями в медленной подсистеме - при фиксированном квантовом числе быстрой подсистемы.

Далее нас будут интересовать переходы между основным ($n=0, N=0$) и возбужденным состоянием ($n'=1, N=0$), для которых квадрат матричного элемента равен

$$|\mu_{12}|^2 = \frac{64e^2 \hbar^2}{9m^{*2} \omega_{12}^2 b^2} \quad (8)$$

Согласно [7], с учетом (8), находим, что коэффициент усиления α массива КТ имеет следующий вид:

$$\alpha = -\frac{64\pi e^2 \hbar L (N_2 - N_1)}{9\epsilon_0 c \eta m^{*2} \omega_{12} \hbar^2} \rho(\omega, \omega_{12}) \quad (9)$$

здесь $\rho(\omega, \omega_{12})$ - лоренцева функция формы линии.

$$\rho(\omega, \omega_{12}) = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{1}{\gamma_2}}{(\omega_{12} - \omega)^2 + (\frac{1}{\gamma_2})^2} \quad (10)$$

η -показатель преломления для нерезонансных переходов, $L = \left[\frac{\eta^2 + 2}{3} \right]^2$ - поправочный коэффициент Лоренца, c - скорость света, N_1, N_2 - соответственно число невозбужденных и возбужденных КТ, так что $N_1 + N_2 = N_{KT}$ - число КТ в единице объема.

Из равенства

$$\Gamma \cdot \alpha = g_{\text{эф}} \quad (11)$$

где $\Gamma = N_{KT} \cdot \bar{V}_{KT} \frac{2\pi}{\lambda_0^2} (\eta_1^2 - \eta_2^2) d^2$ - эффективный коэффициент оптического ограничения,

λ_0 - длина волны генерируемого излучения, η_1, η_2 - соответственно показатели преломления волноводного слоя и прилегающих областей гетероструктуры, d - толщина волновода, $\bar{V}_{KT}$ - средний объем локализации электронов.

Находим пороговое значение инверсной заселенности

$$(N_2 - N_1)_{\text{пор}} = \frac{9\varepsilon_0 c^2 \eta m^* \lambda_0 g_{\text{пор}}}{64\pi^2 e^2 \hbar N_{KT} \bar{V}_{KT} (\eta_1^2 - \eta_2^2) \rho(\omega, \omega_{12})} \left(\frac{b}{d} \right)^2 \quad (12)$$

При сравнении (12) с пороговым условием для переходов между уровнями различных зон, нетрудно заметить, что для одной и той же структуры отношение

$$\frac{(N_2 - N_1)_{\text{сз}}}{(N_2 - N_1)_{\text{нз}}} \approx 10^2, \text{ т.е. в основном будет определяться отношением генерируемых длин волн.}$$

Ամփոփում

Աշխատանքում հաշվարկված է ուժեղացման գործակիցը և քվանտային կետի նույն գոտում միջմակարդակային անցումների զեննրացման շեմը: Որպես սահմանափակող պատենցիայի մոդել դիտարկված է սեղմված անթափանց էլիպսոիդը:

Աշխատանքում քվանտային կետերով կառուցվածքների տվյալ գոտում միջմակարդակային անցումների դեպքում ստացված են արտահայտություններ ուժեղացման և զեննրացման գործակիցների համար: Ցույց է տրված, որ բնակեցման շեմային տարբերությունը նույն գոտու սահմաններում նրտու կարգով գերազանցում է նույն մեծությանը տարբեր գոտիների միջմակարդակային անցումների համար:

Резюме

В работе, для структур с квантовыми точками, получено выражение коэффициента усиления и порога генерации на межуровневых переходах внутри одной зоны. Показано, что пороговая разность заселенности на переходах внутри одной зоны на два порядка превосходит подобную величину для межуровневых переходов различных зон.

Литература

1. F. Capasso, et.al., Sol.St.Comm., p.102, 231, 1997.
2. Н.Н.Зиновьев и др., ФТП, с.36, 234, 2002.
3. А.Г.Алексаян и др., Изв.НАН РА, Физика, с.27, 107, 1992.
4. P.Hyldgaard, T.W.Wilkins, Phys.Rov. B, p. 53, 6889, 1996.
5. M.Rochart, et.al. Appl.Phys.Lett., p. 73, 3724, 1998.
6. В.М. Галицкий и др., Задачи по квантовой механике, М., Наука, 1981.
7. Р.Пантел, Г.Путхоф, Основы квантовой электроники, М., Мир, 1972.