

Исследование транспорта носителей в системе нелегированных квантовых ям при импульсном возбуждении

© А.М. Георгиевский, А.Я. Шик*, В.А. Соловьев, Б.С. Рывкин, Н.А. Стругов, Е.Ю. Котельников, В.Е. Токранов

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

* Адрес в настоящее время: Centre for Chemical Physics, University of Western Ontario, London, Canada N6A 3K7

(Получена 18 июля 1996 г. Принята к печати 10 сентября 1996 г.)

Развита феноменологическая теория, описывающая нестационарные процессы переноса носителей в системе нелегированных квантовых ям при коротких импульсах генерации носителей. На основе теоретических выражений предложен экспериментальный метод для нахождения характерных времен захвата и выброса носителей из ямы. Приведены первые экспериментальные результаты, показывающие принципиальную возможность определения этих параметров.

1. Введение

Полупроводниковые $p-i-n$ -гетероструктуры с i -слоем, содержащим систему невзаимодействующих идентичных квантовых ям (КЯ), в настоящее время являются предметом активных исследований. Процессы транспорта носителей сквозь слой КЯ в обратно смещенной $p-i-n$ -гетероструктуре оказывают определяющее влияние на характеристики таких оптоэлектронных устройств, как оптические модуляторы на электропоглощении света [1] и устройства с собственным электрооптическим эффектом (SEED) [2], которые используются в оптических системах связи и обработки информации.

В феноменологической теории транспорт носителей сквозь систему нелегированных КЯ описывается характерными временами захвата носителей ямой, выброса из ямы и дрейфа между соседними ямами [3,4]. Знание этих времен в зависимости от глубины и ширины ям, температуры и электрического поля [5–8] необходимо при создании упомянутых оптоэлектронных устройств с заданными характеристиками, а также представляет самостоятельный физический интерес.

Как правило, в экспериментах по исследованию транспорта носителей через слой КЯ электронно-дырочные пары возбуждаются в нем оптически. В результате все характеристики определяются одновременным переносом электронов и дырок. Это обстоятельство значительно затрудняет интерпретацию полученных результатов [8].

В работе [4] были получены теоретические выражения, описывающие процессы раздельного транспорта электронов и дырок в системе нелегированных КЯ, для случая стационарного возбуждения вне системы КЯ и монополярной инжекции в нее. Кроме того, был предложен экспериментальный метод, позволяющий по форме отклика тока через структуру на включение или выключение генерации оценивать характерные времена захвата, выброса и дрейфа носителей.

В данной работе, являющейся продолжением работы [4], развита феноменологическая теория, описываю-

щая нестационарные процессы переноса носителей при коротких импульсах генерации. На основе этого режима предложен альтернативный метод определения характерных времен из параметров отклика тока через слой КЯ. Данный метод включает в себя процедуры проверки применимости развитой теории описания транспорта носителей для конкретной экспериментальной системы КЯ. Приводятся также первые экспериментальные результаты, показывающие принципиальную возможность определения характерных времен транспорта носителей путем сравнения экспериментальных кривых с теоретическими.

2. Исходные уравнения

Для описания транспорта носителей в рассматриваемой структуре с приложенным электрическим полем мы, так же как в [4], будем характеризовать ее числом носителей, локализованных в k -й яме (n_k^b) и числом носителей в делокализованных состояниях над ямой n_k . При этом делается ряд упрощений. Считается, что носители генерируются вне слоя КЯ и в процессах переноса участвуют носители только одного типа. Мы не учитывали возможность туннелирования носителей между ямами (это является приемлемым упрощением для толщины барьеров больше 100 Å). Уровень инжекции носителей считается достаточно низким, чтобы не учитывать перераспределение электрического поля между КЯ. Внутри слоя КЯ поле считается постоянным и характерные времена дрейфа (τ_d), захвата (τ_c) и выброса носителей ямой (τ_e) не зависят от номера ямы.

В этом случае поведение системы из M — КЯ описывается системой уравнений:

$$dn_k/dt = n_k^b/\tau_e - n_k/\tau_c + (n_{k-1} - n_k)/\tau_d, \quad (1)$$

$$dn_k^b/dt = n_k/\tau_c - n_k^b/\tau_e, \quad k = 1, 2, \dots, M. \quad (2)$$

Величина $n_0(t)$ в уравнении (1) при $k = 1$ рассматривается как заданная концентрация в инжектирующем

электроде и определяется формой импульса генерации носителей вне слоя КЯ. Начальные условия для уравнений (1) и (2)

$$n_k^b(t=0) = n_k(t=0) = 0,$$

т.е. начальный момент времени область КЯ не содержит носителей. Затем, при включении импульса возбуждения, происходит инжекция носителей одного типа через границу слоя КЯ.

Во всех расчетах мы считали, что скорость выброса носителей их ямы много меньше, чем скорость захвата и дрейфа носителей ($\tau_e \gg \tau_c, \tau_d$). Это упрощение является приемлемым, поскольку в отсутствие туннелирования между ямами характерное время выброса из ямы (τ_e) содержит экспоненциально большой фактор $\exp(\Delta E/kT)$, где ΔE — энергия ионизации основного состояния в КЯ. Кроме того, на длительность импульса генерации носителей (t_0) накладывается условие $t_0 \gg \tau_1$, где $\tau_1 = \tau_c \tau_d / (\tau_c + \tau_d)$ — характерный масштаб времени быстрой релаксации [4], связанный с установлением распределения носителей над ямами.

3. Результаты расчетов

Рассмотрим случай прямоугольного импульса генерации длительностью t_0

$$n_0(t) = \begin{cases} n_0 = \text{const}(t), & 0 < t < t_0 \\ 0, & t > t_0. \end{cases}$$

На рис. 1 схематически показано поведение тока через структуру с множественными КЯ при таком импульсном возбуждении. При $t < t_0$ концентрации в КЯ меняются во времени так же, как и при стационарном возбуждении,

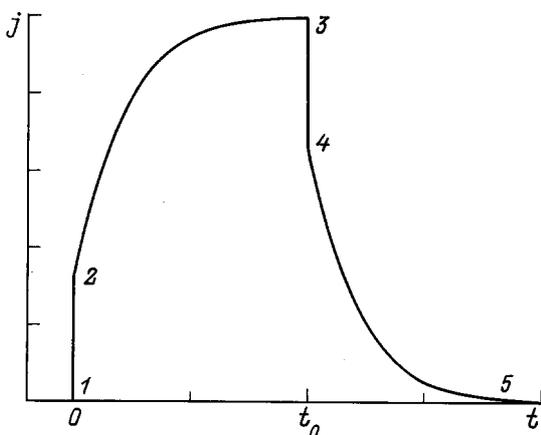


Рис. 1. Схематическое поведение тока через структуру с множественными КЯ от времени при импульсном возбуждении: 1–2 — скачок тока при включении генерации; 2–3 — медленная релаксация при постоянном возбуждении; 3–4 — скачок тока вниз при выключении генерации носителей; 4–5 — медленная релаксация, связанная с выносом носителей из слоя КЯ.

рассмотренном в [4]. На временах порядка τ_1 происходит скачок тока через структуру 1–2, связанный с установлением распределения носителей над ямами от $n_k = 0$ до

$$n_k = n_0 \left(\frac{1}{1 + \tau_d/\tau_c} \right)^k. \quad (3)$$

Далее происходит перераспределение носителей за счет выброса из ям, на временном масштабе $\tau_2 = \tau_e(1 + \tau_d/\tau_c)$ (участок 2–3). Для $\tau_2 \gg \tau_1$ этот процесс описывается выражением

$$n_k(t) = n_0 \left(\frac{1}{1 + \tau_d/\tau_c} \right)^k \left\{ 1 + \sum_{j=0}^{k-1} \frac{k!}{j!(k-j)!} \left(\frac{\tau_d}{\tau_c} \right)^{k-j} \times \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sum_{p=0}^{k-j-1} \frac{1}{p!} \left(\frac{t}{\tau_2} \right)^p \right] \right\}, \quad (4)$$

вывод которого приведен в [4].

Процессы, связанные с выключением возбуждения, описываются иначе, чем в работе [4], поскольку система не достигла насыщения. Это выражается в неравномерном распределении носителей по ямам в момент выключения возбуждения. В момент времени $t = t_0$, когда импульс генерации носителей прекращается, $n_k^b(t_0)$ определяется из соотношения

$$n_k^b(t_0) = n_k(t_0) \frac{\tau_e}{\tau_c} - [n_{k-1}(t_0) - n_k(t_0)] \frac{\tau_e}{\tau_d}, \quad (5)$$

где $n_k(t_0)$ дается формулой (4), а $n_0(t_0) = n_0$. В результате прохождения быстрой релаксации на временах порядка τ_1 (скачок 3–4 на рис. 1) величина n_k^b не успевает измениться, а n_k спадает до значений, определяемых из рекуррентного соотношения

$$n_k = n_{k-1} \frac{\tau_1}{\tau_d} + n_k^b \frac{\tau_1}{\tau_e}, \quad (6)$$

где $n_0 = 0$, а $n_k^b = n_k^b(t_0)$ дается формулой (5). При этом мы считали, что количество носителей над ямами пренебрежимо мало по сравнению с количеством носителей в ямах ($n_k \ll n_k^b$). Соотношение (5) и (6) получаются из уравнения (1), где положено $dn_k/dt = 0$, поскольку вне области быстрой релаксации эта величина имеет малое значение $\sim n_k/\tau_2$.

Перейдем к описанию медленной релаксации после выключения возбуждения, когда $n_0 = 0$ (участок 4–5). При этом рекуррентное соотношение (6) для $n_k(t)$ можно записать в виде суммы

$$n_k(t) = \frac{\tau_1}{\tau_e} \sum_{p=1}^k n_p^b(t) \left(\frac{1}{1 + \tau_d/\tau_c} \right)^{k-p}. \quad (7)$$

Подставив (7) в (2), получаем систему уравнений, описывающую процессы перераспределения носителей по

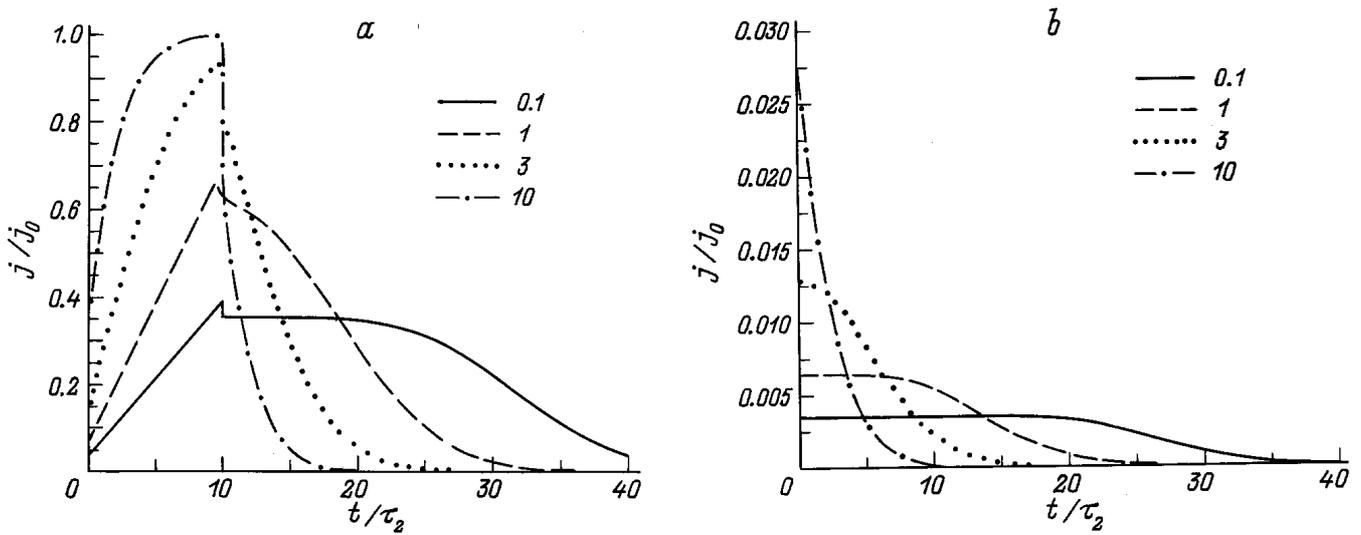


Рис. 2. Отклик тока через слой из $M = 30$ квантовых ям на импульс возбуждения в зависимости от параметра τ_c/τ_d , а) $t_0 = 10\tau_2$, б) $t_0 = 0.1\tau_2$, величины τ_c/τ_d , соответствующие различным кривым, указаны на рисунке.

ямам после прохождения импульса генерации носителей ($t > t_0$),

$$\frac{dn_k^b}{dt} = -\frac{n_k^b}{\tau_e} + \frac{\tau_d}{\tau_c \tau_2} \sum_{p=1}^k n_p^b \left(\frac{1}{1 + \tau_d/\tau_c} \right)^{k-p} \quad (8)$$

Начальное условие для системы уравнений (8) $n_k^b(t_0)$ получается из соотношения (5).

4. Численное моделирование

В общем виде решение уравнения (8) можно записать как

$$n_k^b(t) = \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_2}\right) \sum_{p=0}^{k-1} A_{k,p} \left(\frac{t-t_0}{\tau_2}\right)^p, \quad (9)$$

где $A_{k,p}$ — коэффициенты, не зависящие от времени, причем $A_{k,0} = n_k^b(t_0)$ — начальное условие. Подставляя (9) в (8) и приравнявая нулю коэффициенты при степенях $(t-t_0)/\tau_2$, получаем рекуррентные соотношения для коэффициентов $A_{k,p}$:

$$\begin{aligned} A_{k,0} &= n_k^b(t_0) \quad \text{для } k = 1, 2, \dots, M; \\ A_{k,p} &= \frac{\tau_d}{\tau_c} \frac{1}{1 + \tau_d/\tau_e} \frac{1}{p} A_{k-1,p-1} + \frac{1}{1 + \tau_d/\tau_c} A_{k-1,p} \\ &\text{для } k = 2, 3, \dots, M \text{ и } p = 1, 2, \dots, k-2; \\ A_{k,p} &= \frac{\tau_d}{\tau_c} \frac{1}{1 + \tau_d/\tau_c} \frac{1}{p} A_{k-1,p-1} \\ &\text{для } k = 2, 3, \dots, M \text{ и } p = k-1. \end{aligned} \quad (10)$$

Для расчета медленной релаксации после выключения импульса генерации (участок 4–5 на рис. 1) сначала

из (9), (10) находится распределение носителей по ямам. Затем по формуле (7) получается распределение носителей в делокализованных состояниях над ямами. Откуда в свою очередь по формуле [4]

$$j(t) = \frac{e\nu}{M+1} \sum_{k=0}^M n_k(t) \quad (11)$$

находится плотность тока через слой КЯ. Здесь $\nu = d/\tau_d$, а d — период структуры. На участке медленной релаксации в течение импульса генерации носителей (участок 2–3 на рис. 1) значение плотности тока получается подстановкой распределения носителей над ямами (4) в выражение (11).

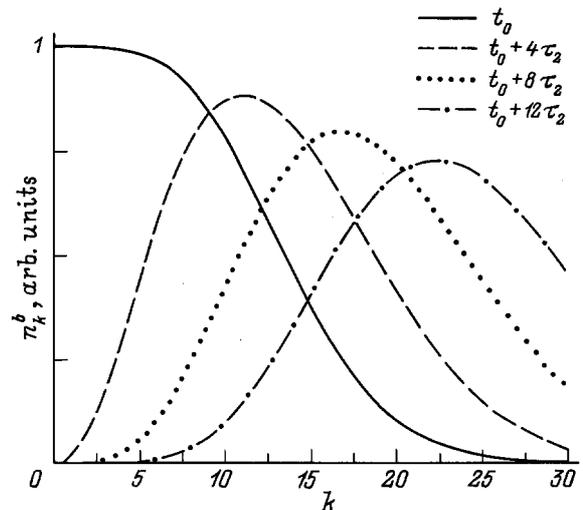


Рис. 3. Характер изменения распределения носителей по ямам в различные моменты времени после прекращения импульса генерации для $M = 30$, $t_0 = 10\tau_2$ и $\tau_c/\tau_d = 0.3$.

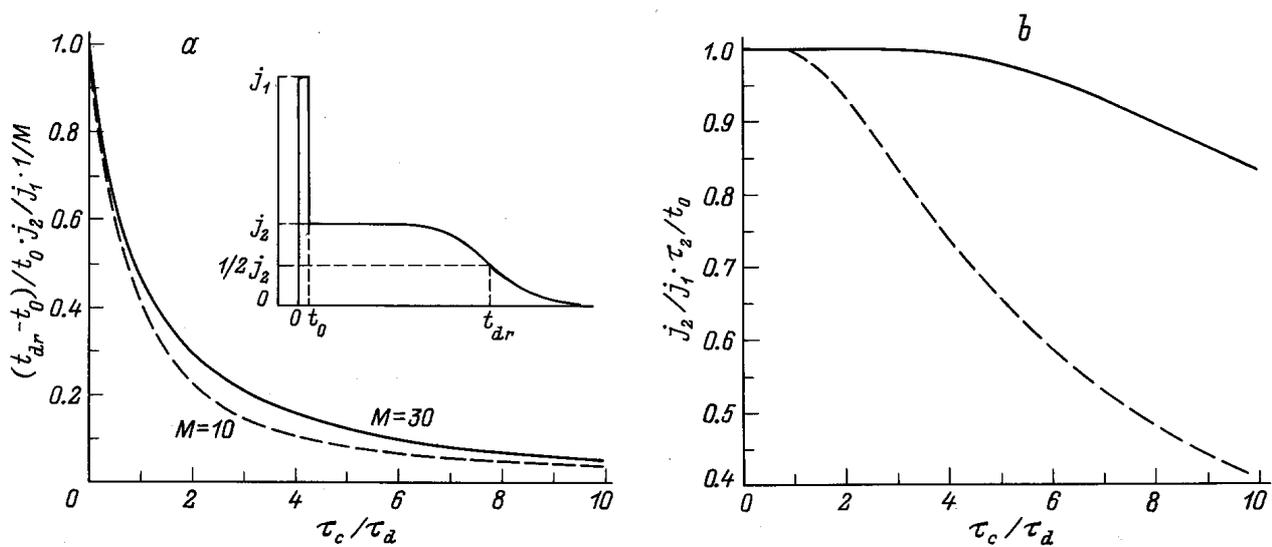


Рис. 4. Зависимости, связывающие характерные времена выброса из ямы, захвата и дрейфа с параметрами отклика тока на короткий импульс возбуждения ($t_0 \ll \tau_2$) для $M = 30$ (сплошная линия) и $M = 10$ (штриховая). На вставке схематически показан отклик тока на импульс возбуждения.

На рис. 2, *a, b* показано поведение тока от времени при длительностях импульса генерации носителей $\tau_2 < t_0 < M\tau_2$ и $t_0 \ll \tau_2$ соответственно. Образование полочки на кривой тока после выключения импульса генерации при малых τ_c/τ_d связано с тем, что в соответствии с выражениями (3), (4) при коротких импульсах генерации распределение по ямам имеет экспоненциальный характер и в течение некоторого времени суммарное число носителей, дающих вклад в ток, меняется слабо. Характерная картина изменения распределения носителей по ямам после прекращения импульса генерации показана на рис. 3. Из него видно, что после выключения генерации ($t = t_0$) распределение носителей по ямам в виде волны выносится из слоя КЯ, а ток через структуру начинает спадать, лишь когда функция распределения достигает границы слоя. Наличие полочки у $j(t)$ важно для экспериментального разделения процессов быстрой и медленной релаксации в излагаемом далее методе определения параметров ям.

5. Короткие импульсы генерации

Полученные выражения, описывающие реакцию системы на включение импульса возбуждения, значительно упрощаются и, как уже отмечалось, становятся более удобными для сравнения с экспериментальными данными в случае коротких импульсов генерации носителей с длительностью (t_0), удовлетворяющей неравенству $\tau_1 \ll t_0 \ll \tau_2$. Для таких импульсов мы можем исключить из рассмотрения процессы медленной релаксации при включении.

Схематически отклик тока на импульс возбуждения для этого случая показан на вставке к рис. 4, *a*. При включении импульса генерации происходит скачок тока,

величина которого j_1 определяется формулой (3) и (11)

$$j_1 = \frac{evn_0}{M+1} \sum_k \left(\frac{1}{1 + \tau_d/\tau_c} \right)^k = \frac{evn_0}{M+1} \frac{1 + \tau_d/\tau_c}{\tau_d/\tau_c} \left[1 - \left(\frac{1}{1 + \tau_d/\tau_c} \right)^{M+1} \right]. \quad (12)$$

Количество носителей в ямах в момент выключения импульса генерации ($t = t_0$) определяется выражением

$$n_k^b(t_0) = n_k \frac{t_0}{\tau_c}. \quad (13)$$

Выражение (13) получено из исходных уравнений (2) при условии, что за время прохождения импульса не происходит выброса носителей из ям; n_k дается формулой (3). Значение тока квазинасыщения (j_2) после прекращения импульса генерации и прохождения быстрой релаксации находится из выражений (7), (13). Считая, что за времена быстрой релаксации количество носителей в ямах не успевает измениться, получаем

$$j_2 = \frac{evn_0}{M+1} \frac{t_0}{\tau_2} \frac{\tau_d}{\tau_c} \sum_k k \left(\frac{1}{1 + \tau_d/\tau_c} \right)^k = \frac{evn_0}{M+1} \times \frac{1 + \tau_d/\tau_c}{\tau_d/\tau_c} \frac{t_0}{\tau_2} \left\{ 1 - \left[(M+1) \frac{\tau_d}{\tau_c} + 1 \right] \times \left(\frac{1}{1 + \tau_d/\tau_c} \right)^{M+1} \right\}. \quad (14)$$

6. Метод определения параметров КЯ

Таким образом, из соотношений (12), (14) видно, что при возбуждении короткими импульсами отношение $\frac{j_2}{j_1} \frac{\tau_2}{t_0}$ зависит от параметра τ_c/τ_d и количества ям M . Эта зависимость, показанная на рис. 4, *b*, дает однозначную связь между величиной времени выброса из ямы τ_e и параметром τ_c/τ_d .

Процессы медленной релаксации после прекращения импульса генерации ($t > t_0$) описываются выражением (9) с начальным условием (13). В общем виде ток через слой квантовых ям может быть записан как

$$\frac{j(t)}{j_2} = \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_2}\right) \sum_k B_k \left(\frac{t-t_0}{\tau_2}\right)^k. \quad (15)$$

где B_k — коэффициенты разложения, зависящие только от параметра τ_c/τ_d . Длительность отклика системы на короткий импульс генерации носителей находится как решение уравнения $j((t_{dr}-t_0)/\tau_2)/j_2 = 1/2$ в зависимости от параметра τ_c/τ_d и числа ям. На рис. 4, *a* показана зависимость величины

$$\frac{t_{dr}-t_0}{\tau_2} \frac{j_2}{j_1} \frac{\tau_2}{t_0} = \frac{t_{dr}-t_0}{t_0} \frac{j_2}{j_1} = \text{const}(t_0) \quad (16)$$

от параметра τ_c/τ_d . Эта зависимость позволяет из параметров отклика тока, полученных из эксперимента, получить отношение τ_c/τ_d .

Заметим, что при стремлении параметра τ_c/τ_d к нулю, т.е. в ситуации, когда носители быстро захватываются ямой, длительность спада ($t_{dr}-t_0$), как видно из рис. 4, *a*, стремится к величине $M\tau_2$. Тот же результат можно получить из соображений, что каждый носитель последовательно побывал во всех ямах.

Из сказанного выше вытекает следующий рецепт обработки экспериментальных данных. Определив из опыта параметр (16), с помощью рис. 4, *a* находим отношение τ_c/τ_d , после чего на основании рис. 4, *b* определяется τ_2 , т.е. в конечном счете время выброса из КЯ τ_c .

Величина (16) находится из экспериментальных данных и не должна зависеть от длительности импульса генерации (t_0), что может служить критерием применимости данных теоретических выражений для описания процессов релаксации в экспериментальной структуре.

Выше мы считали, что импульс генерации прямоугольный и имеет идеальные фронты, т.е. включается и выключается за времена, много меньшие, чем τ_1 . Однако в случае, когда длительность фронта t_f удовлетворяет условию $\tau_1 \ll t_f \ll \tau_2$, можно использовать те же выражения, считая фронт импульса как последовательность бесконечно малых скачков с характерным временем τ_1 . В этом случае процессы быстрой релаксации будут проходить за времена порядка τ_f . Таким образом, в случае импульсов с длительностью $\tau_1 \ll t_0 \ll \tau_2$, длительность фронта t_f может быть сравнима с длительностью импульса. При этом могут быть использованы

те же выражения для описания процессов медленной релаксации, т.е. форма медленной компоненты отклика тока через слой КЯ для этого случая не зависит от формы импульса возбуждения.

7. Экспериментальные результаты

Экспериментальная структура представляла собой набор из $M = 30$ КЯ в системе GaAs/Al_xGa_{1-x}As, выращенный методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке ЦНА-4. Параметры слоев выращенной структуры показаны на рис. 5. Для роста использовались подложка *n*-GaAs ориентации (100). Все слои, заключенные между N^+ - и P^+ -эмиттерами, специально не легировались и реально имели невысокую проводимость *n*-типа. Для оптимизации и контроля условий роста в процессе эпитаксии регистрировалась интенсивность прямо отраженного рефлекса дифракции быстрых электронов (RHEED) [9], что позволило подобрать температуру, скорость роста и превышение давления As над элементами III группы. В результате удалось максимально снизить скорость безызлучательной рекомбинации в КЯ и получить резкие гетерограницы [9].

Исследование транспорта носителей в системе КЯ проводилось путем измерения тока, индуцированного электронами зондом с временным разрешением [10]. Применение этого метода, взамен традиционного возбуждения носителей светом, позволило не создавать дополнительные узкозонные слои (для генерации носителей) и дополнительные барьеры, отделяющие их от системы КЯ. Электронно-дырочные пары возбуждались в нелегированной области верхнего широкозонного эмиттера пучком электронов с энергией порядка 10 КэВ, что много больше чем энергия возбуждения электронно-дырочной пары. Это позволяет не учитывать вклад первичных электронов в отклик тока. Ток электронного зонда выбирался на уровне $5 \cdot 10^{-9}$ А. При таких условиях зависимость

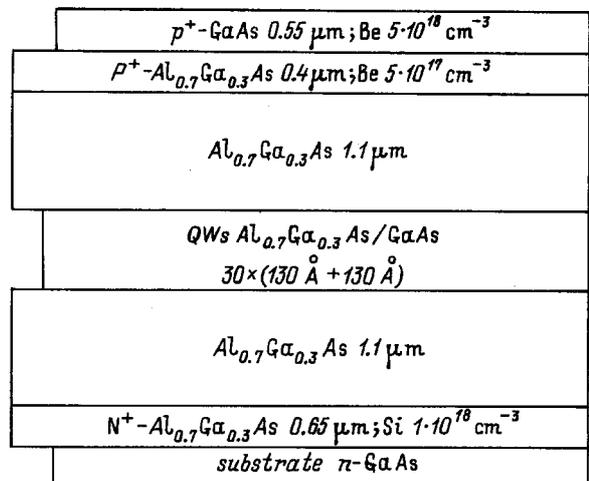


Рис. 5. Схематическое изображение экспериментальной структуры.

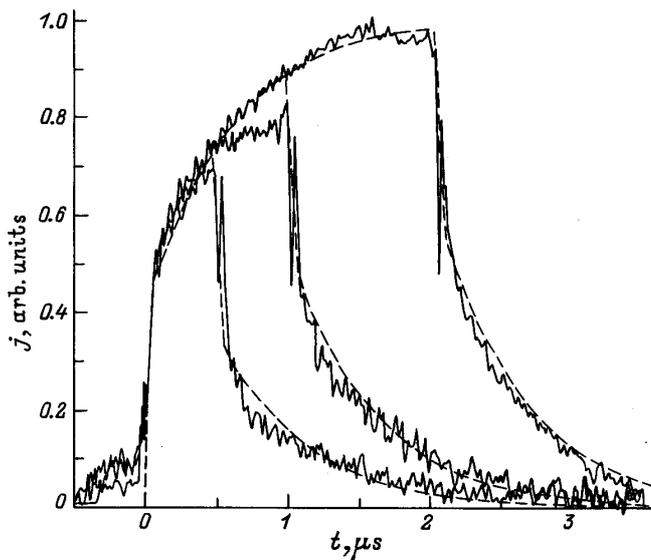


Рис. 6. Кинетика электронного тока через систему КЯ при напряжении 20 В для импульсов генерации длительностью $t_0 = 0.51, 1.03$ и 2.08 мкс. Сплошные линии — экспериментальные результаты, штриховые — теоретический расчет при $\tau_2 = 340$ нс и $\tau_c/\tau_d = 15$.

формы отклика тока на импульс возбуждения от тока зонда пропадала при напряжениях на структуре 16–18 В. Таким образом, можно считать, что при напряжении на структуре больше 16–18 В процессы в области КЯ не зависят от уровня инжекции носителей.

Измерения тока через структуру при возбуждении короткими импульсами проводились при напряжении на структуре 20 В (что соответствовало электрическим полям в области КЯ $\sim 7 \cdot 10^4$ В/см) и длительностях импульса генерации $t_0 = 0.51, 1.03, 2.08$ мкс. Поскольку электронно-дырочные пары возбуждались в широкозонном эмиттере вблизи P^+ -слоя, можно считать, что вынос дырок происходит на много меньших временах, чем время выноса электронов, и ток дырок дает вклад только в быструю составляющую тока. Поэтому, ток электронов получается из кривой полного тока через структуру путем вычитания тока дырок — импульса прямоугольной формы длительностью t_0 . Амплитуда вычитаемого импульса получается из условия равенства количества электронов и дырок. Полученный таким образом ток электронов через систему КЯ показан на рис. 6 сплошной линией.

Теоретические кривые (рис. 6, штриховые линии) были получены в соответствии с изложенной выше теорией путем оптимизации параметров τ_2 и τ_0/τ_d для всех трех кривых одновременно. Наилучшее согласие с теорией было получено при значениях параметров $\tau_2 = 340$ нс и $\tau_c/\tau_d = 15$, что дает $\tau_e \sim 300$ нс. Такое большое значение τ_e для электронов в исследуемой структуре, по-видимому, обусловлено тем, что при выбросе из КЯ электрону приходится не только преодолевать потенциальный барьер, но и переходить в другую долину [11].

Таким образом, первые предварительные экспериментальные результаты показали принципиальную возможность определения характерных времен транспорта носителей в системе КЯ путем сопоставления измеренной кинетики тока с рассчитанной в соответствии с представленной в разд. 2–3 теорией.

Использовать для анализа метод сверхкоротких импульсов возбуждения, изложенный в разд. 5–6, для данной структуры не представилось возможным в силу не достаточно высокого соотношения сигнал–шум. Кроме того, как видно из рис. 2, *b*, при больших значениях τ_c/τ_d “полки” на кривой тока не образуется, что существенно затрудняет измерений параметров отклика на сверхкороткий импульс возбуждения.

8. Заключение

В представленной работе развита феноменологическая теория, описывающая нестационарные процессы переноса носителей в системе КЯ при коротких импульсах генерации. Предложенная теория позволяет определять характерные времена транспорта носителей, сопоставляя кинетику тока с теоретическим расчетом. Отдельно рассмотрен частный случай сверхкоротких импульсов генерации. Данный метод включает в себя процедуры проверки применимости развитой теории описания транспорта носителей для конкретной экспериментальной системы КЯ. Приведены первые экспериментальные результаты, показывающие принципиальную возможность определения характерных времен транспорта носителей путем сравнения экспериментальных кривых с теоретическим расчетом.

Теоретическая часть работы была выполнена при поддержке фонда Volkswagen-Stiftung, экспериментальная — INTAS (грант INTAS-93-2687).

Авторы признательны J. Gutowski и A.C. Walker за полезное обсуждение.

Список литературы

- [1] G.D. Boyd, D.A.B. Miller, D.S. Chemla, S.L. McCall, A.C. Gossard, J.H. English. Appl. Phys. Lett., **50**, 1119 (1987).
- [2] D.A.B. Miller. Opt. Quant. Electron., **22**, S61 (1990).
- [3] D.C. Hatchings, C.B. Park, A. Miller. Appl. Phys. Lett., **59**, 3009 (1991).
- [4] С.С. Кучеренко, Б.С. Рывкин, А.Я. Шик. ФТП, **29**, 487 (1995).
- [5] С.В. Козырев, А.Я. Шик, ФТП, **19**, 1667 (1985).
- [6] J.A. Brum, G. Bastard. Phys. Rev. B, **33**, 1420 (1986).
- [7] P.W.M. Blom, C. Smit, J.E.M. Haverkort, J.H. Wolter. Phys. Rev. B, **47**, 2072 (1993).
- [8] A.M. Fox, D.A.B. Miller, G. Livescu, J.E. Cunningham, W.Y. Jan. IEEE J. Quant. Electron., **27**, 2281 (1991).
- [9] D.Z. Garbuzov, V.P. Evtiihiev, N.I. Katsavets, A.B. Komissarov, T.E. Kudrik, I.V. Kudryashov, V.B. Khalfin, R.K. Bauer, Zh.I. Alferov, D. Bimberg. J. Appl. Phys., **75**, 4152 (1994).

- [10] С.Г. Конников, В.Е. Уманский, В.М. Чистяков, И.И. Лодыженский. ФТП, **22**, 1803 (1988).
- [11] F. Beltram, F. Capasso, J.F. Walker, R.J. Malik. Appl. Phys. Lett., **53**, 376 (1988).

Редактор В.В. Чалдышев

Investigation of the carrier transport through a system of undoped quantum wells under short excitation pulses

A.M. Georgievski, A.Ya. Shik*, V.A. Solov'ev, B.S. Ryvkin, N.A. Strugov, E.Yu. Kotelnikov, V.E. Tokranov

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

* Present address: Centre for Chemical Physics,
University of Western Ontario,
London, Canada N6A 3K7

Abstract A phenomenological theory is derived to describe the carrier non-stationary transport through a system of identical undoped quantum wells upon short pulses of carrier generation. On the basis of theoretical expressions an experimental method is proposed to determine the characteristic times of carrier escape and capture by a well. The first results are presented demonstrating the experimental possibility to determine these parameters.