

Нелинейный отклик и нелинейная когерентная генерация резонансно-туннельного диода в широком интервале частот

© В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев, А.И. Подливаев

Московский государственный инженерно-физический институт (Технический университет),
115409 Москва, Россия

(Получена 16 января 2002 г. Принята к печати 22 января 2002 г.)

Теоретически изучены нелинейный отклик и когерентная генерация резонансно-туннельного диода в широком интервале частот и амплитуд полей для реальных структур и при постоянном напряжении смещения. Показано, что результаты хорошо качественно согласуются с идеализированной моделью, если ширины резонансного уровня Γ в квантовых ямах одинаковы. Таким образом, в „квантовом“ режиме генерация терагерцовых полей большой мощности возможна и в реальных условиях. В работах также явно найдено, что время установления тока в резонансно-туннельном диоде равно обратной величине Γ .

1. Введение

Резонансно-туннельные диоды (РТД) считаются перспективными для большого числа применений, в частности для высокочастотной генерации. Так, в работе [1] удалось получить генерацию на частоте 712 ГГц, но недостаточно большой мощности. Проблема повышения мощности связана, в частности, с отсутствием теории генерации РТД.

В работе [2] в рамках последовательной модели было найдено точное аналитическое выражение для токов поляризации в линейном по переменному полю приближении. В [2] было показано, что не существует ограничения по частоте генерации, и при определенных условиях реализуется новый „квантовый“ режим генерации на частоте ω , значительно превышающий ширину резонансного уровня Γ . Следует напомнить, что в ряде работ (см., например, [3–5]) утверждается, что имеется предельная частота генерации, примерно равная Γ (здесь и далее $\hbar = 1$).

В работе [6] была построена нелинейная аналитическая теория генерации РТД для частот $\omega \ll \Gamma$. В частности, было показано, что существует жесткий режим генерации с гистерезисами. В работе [7] с помощью численного решения уравнения Шредингера удалось найти токи поляризации и описать генерацию в широком интервале частот и амплитуд полей. В линейном пределе и нелинейном низкочастотном случае численные результаты совпадают с аналитическими из [2,6] с высокой точностью. В [7] показано, что в „квантовом“ высокочастотном режиме возможна генерация большой мощности на частоте $\omega \gg \Gamma$.

Однако в [7] рассматривалась упрощенная модель структуры (δ -барьеры), а роль постоянного напряжения смещения играла энергия электрона, с которой электроны поступают из эмиттера.

Цель настоящей работы — обобщение полученных в [7] результатов на случай реальных структур и учет внешнего электрического поля смещения. Мы провели расчеты отклика и генерации таким образом, чтобы было удобно сравнивать результаты с соответствующими результатами работы [7].

2. Постановка задачи. Основные уравнения

Рассмотрим одномерную квантовую яму (КЯ) с двумя прямоугольными барьерами. Слева к КЯ подводится стационарный поток электронов, пропорциональный q^2 , с энергией E (q — величина, характеризующая плотность потока электронов, поступающих из эмиттера в КЯ). В области КЯ действует переменное электрическое поле, и энергия взаимодействия электрона с полем

$$V_{ac}(x, t) = \begin{cases} -\frac{evx \cos(\omega t)}{L} \Theta(x), & x < L \\ -ev \cos(\omega t), & x > L, \end{cases} \quad (1)$$

где $\Theta(x)$ — единичная функция Хевисайда, L — длина структуры, v — амплитуда переменного напряжения. Одночастичная волновая функция электрона $\Psi(x, t)$ удовлетворяет одномерному нестационарному уравнению Шредингера:

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{1}{2m^*} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + [V_s(x) + V_{dc}(x)]\Psi(x, t) + V_{ac}(x, t)\Psi(x, t), \quad (2)$$

где

$$V_{dc}(x) = \begin{cases} -\frac{eV_0 x}{L} \Theta(x), & x < L \\ -eV_0, & x > L. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь $V_s(x)$ — потенциальный профиль квантовой структуры, e — заряд электрона, V_0 — постоянное напряжение.

Расчет динамических характеристик РТД производится аналогично [7]. Переменное поле вызывает ток поляризации

$$J_c(x, t) = -ie \left\{ \Psi^*(x, t) \frac{\partial \Psi(x, t)}{\partial x} - \Psi(x, t) \frac{\partial \Psi^*(x, t)}{\partial x} \right\} = J_c(x) \cos \omega t + \sum_{k=2} J_k(x) \cos k \omega t. \quad (4)$$

Приведенный ток вычисляется согласно [8] как

$$J_c = \frac{1}{L} \int_0^L J_c(x) dx. \quad (5)$$

Граничные условия к уравнению Шредингера запишем, как и в [2]:

$$\begin{cases} \Psi(0, t) + \frac{1}{ik_1} \frac{\partial \Psi(0, t)}{\partial x} = 2q \exp(-iEt), \\ \Psi(L, t) - \frac{1}{ik_2} \frac{\partial \Psi(L, t)}{\partial x} = 0, \end{cases} \quad (6)$$

где $k_1 = \sqrt{2m^*E}$ и $k_2 = \sqrt{2m^*(E + eV_0)}$ — волновые векторы электрона слева и справа от структуры соответственно, m^* — эффективная масса электрона в структуре. Граничные условия (6) описывают поток электронов слева, их отражение и уход в область $x > L$. Они справедливы, если $\omega \ll E + eV_0$ и $ev \ll E + eV_0$.

Для расчета выбрана структура, для которой получены рекордные экспериментальные результаты по генерации [9]: ширина ямы 45.2 Å, ширина барьера 22.6 Å, высота барьера 1.2 эВ. Энергия налетающего на РТД слева моноэнергетического пучка электронов E полагалась равной 82 мэВ, эффективная масса электрона $m^* = 0.042m_e$ (m_e — масса свободного электрона), а напряжение $V_0 = V_R + \delta_V/e$, где $V_R = 280$ мВ — резонансное напряжение, при котором зависимость коэффициента прохождения от напряжения V_0 имеет максимум для данной энергии E и параметров структуры. При данном напряжении $V_0 \approx V_R$ полуширина резонансного уровня $\Gamma = 1.66$ мэВ.

3. Линейный и нелинейный отклик резонансно-туннельного диода

В [2] было показано, что линейный отклик имеет максимум при $\omega = 0$ („классический“ режим), если $\delta < \Gamma$ ($\delta = E - E_R$). Если $\delta > \Gamma$, то появляется новый максимум при частоте ω_m ($\omega_m^2 = \delta^2 - \Gamma^2$), соответствующей „квантовому“ режиму [2]. Он обусловлен квазирезонансными переходами между состояниями с энергиями E и E_R . Если зафиксировать энергию поступающих из эмиттера электронов и менять постоянное электрическое поле, то роль $\delta = E - E_R$ в [7] играет $\delta_V = e(V_0 - V_R)$. Как известно, резонансный уровень смещается примерно на половину напряжения, т.е. можно ожидать, что $\delta_V = 2\delta$. Поэтому „классический“ режим наблюдается для $\delta_V < 2\Gamma$.

На рис. 1 приведены зависимости коэффициента усиления J_c/v от частоты ω для $\delta_V = 1.8\Gamma$ и $\delta_V = 8\Gamma$ при $ev = 0.01\Gamma$ (слабое поле). Выбор параметра δ_V аналогичен [7], где $\delta = 0.9\Gamma$ и $\delta = 4\Gamma$ соответственно. Из рис. 1 видно, что для $\delta_V = 1.8\Gamma$ имеется максимум при частоте $\omega = 0$, а при $\delta_V = 8\Gamma$ максимум при ω_m , соответствующий $\omega_m^2 = (\delta_V/2)^2 - \Gamma^2$. Сравнение

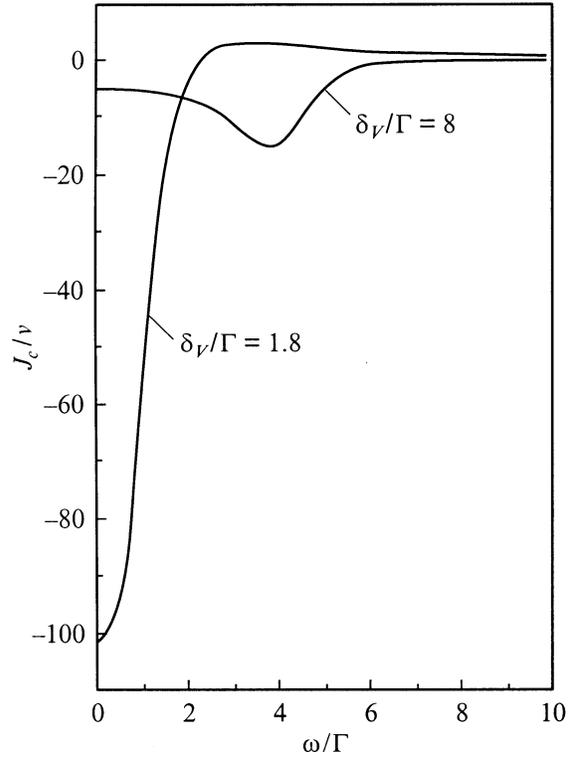


Рис. 1. Зависимость коэффициента усиления J_c/v от частоты ω в „квантовом“ и „классическом“ режимах генерации.

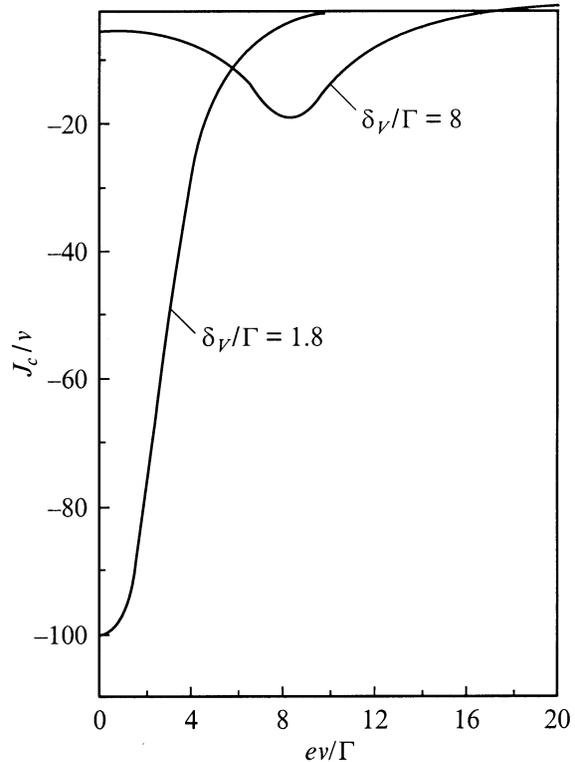


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления J_c/v от амплитуды переменного напряжения v в низкочастотной области. $\omega/\Gamma = 0.17$.

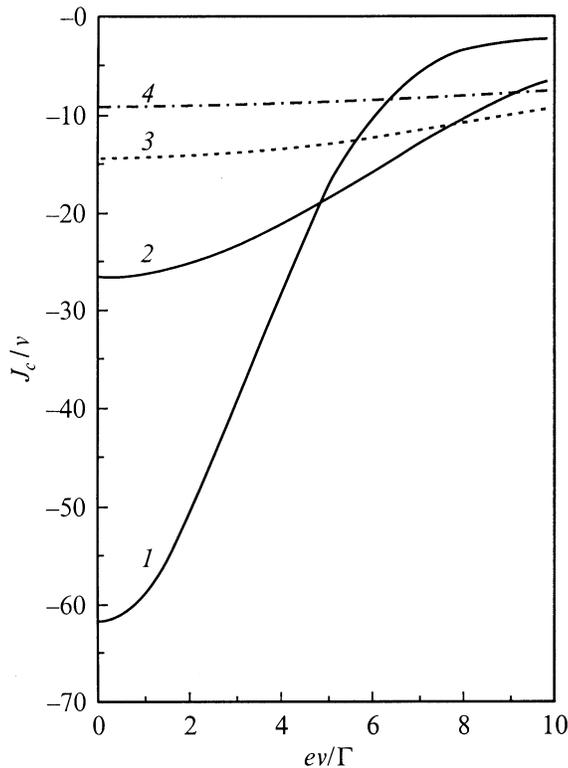


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления J_c/v от амплитуды переменного напряжения в „квантовом“ режиме генерации. 1 — $\delta_V/\Gamma = 2, \omega/\Gamma = 1$; 2 — $\delta_V/\Gamma = 5, \omega/\Gamma = 2$; 3 — $\delta_V/\Gamma = 8.2, \omega/\Gamma = 4$; 4 — $\delta_V/\Gamma = 12, \omega/\Gamma = 6$.

кривых на рис. 1 и в [7] (рис. 3) показывает, что кривые качественно ведут себя одинаково.

Следует, однако, отметить одно существенное отличие поведения усиления в классическом режиме для частоты, большей Γ . Действительно, ток J_c меняет знак при $\omega \approx 2\Gamma$ (т.е. усиление сменяется поглощением), в то время как в модели [2,7] знак тока остается неизменным во всей области частот. Смена знака связана с тем, что поле смещения не только понижает энергию резонансного уровня, но и уменьшает высоту барьера коллектора.

Нелинейный отклик изучался в широком интервале частот. В низкочастотном пределе $\omega = 0.17\Gamma$ зависимости J_c/v от безразмерного поля ev/Γ изображены на рис. 2 ($\delta_V/\Gamma = 1.8$ и $\delta_V/\Gamma = 8$). Видно, что ход зависимости J_c/v принципиально различается, как и в [6,7]. В первом случае ($\delta_V/\Gamma < 2$) усиление монотонно падает с ростом поля. В другом случае ($\delta_V/\Gamma > 2$) вначале наблюдается рост усиления, а после достижения максимума — его падение. Зависимости на рис. 2 качественно согласуются с рис. 4, 5 в [6,7]. Немонотонное поведение усиления приводит к жесткому режиму генерации (см. далее).

На рис. 3 приведены типичные зависимости усиления J_c/v от амплитуды поля ev/Γ для высоких частот ($\omega > \Gamma$) при выполнении условия квазирезонанса $\delta_V = 2\omega$, т.е. в „квантовом“ режиме. Отметим каче-

ственно аналогичные [7] особенности набора кривых: во-первых, монотонное падение усиления J_c/v с полем; во-вторых, уменьшение скорости падения с ростом частоты. Это означает, что в „квантовом“ режиме возможно достижение больших полей на больших частотах.

4. Генерация резонансно-туннельного диода в широком интервале частот

Поле генерации РТД находим, следуя [2,7], из уравнения

$$\frac{\tilde{E}}{\tau_0} = \frac{4\pi}{\kappa} J_c, \tag{17}$$

где τ_0 — время, характеризующее потери в резонаторе, κ — диэлектрическая проницаемость.

На рис. 4 приведены зависимости низкочастотного ($\omega = 0.17\Gamma$) поля генерации от безразмерного тока накачки Q . Видно, что при $\delta_V = 1.8\Gamma$ ($\delta_V/\Gamma < 2$) поле монотонно растет с Q . Если $\delta_V/\Gamma > 2$ ($\delta_V/\Gamma = 8$), наблюдается жесткий режим, сопровождающийся гистерезисом. Снова результаты качественно хорошо согласуются с [6,7].

Зависимости поля генерации от Q в „квантовом“ режиме для широкого набора параметров приведены на рис. 5. Сравнение результатов для „классического“ и „квантового“ режимов проводится на рис. 6. Видно,

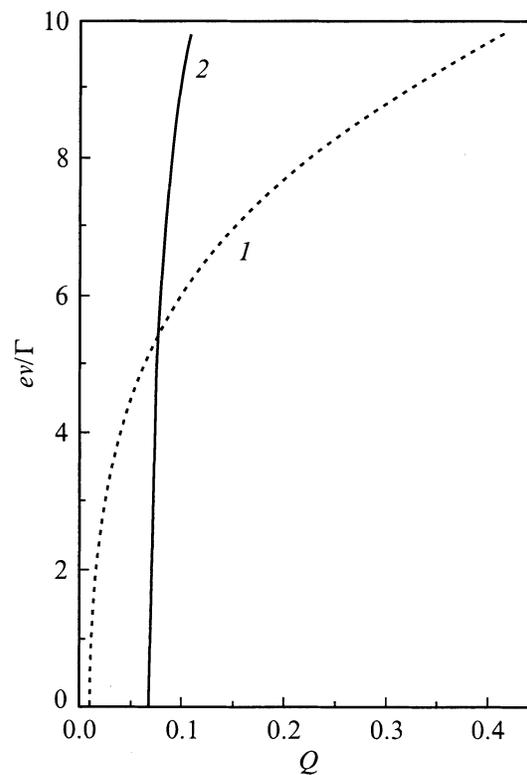


Рис. 4. Зависимость генерируемого поля от безразмерного тока накачки Q в „классическом“ (1) и „квантовом“ (2) режимах генерации в низкочастотной области. 1 — $\delta_V/\Gamma = 1.8, \omega/\Gamma = 0.17$; 2 — $\delta_V/\Gamma = 8.2, \omega/\Gamma = 4$.

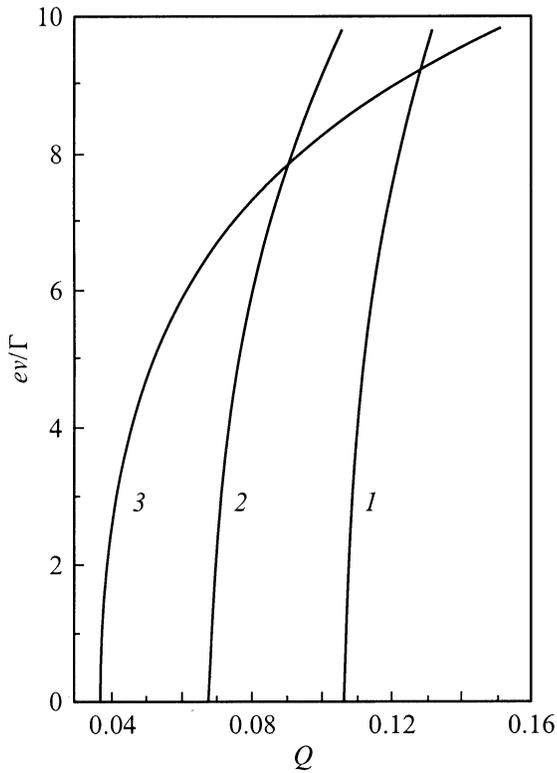


Рис. 5. Зависимость генерируемого поля от безразмерного тока накачки Q в „квантовом“ режиме при больших значениях частоты ω и параметра δ_V . 1 — $\delta_V/\Gamma = 12$, $\omega/\Gamma = 6$; 2 — $\delta_V/\Gamma = 8.2$, $\omega/\Gamma = 4$; 3 — $\delta_V/\Gamma = 5$, $\omega/\Gamma = 2$.

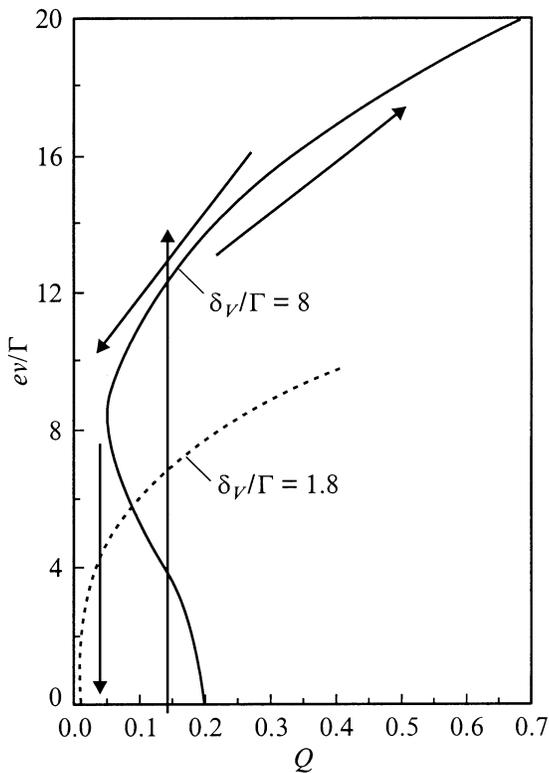


Рис. 6. Зависимость генерируемого поля от безразмерного тока накачки Q : сравнение „квантового“ и „классического“ режимов. $\omega/\Gamma = 0.17$.

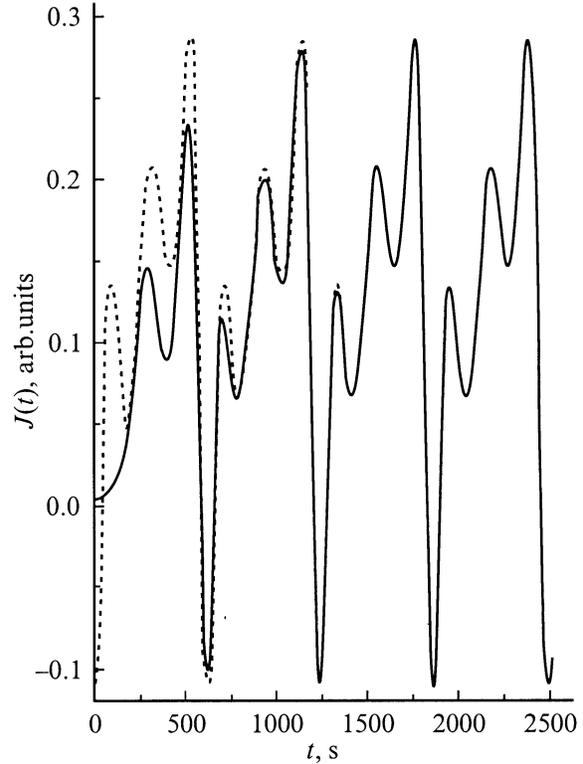


Рис. 7. Зависимость электронного тока через РТД J (сплошная линия) от времени t для $\omega/\Gamma = 4$ и $\delta_V/\Gamma = 8.2$ при $e\nu/\Gamma = 20$. Штриховая линия — см. пояснение в тексте.

что при $Q > 0.07$ поле в „квантовом“ режиме ($\omega = 4\Gamma$) значительно превосходит поле в „классическом“ режиме ($\omega = 0.17\Gamma$). Снова полученные результаты хорошо согласуются с [6,7].

В работах [2,6] рассматривается установившийся режим генерации. Он реализуется из-за существования конечного времени жизни электрона в КЯ $\tau \sim 1/\Gamma$. Представляет интерес изучить процесс установления и определить время установления тока в РТД. На рис. 7 приведена зависимость электронного тока через РТД J (сплошная линия) от времени t для $\omega/\Gamma = 4$ и $\delta_V/\Gamma = 8.2$ при $e\nu/\Gamma = 20$. Частота ω и параметр δ_V соответствуют „квантовому“ режиму генерации. Предполагалось, что в момент времени $t = 0$ начинает действовать внешнее переменное поле. Штриховой линией показан установившийся ток через РТД, если исключить переходный процесс и считать, что ток устанавливается мгновенно. Видно, что реальный процесс установления тока занимает почти 3 периода внешнего гармонического поля, т.е. время установления $T = 3(2\pi/\omega) = 3(2\pi/4\Gamma) \approx 1/\Gamma$. Таким образом, время установления тока в РТД не зависит от параметров внешнего поля, а определяется полушириной резонансного уровня Γ и примерно равно времени жизни электрона в КЯ τ , как и предполагалось в [2,6].

5. Заключение

В данной работе описывается когерентная генерация РТД в широком интервале частот и полей для реальной структуры с прямоугольными барьерами и с ненулевым напряжением путем решения нестационарного уравнения Шредингера с приближенными граничными условиями.

Показано, что и здесь реализуется „классический“ и „квантовый“ режимы генерации, где достигаются большие частоты и мощности. Выяснилось, что характер генерации определяется не формой барьеров, а полушириной резонансного уровня Γ в квантовой яме.

Установлено, что переходный процесс в РТД заканчивается через время $T \approx 1/\Gamma$, т.е. опять же зависит только от величины Γ .

Авторы благодарны Ю.В. Копаеву за полезное обсуждение работы.

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы „Интеграция“ (проект № А0133) и при поддержке Министерства науки и технологий РФ, в рамках программы „Физика твердотельных наноструктур“ (проект № 99-1140) и проекта „Построение теории взаимодействия сильных высокочастотных электромагнитных полей с электронной системой резонансно-туннельных диодов и лазеров“.

Список литературы

- [1] E.R. Brown, T.C.L.G. Sollner, C.D. Parker, W.D. Goodhue, C.L. Chen. Appl. Phys. Lett., **55**, 1777 (1989); E.R. Brown, J.R. Södeström, C.D. Parker, L.J. Mahoney, K.M. Molvar, T.C. McGill. Appl. Phys. Lett., **58**, 2291 (1991).
- [2] В.Ф. Елесин. ЖЭТФ, **116**, 704 (1999).
- [3] R.K. Mains, G.I. Haddad. J. Appl. Phys., **64**, 3564 (1988).
- [4] R.K. Mains, G.I. Haddad. J. Appl. Phys., **64**, 5041 (1988).
- [5] H.C. Liu. Phys. Rev. B, **43**, 2097 (1991).
- [6] V.F. Elesin. Phys. Low-Dim. Structur., **1/2**, 55 (2000).
- [7] В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев, А.И. Подливаев. ФТП, **34**, 1373 (2000).
- [8] В.И. Сафоров. *Радиоприемные устройства* (М., Наука, 1954).
- [9] T. Inata, S. Muto, Y. Nakata, S. Sasa, T. Fujii, S. Hiyamizu. Jap. J. Appl. Phys., **26**, L1332 (1987).

Редактор Л.В. Шаронова

A nonlinear response and a nonlinear coherent generation in resonant-tunneling diodes within a broad frequency range

V.F. Elesin, I.Yu. Kateev, A.I. Podlivaev

Moscow State Engineering-Physics Institute
(Technical University),
115409 Moscow, Russia

Abstract A nonlinear response and a coherent generation in resonant-tunneling diodes are investigated theoretically in a broad interval of frequencies and field amplitudes for real structures and at a constant bias voltage. It is shown, that the results are qualitatively in good agreement with an idealized model, if the widths of a resonance level Γ in quantum wells are identical. Thus, for the „quantum“ regime the generation of terahertz-frequency fields is possible under real conditions. In the paper we directly obtained, that the transient time of a current in resonant-tunneling diodes is equal to the reverse value of Γ .