

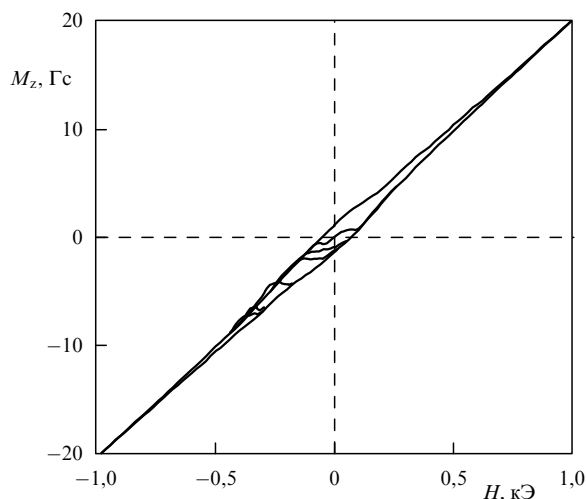


Рис. 4. Зависимость намагниченности образца от внешнего магнитного поля, направленного вдоль цепочек ($\varphi = 0$). Нижняя ветвь соответствует увеличению магнитного поля от -1 до 1 кЭ, верхняя — уменьшению поля от 1 до -1 кЭ. Видны переходы с одной ветви на другую при изменении знака производной внешнего поля во времени.

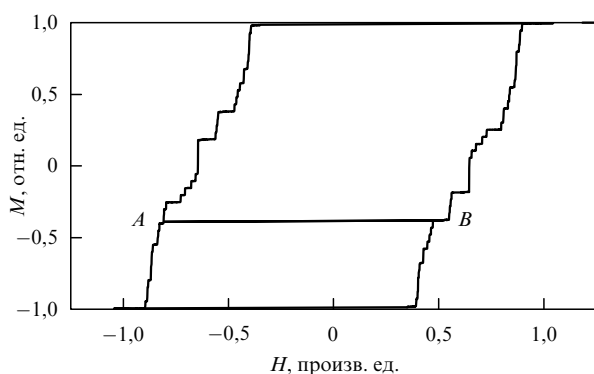


Рис. 5. Численное моделирование процесса намагничивания решетки (1:2) диполей, состоящей из 36 цепочек по 6 диполей в каждой, при приложении внешнего поля вдоль цепочек. Горизонтальная линия показывает один из возможных переходов между ветвями гистерезиса; A и B — состояния с одинаковыми распределениями намагниченности.

Действительно, методом холловской магнитометрии регистрируется средняя по площади z -компонента поля B , создаваемого образцом. Возникновение нормальной составляющей при приложении поля в плоскости образца связано либо с асимметричным расположением решетки относительно датчика, либо с неидеальностью последнего (например, датчик имеет форму клина). Мы наблюдали петлю гистерезиса, изображенную на рис. 4, для образцов с соотношением сторон элементарной ячейки 1:2. Особенностью наблюдавшегося процесса намагничивания являются переходы с одной ветви петли гистерезиса на другую при изменении знака производной внешнего поля по времени.

В случае антиферромагнитного взаимодействия между цепочками, спадающего по степенному закону [11], и бесконечного числа цепочек следует ожидать фрактального поведения кривой намагничивания. Подобная ситуация возникает при анализе зависимости плотности одномерного решеточного газа с дальнедействующим

антиферромагнитным взаимодействием от химического потенциала [12].

Существенное отличие задачи о перемагничивании цепочек заключается в их коэрцитивности. Проведенное нами прямое моделирование перемагничивания системы цепочек диполей показывает, что край гистерезиса состоит из ступенек, высота которых равна магнитному моменту одной цепочки, а длина определяется взаимодействием между цепочками (рис. 5), причем для перемагничивания цепочек в обратном направлении необходимо пересечь петлю гистерезиса.

Таким образом, мы связываем наблюдавшиеся особенности с мультстабильностью исследуемой системы дипольно-взаимодействующих частиц. Вопрос о переходе системы в суперпарамагнитное состояние может быть решен при изучении зависимости наблюдаемых коллективных эффектов от температуры. О существовании такой зависимости свидетельствуют качественные изменения кривой намагничивания образца с прямоугольной элементарной ячейкой при повышении температуры образца до 77 К (см. рис. 4).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 98-02-16183) и программы "Физика твердотельных наноструктур" (проект 98-074) Миннауки РФ.

Список литературы

1. Simonds J L *Phys. Today* **48** (4) 26 (1995)
2. Розенбаум В М, Огенько В М, Чуйко А А *УФН* **161** (10) 79 (1991)
3. Morup S *Europhys. Lett.* **28** (9) 671 (1994)
4. Sugavara A, Sheinfein M R *Phys. Rev. B* **56** (4) R8499 (1997)
5. Gider S et al. *Appl. Phys. Lett.* **69** 3269 (1996)
6. Lok J G S et al. *Phys. Rev. B* **58** 12201 (1998)
7. Бухараев А А и др. *ФТТ* **40** 1277 (1998)
8. Гусев С А и др. *Письма в ЖЭТФ* **68** 475 (1998)
9. Усов Н А, частное сообщение
10. Ishii Y, Nakazawa Y J. *Appl. Phys.* **81** 1847 (1996)
11. Gross M, Kiskamp S *Phys. Rev. Lett.* **79** 2566 (1997)
12. Bak P, Bruinsma R *Phys. Rev. Lett.* **49** 249 (1982)

PACS numbers: 73.20.-r, 73.23.-b, 73.40.Gk

Теория когерентной генерации резонансно-туннельного диода

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

1. Введение

Как известно, резонансное туннелирование и отрицательная дифференциальная проводимость в резонансно-туннельном диоде (т.е. в двухбарьерной квантовой яме или квантовой точке) обусловлены возникновением резонансного уровня энергии за счет явления пространственного квантования [1, 2]. Отрицательная дифференциальная проводимость приводит к возможности генерации электромагнитного поля. В [3, 4] была продемонстрирована генерация резонансно-туннельного диода вплоть до частоты 712 ГГц.

Однако широкое применение генераторов на резонансно-туннельном диоде сдерживается сравнительно низкими достигнутыми мощностями и частотами. Причины такого положения и пути повышения мощности остаются не совсем ясными, что связано, по-видимому, и

с проблемами теоретического описания резонансно-туннельного диода. Несмотря на сравнительно большое количество теоретических работ [4–6], выполненных в основном с помощью численных методов, существует ряд не до конца решенных вопросов.

1. Существует ли фундаментальное ограничение на частоту генерации резонансно-туннельного диода? Согласно довольно широко распространенной точке зрения [5, 6] частота резонансно-туннельного диода ограничена шириной резонансного уровня Γ (или обратным характерным временем жизни электрона в квантовой яме: $\tau_y^{-1} = \Gamma$, $\hbar = 1$), что справедливо для "классических" генераторов, например для диодов Ганна.

2. Является ли резонансно-туннельный диод "квантовым" или "классическим" генератором, свойства которого определяются параметрами отрицательной дифференциальной проводимости?

3. Как зависит мощность генерации резонансно-туннельного диода от напряжения смещения и параметров структуры?

Ниже рассматриваются некоторые новые результаты работ, в которых делается попытка ответить на эти и другие вопросы.

2. Линейная теория резонансно-туннельного диода

В работах [7, 8] была развита аналитическая теория когерентной генерации резонансно-туннельного диода в линейном по электромагнитному полю E приближении. Когерентный режим предполагает, что обратное время жизни электрона в квантовой яме $\tau_y = \Gamma^{-1}$ меньше времени разрушения когерентности. Для простейшей модели двухбарьерной структуры удалось найти точное решение уравнения Шрёдингера с открытыми граничными условиями, а также активный (J_c) и реактивный (J_s) токи поляризации, которые определяют усиление поля (J_c) и его частоту ω .

Используя малые параметры ω/ε_R и Γ/ε_R , присущие резонансно-туннельному диоду (где ε_R — энергия резонансного уровня), выражения для токов поляризации J_c и J_s можно привести к простой и наглядной форме:

$$\tilde{J}_c(\omega, \delta) = \frac{4J_c}{e^2 EaQ} = -\frac{\Gamma^2 \delta}{[(\delta + \omega)^2 + \Gamma^2][(\delta - \omega)^2 + \Gamma^2]}, \quad (1)$$

$$\tilde{J}_s(\omega, \delta) = \frac{\Gamma \omega [\delta^2 - \omega^2 - 3\Gamma^2]}{[\delta^2 + \Gamma^2][(\delta + \omega)^2 + \Gamma^2][(\delta - \omega)^2 + \Gamma^2]}. \quad (2)$$

Здесь $\delta = \varepsilon - \varepsilon_R$; ε — резонансная энергия электронов, поступающих в квантовую яму из эмиттера со скоростью Q (в нашей модели энергия ε эквивалентна постоянному напряжению, приложенному к квантовой яме); a — размер квантовой ямы.

Характер частотной зависимости тока $\tilde{J}_c(\omega, \delta)$ критически зависит от отношения δ/Γ . Если $\delta < \Gamma$, ток $\tilde{J}_c$ имеет максимум при $\omega = 0$ (рис. 1) и падает с частотой, как $1/\omega^4$. Вблизи максимума при $\omega \ll \Gamma$ ток $\tilde{J}_c$ выражается через дифференциальную проводимость постоянного тока $J_0(\delta)$:

$$\tilde{J}_c = \frac{\partial J_0(\delta)}{\partial \varepsilon}, \quad J_0 = \frac{\Gamma^2}{2(\delta^2 + \Gamma^2)}. \quad (3)$$

Наибольшее усиление достигается при $\delta = \Gamma/\sqrt{3}$, где отрицательная дифференциальная проводимость имеет

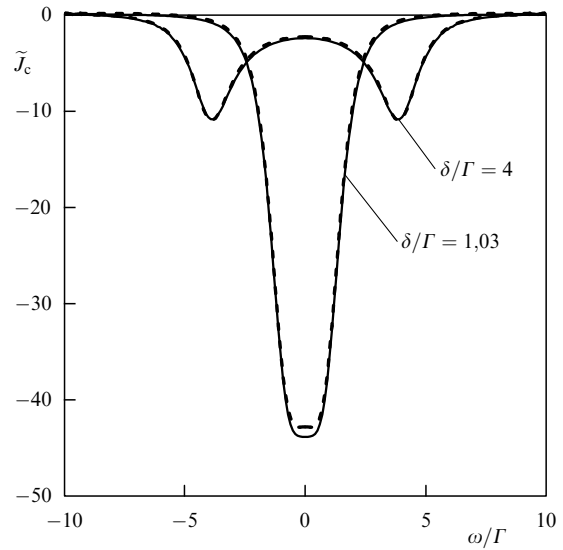


Рис. 1. Частотная зависимость тока поляризации J_c : сплошная линия — численное решение; штриховая — аналитическое решение.

максимум по абсолютной величине. Именно $\delta = \Gamma/\sqrt{3}$ обычно выбирается в экспериментальных и теоретических работах. В этом случае усиление быстро падает с частотой при $\omega > \Gamma$:

$$\tilde{J}_c(\omega, \delta) \approx -\frac{\delta \Gamma^2}{\omega^4}, \quad (4)$$

так что можно говорить о предельной частоте $\omega \approx \Gamma$. Режим генерации резонансно-туннельного диода при $\delta < \Gamma$ с максимумом $\tilde{J}_c$ в точке $\omega = 0$ естественно назвать "классическим режимом".

В противоположном случае: $\delta > \Gamma$, ток $\tilde{J}_c$ становится максимальным при частоте

$$\omega_m^2 = \delta^2 - \Gamma^2 \quad (5)$$

и равным

$$\tilde{J}_c(\omega_m) = -\frac{1}{4\omega}. \quad (6)$$

Новый максимум обусловлен квазирезонансными переходами между состояниями с энергиями ε и ε_R , так как при $\omega \gg \Gamma$ равенство (5) дает условие "квазирезонанса" $\omega = \varepsilon - \varepsilon_R$. Этот режим генерации резонансно-туннельного диода можно назвать "квантовым".

Выбирая значение $\delta = \sqrt{\omega^2 + \Gamma^2}$ вне области максимальной отрицательной дифференциальной проводимости, можно получить частоту генерации ω , значительно превосходящую ширину резонансного уровня Γ . Следовательно, ограничение по частоте генерации отсутствует в "квантовом режиме", а в зависимости от отношения δ/Γ резонансно-туннельный диод может работать в "классическом" или "квантовом" режиме.

3. Аналитическая нелинейная теория

В низкочастотном пределе ($\omega \ll \Gamma$) можно получить выражение для тока поляризации $\tilde{J}_c$ в широком интервале полей [9]:

$$\tilde{J}_c = -\frac{\Gamma}{\sqrt{2}\tilde{E}^2} \frac{\sqrt{\sqrt{x^2 + y^2} - x}}{\sqrt{x^2 + y^2}}, \quad (7)$$

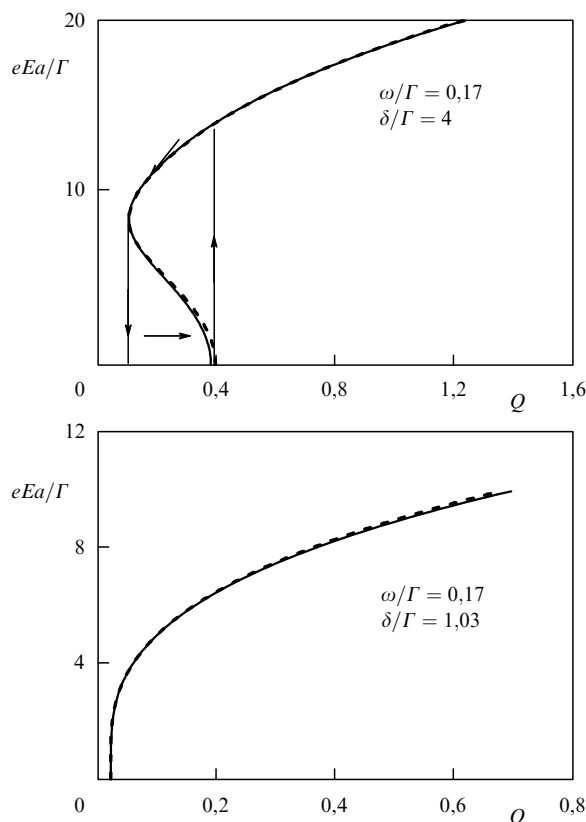


Рис. 2. Зависимость мощности генерации от безразмерного тока накачки Q для различных параметров резонансно-туннельного диода: сплошная линия — численное решение; штриховая — аналитическое решение.

где

$$x = 1 + \frac{\tilde{E}^2(\Gamma^2 - \delta^2)}{(\Gamma^2 + \delta^2)^2}, \quad y = \frac{2\delta\Gamma\tilde{E}^2}{(\Gamma^2 + \delta^2)^2}, \quad \tilde{E} = eEa.$$

Это дает возможность найти зависимость мощности генерации от параметров резонансно-туннельного диода и тока накачки Q (рис. 2). Из рисунка видно, что в "квантовом режиме" ($\delta > \Gamma$) генератор обнаруживает жесткий режим генерации и проявляет гистерезис.

4. Нелинейная теория резонансно-туннельного диода с использованием численного решения уравнения Шрёдингера

Для численного решения уравнения Шрёдингера использовались два метода. В первом [10] решалась система уравнений для парциальных волновых функций, полученная в [11]; во втором находилось решение непосредственно временного уравнения Шрёдингера [12]. На рисунке 3 приведены рассчитанные зависимости амплитуды генерации от безразмерного тока накачки Q в "классическом" и "квантовом" режимах генерации резонансно-туннельного диода. Видно, что в "квантовом" режиме генерация идет более эффективно, и при достижении полей $eEa/\Gamma > 4$ амплитуда поля в "квантовом" режиме становится больше, чем амплитуда поля в "классическом" режиме.

Таким образом, приведенные выше точные аналитические и численные выражения для токов поляризации, определяющих усиление и частоту генерации резонансно-туннельного диода, показывают, что генерация резонансно-туннельного диода возможна в двух режи-

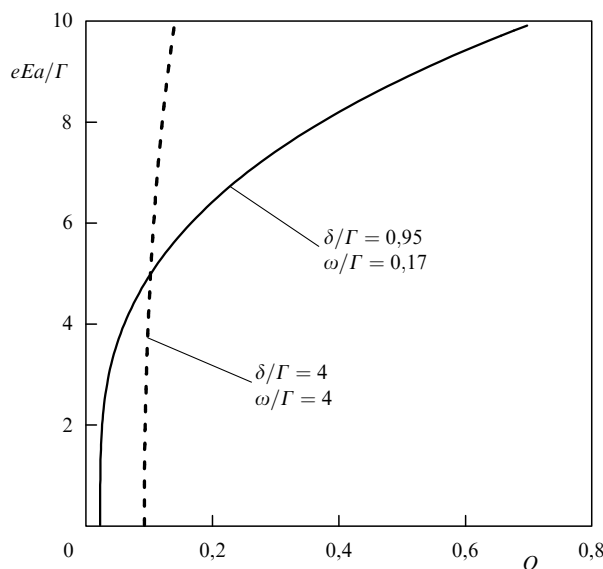


Рис. 3. Рассчитанные зависимости амплитуды генерации от безразмерного тока накачки Q в "классическом" и "квантовом" режимах генерации резонансно-туннельного диода.

мах: в "классическом" и "квантовом". При этом резонансно-туннельный диод в новом "квантовом" режиме способен давать генерацию высокой мощности на сверхвысоких частотах, допуская перестройку частоты в широких пределах.

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы "Интеграция" (проект АО133), при поддержке программы "Физика твердотельных наноструктур" (проект 99-1140) Миннауки РФ.

Список литературы

1. Esaki L, Tsu R *Appl. Phys. Lett.* **22** 562 (1973)
2. Келдыш Л В *ФТТ* **4** 2265 (1962)
3. Brown E R et al. *Appl. Phys. Lett.* **55** 1777 (1989); **58** 2291 (1991)
4. Frensley W R *Rev. Mod. Phys.* **62** 745 (1990)
5. Liu H C, Sollner T C L G *Semicond. Semimet.* **41** 359 (1994)
6. Liu H C *Phys. Rev. B* **43** 12538 (1991); erratum **48** 4977 (1993)
7. Elesin V F *Phys. Low-Dim. Struct.* (5/6) 79 (1998)
8. Елесин В Ф *ЖЭТФ* **116** 704 (1999)
9. Elesin V F *Phys. Low-Dim. Struct.* (2000) (в печати)
10. Elesin V F, Krashennnikov A V *Phys. Low-Dim. Struct.* (7/8) 65 (1999)
11. Елесин В Ф *ЖЭТФ* **112** 483 (1997)
12. Елесин В Ф, Подливаев А И, Катеев И Ю *ФТП* (2000) (принята к печати)

PACS numbers: 73.20.Dx, **73.23. - b**, **73.25. + i**, **73.40. - c**

Эффекты экситон-электронного взаимодействия в структурах с квантовыми ямами, содержащими двумерный электронный газ

В.П. Кочерешко, Р.А. Сурис, Д.Р. Яковлев

До недавнего времени считалось, что влияние электронного (дырочного) газа на экситонные состояния сводится исключительно к разрушению последних путем экранирования или заполнения фазового пространства и к