

## НЕЛИНЕЙНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ТРЕХМЕРНОЙ РЕШЕТКИ КЛАСТЕРОВ GaAs В ОПАЛЕ

*В.Н.Богомолов, С.А.Ктиторов, Д.А.Курдюков, А.В.Прокофьев,  
С.М.Самойлович, Д.В.Смирнов*

*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН  
194021 Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 23 марта 1995 г.

Синтезирована трехмерная решетка кластеров GaAs ( $\sim 500\text{\AA}$ ) в матрице опала. На вольт-амперной характеристике (ВАХ) системы обнаружены регулярно расположенные изломы, разделяющие практически прямолинейные участки. Эти особенности ВАХ могут быть интерпретированы как результат последовательного открытия неупругих каналов с испусканием оптических фононов с энергией кванта, возрастающей пропорционально квадрату номера ветви. Полученная структура может рассматриваться как трехмерная решетка наноструктур – туннельных контактов, образованных благодаря появлению барьеров между кластерами (трехмерная нелинейная среда). При дальнейшем увеличении напряжения происходит переход в режим тока, ограниченного пространственным зарядом, сосредоточенным в примыкающих к разрывам участках матрицы SiO<sub>2</sub>.

Получение правильных трехмерных решеток кластеров с диаметрами от 10 до 1000 Å позволяет изучать переход от хорошо изученных обычных кристаллов с параметрами решетки около 3 Å к кристаллам с масштабным фактором 10–20 и к регулярным трехмерным массивам наноструктур. Кластерные кристаллы (например, на основе кластеров в полостях цеолитов) обладают весьма ярко выраженными нелинейными свойствами уже в слабых электрических полях [1]. Эти системы являются трехмерным вариантом сверхрешеток. Еще большее увеличение масштабного фактора (до 100–1000) дает возможность перейти от систем с единой электронной энергетической структурой (от кристаллов) к нанокомпозитам с собственными электронными и фононными системами компонент, взаимодействующих друг с другом, и к трехмерным решеткам из наноструктур – средам (например, к системам джозефсоновского типа [2] или к решеткам из термоэмиссионных преобразователей [3] на основе опалов). Между этими двумя типами систем имеется переходная область.

В полостях искусственных опалов с совершенной структурой нами были синтезированы кластеры GaAs. На рис.1 показан фрагмент структуры решетки пустот в опале. Штриховая линия – сферы SiO<sub>2</sub> матрицы опала радиуса  $R$ ,

$$r_1 = R(\sqrt{2} - 1) = 0,41R; \quad r_2 = R\left(\sqrt{\frac{3}{2}} - 1\right) = 0,225R;$$

$$r_3 = R\left(\frac{2}{\sqrt{3}} - 1\right) = 0,155R; \quad l = R(2 - \sqrt{2}) = 0,59R,$$

$a$  и  $b$  – размеры кубов и тетраэдров, в виде решетки которых можно также представить систему пустот в опале.

Заполнение полостей опала арсенидом галлия составило 60%. GaAs в опале имел электронную проводимость и по измерениям проводимости  $\sigma = 0,02 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ,  $\Delta E \approx 0,4 \text{ эВ}$ , что соответствует данным для массивного GaAs.

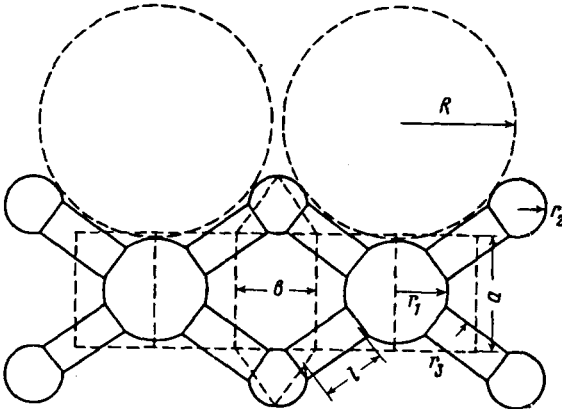


Рис.1. Элементы структуры решетки пустот опала, лежащие в одной плоскости

Легированная примесь, вносимая от сильно развитой поверхности контакта с матрицей, могла быть кремнием. Как видно из рис.1, степень легирования  $n_1$  тонких каналов, очевидно, может быть выше, чем кластеров ( $n_2$ ) из-за большей роли поверхности. В случае решетки кластеров HgSe, также полученной нами в опаловой матрице, было найдено, что  $n_1 \approx 4n_2$  (решетка изотипных  $n-n$ -переходов с встречным включением).

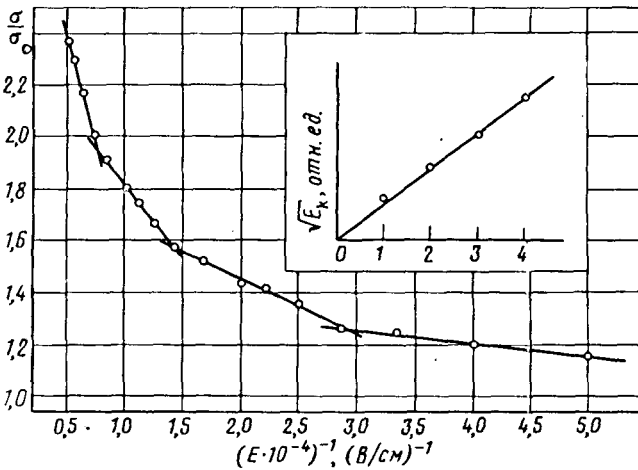


Рис.2. Зависимость относительной проводимости решетки кластеров GaAs в опале от обратного электрического поля  $E$ . На вставке - зависимость  $\sqrt{E_k}$  от  $k$  - номера излома

Вольт-амперные характеристики измерялись на прямоугольных импульсах с временами  $\tau = 0,2$  мксек в области, где на форму ВАХ не влияли ни  $\tau$ , ни скважность.

На рис.2 показана зависимость относительной проводимости от обратного электрического поля. Наблюдается серия линейных участков, границы которых находятся при полях 1140; 3450; 7060; 13000 В/см. С увеличением поля ВАХ приобретает вид  $I \propto E^{3/2}$ . Закон Ома выполняется до полей 1140 В/см. На вставке рис.2 показана зависимость  $\sqrt{E_k}$  от  $k$  - номера участка. Хорошо выполняется условие  $E \propto k^2$ . Полученные нами зависимости  $I(E)$  для аналогичных кластерных решеток Те и HgSe обнаруживают меньшее число изломов и более быстрый переход к зависимости  $I \propto E^{3/2}$ .

Такое поведение указывает на наличие пороговых особенностей в переносе тока через искусственную периодическую среду: по мере роста приложенного напряжения последовательно открываются новые каналы переноса. Резкий характер особенностей указывает на квантовую природу; в рамках классической статистики мы можем иметь лишь плавный кроссовер. В исследуемых структурах возможно наличие нарушений непосредственного электронного контакта между отдельными кластерами GaAs. Наиболее вероятным местом такого нарушения являются узкие каналы, соединяющие большие кластеры. Мы не располагаем пока убедительными данными относительно количества и распределения этих разрывов. Весьма вероятным кажется их расположение в виде правильной решетки по два разрыва на элементарную ячейку опала. При большом туннельном сопротивлении мы можем считать, что приложенное к образцу напряжение  $V$  падает, в основном, на барьерах. Тогда напряжение  $U$  на одном барьере легко может быть вычислено в предположении о равномерном распределении напряжения по барьерам:  $U = V/m$ , где  $m$  – число барьеров вдоль линий тока, которое, в свою очередь, равно  $N\nu$ , где  $N$  – число ячеек опала, а  $\nu$  – число барьеров в ячейке вдоль линий тока. При таких предположениях детальная информация о природе и структуре барьеров оказывается важной для величины тока, но не для определения положения особенностей ВАХ на оси приложенного напряжения. Следует отметить, что исследуемая структура является новым объектом, представляющим собой трехмерно-периодическую решетку туннельных контактов мезоскопического масштаба и данная работа является лишь началом исследования объекта. Поэтому наша задача состоит в анализе наиболее ярких черт наблюдаемых явлений, одной из которых является наличие изломов на ВАХ, расположенных в определенной последовательности: расстояние между изломами возрастает с его номером  $k$  (см. рис.2).

ВАХ состоит из трех характерных частей: омическая часть, кусочно-линейная (причем, несмотря на линейность отдельных участков ВАХ, она уже не может рассматриваться как омическая) и степенная ВАХ при больших напряжениях ( $I \propto V^\alpha$ , причем  $\alpha = 3/2$ ). Наиболее вероятное объяснение наблюдаемой картины представляется следующим. Омический участок в области малых напряжений определяется дрейфом инжектированных полупроводниковыми кластерами носителей в диэлектрических промежутках, причем главный вклад в сопротивление дают туннельные контакты, работающие в режиме упругого туннелирования. Этот вклад может быть оценен с помощью формулы Ландауэра [4]:

$$R = \frac{h}{e^2} \frac{1 - T}{T},$$

где  $T$  – коэффициент прохождения электронной волны через барьер,  $h$  – постоянная Планка,  $e$  – заряд электрона. С ростом приложенного напряжения открываются неупругие каналы рассеяния с испусканием имеющихся в матрице оптических фононов. Возникающая при этом неупругая добавка к току пропорциональна статистическому фактору вида [5].

$$I_{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(E)[1 - f(E + eV - \hbar\omega_0)]dE.$$

При  $T \gg \hbar\omega_0$  имеем

$$I_{\text{неупр}} \propto \begin{cases} 0 & \text{при } eV < \hbar\omega_0 \\ (eV - \hbar\omega_0) \frac{\exp[(eV - \hbar\omega_0)/kT]}{\exp[(eV - \hbar\omega_0)/kT] - 1} & \text{при } eV > \hbar\omega_0 \end{cases}$$

Повышение температуры ведет к некоторой размазке изломов. Первая производная имеет вид последовательности ступенек, а вторая – пиков. Пики с примерно такой же последовательностью ( $\omega_k \propto k^2$ ) наблюдаются и в инфракрасных спектрах кварца, начиная с  $k = 2$  [6], отражающих плотность оптических колебаний кристалла. Считая приведенную выше интерпретацию наиболее вероятной, мы, тем не менее, не исключаем и другие возможности. Одна из них – это резонансное туннелирование между соседними ямами [7], другая – электрофононный резонанс [8,9]. Оба механизма ведут к пикам тока, а не его второй производной, но подбирая специфические вероятности туннелирования и тому подобного можно приблизить расчетную ВАХ к наблюдаемой. Еще одна возможность туннелирования между кластерами – это "кулоновская блокада", прерываемая неупругими процессами. Этот вопрос должен быть рассмотрен в деталях, однако это объяснение остается в контексте первоначальной картины, но с учетом кулоновского взаимодействия.

Другой важный вопрос: где находятся разрывы и каковы пути туннелирования?

Имеется целый ряд возможностей, которые могут реализоваться в зависимости от режима синтеза. Первая, соответствующая плотному заполнению пустот, включая каналы, позволяет предположить наличие тонких разрывов заполнения в каналах, позволяющих электронам туннелировать через окружающую диэлектрическую среду. Вторая, соответствующая менее плотному заполнению, предполагает наличие относительно длинных незаполненных каналов, разделяющих кластеры. В этом случае можно говорить о легировании прилегающих к каналам слоев  $\text{SiO}_2$  благодаря адсорбции атомов As на стенках канала. При этом на границе с кластерами возникают барьеры. Кроме того, имеется возможность инжекции носителей из кластеров, что позволяет электронам передвигаться вдоль поверхности канала с малым сопротивлением (кроме контактных барьеров между кластерами и каналами).

Полученная система может рассматриваться как трехмерная решетка наноструктур типа диодов Шоттки, размеры которых порядка  $1000 \text{ \AA}$  со встречным включением. Приведенные объяснения особенностей ВАХ с привлечением неупругих процессов испускания оптических фононов позволяют надеяться как на наблюдение изменения спектра шумов благодаря испусканию оптических фононов при туннелировании, так и на наблюдение возможной модификации ВАХ облучением электромагнитным полем соответствующей частоты.

В решетке кластеров Te или HgSe, имеющих большую концентрацию носителей, переход к закону  $I = E^{3/2}$  наблюдался раньше, чем в случае GaAs, что можно объяснить лучшей инжекционной способностью этих кластеров.

Закон  $I = E^{3/2}$  в режим тока, ограниченного пространственным зарядом, не означает туннелирование через вакуум, но может быть объяснен сферической

геометрией кластеров с растеканием токов в матрице. Другая причина может заключаться в отсутствии дрейфа в диэлектрике вследствие малых размеров барьеров (баллистический режим).

Настоящая работа частично была выполнена благодаря поддержке Международного научного фонда (грант R1X000) и МНТП России "Физика твердотельных наноструктур" (грант 1-006).

- 
1. В.Н.Богомолов, А.И.Задорожный, Т.М.Павлова и др., Письма в ЖЭТФ **31**, 406 (1980).
  2. В.Н.Богомолов, В.В.Журавлев, Е.В.Колла, Ю.А.Кумзеров, Письма в ЖЭТФ **36**, 298 (1982).
  3. V.N.Bogomolov and Yu.I.Ravich, Abstracts of the Intern. Conf. on Phys. and Technol. of Metallic Nanostructures. Chernogolovka, Russia, p.15, 12-15 Sept. 1994.
  4. R.Landauer, J. Phys. Condens. Matter. **1**, 8099 (1989).
  5. D.J.Scalapino and S.M.Marcus, Phys. Rev. Lett. **18**, 459 (1967).
  6. *The Raman effect*. Vol. 2 Applications, Ed. A.Anderson. Marcel Dekker Inc., New York, 1973.
  7. Р.Ф.Казаринов, Р.А.Сулис, ФТП **5**, 797 (1971).
  8. V.V.Bryksin and Yu.A.Firsov, Sol. State Comm. **10**, 471 (1972).
  9. V.V.Bryksin, Yu.A.Firsov, and S.A.Ktitorov, Sol. State Comm. **39**, 385 (1981).