

# АНТИГИСТЕРЕЗИС СОПРОТИВЛЕНИЯ ГРАФЕНА НА ПОДЛОЖКЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА $\text{Pb}(\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x})\text{O}_3$

*А. И. Курчак, М. В. Стриха\**

*Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины  
03039, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 22 мая 2012 г.

Построена количественная модель для объяснения антигистерезисного поведения сопротивления графена на подложке из сегнетоэлектрика  $\text{Pb}(\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x})\text{O}_3$  с изменением напряжения на затворе. Модель учитывает захват электронов из слоя графена на состояния, связанные с интерфейсом графен–сегнетоэлектрик. При этом учтена конечная энергетическая ширина зоны примесных состояний, что позволило описать полученные ранее экспериментальные зависимости, включая увеличение, а затем насыщение «окна памяти» с увеличением переключающего напряжения на затворе. Сделанные оценки могут быть важны при создании элементов энергонезависимой памяти нового поколения, использующих возникающие в результате эффекта антигистерезиса два стабильных значения сопротивления, одному из которых соотносят логический «0», а второму — «1».

DOI: 10.7868/S0044451013010129

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Графен на подложке сегнетоэлектрика интенсивно изучают на протяжении последних лет (см. обзор [1] и ссылки в нем). Во-первых, такая подложка с высокой диэлектрической проницаемостью  $\kappa$  позволяет получить значения концентрации носителей в графене, на порядки превышающие те, которые были получены на традиционной подложке из  $\text{SiO}_2$  с  $\kappa = 3.9$ , а во-вторых, наличие гистерезиса в зависимости поляризации сегнетоэлектрика от величины приложенного поля позволяет создавать четко различаемые состояния с разным сопротивлением графенового «канала» (состояния «0» и «1» для логических элементов). Впервые такой логический элемент был создан на основе графена на подложке жидкокристаллического сегнетоэлектрика поливинилэден флюорид трифлуорэтилен (PVDF-TrFE) [2]. В дальнейшем технология таких элементов была усовершенствована [3, 4]. Однако их недостатком, с точки зрения практического применения, является необходимость значительных переключающих напряжений на затворе (несколько десятков вольт), что является следствием большой величины коэциативного поля, необходимого для из-

менения направления поляризации сегнетоэлектрика PVDF-TrFE.

Удачной альтернативой оказалось использование в качестве подложки сегнетоэлектрической керамики  $\text{Pb}(\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x})\text{O}_3$  (PZT). Такая подложка высокотехнологична и обладает очень высокой диэлектрической проницаемостью (до 3850 [5] вблизи морфотропной границы фаз при  $x = 0.52$ ). К настоящему времени на основе одно- и многослойного графена на подложке PZT уже созданы достаточно надежные системы с двумя устойчивыми состояниями [6–8], которые могут быть положены в основу работы элементов сегнетоэлектрической энергонезависимой памяти нового поколения. Также показана возможность создания на основе графена на сегнетоэлектрической подложке эффективного модулятора излучения ближнего и среднего ИК-диапазонов для оптических соединений на чипах [9].

Однако наблюдаемая в работах [6–8] (причем независимо от числа слоев графена ( $n = 1–15$ ), подвижности носителей ( $1600–140000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ) и диэлектрической проницаемости слоя PZT (30–500)) гистерезисная зависимость проводимости графенового канала от напряжения на затворе обладала по крайней мере двумя необычными особенностями. Во-первых, направление обхода петли гистерезиса оказалось противоположным тому, которое следовало бы ожидать исходя из представлений об из-

\*E-mail: maksym\_strikha@hotmail.com

менении поляризации собственно поверхностных диполей сегнетоэлектрика. Во-вторых, переключение системы происходило при напряжениях на затворе, существенно (на порядок и более) меньших, чем те, которые соответствовали бы коэрцитивному полю сегнетоэлектрика (что было исключительно хорошо для применения эффекта в реальных элементах энергонезависимой памяти).

До появления работы [10] отсутствовала не только численная модель для описания необычного вида гистерезиса в зависимости сопротивления графена от напряжения на затворе, наблюдаемого в работах [6–8], но и исчерпывающее качественное понимание эффекта, который был назван в этих работах «антигистерезисом». В работе [10] была предложена модель, учитывающая захват носителей состояниями на интерфейсе графен–сегнетоэлектрик и экранирование их зарядом электрического поля в подложке (с соответствующим уменьшением концентрации свободных носителей в графене). Такая простая модель позволила удовлетворительно качественно описать поведение сопротивления графенового канала с изменением напряжения на затворе, наблюдаемое в эксперименте [6].

Однако в работе [10] были сделаны упрощающие предположения о  $\delta$ -образном виде уровней интерфейсных состояний по шкале энергии и о мгновенном захвате свободных носителей из графена на эти состояния, когда уровень Ферми в легированном графене достигает энергии носителей. Как будет показано ниже, учет «размытости» этих состояний по энергетической шкале не только позволяет сделать вывод о невозможности мгновенного захвата, но и объясняет увеличение, а в дальнейшем насыщение «окна памяти» системы графен–сегнетоэлектрик–затвор с увеличением переключающего напряжения на затворе, наблюдаемое экспериментально [7, 8].

Наша работа изложена следующим образом. В разд. 2 построена теоретическая модель явления антигистерезиса в зависимости концентрации свободных носителей в графеновом канале на подложке из сегнетоэлектрика PZT от напряжения на затворе. В разд. 3 рассмотрено ее соответствие имеющимся в литературе экспериментальным данным, сопоставлены экспериментальные и теоретические зависимости удельного сопротивления графенового канала от напряжения на затворе и «окна памяти» от переключающего напряжения. В выводах обсуждены пределы применимости предложенной модели.

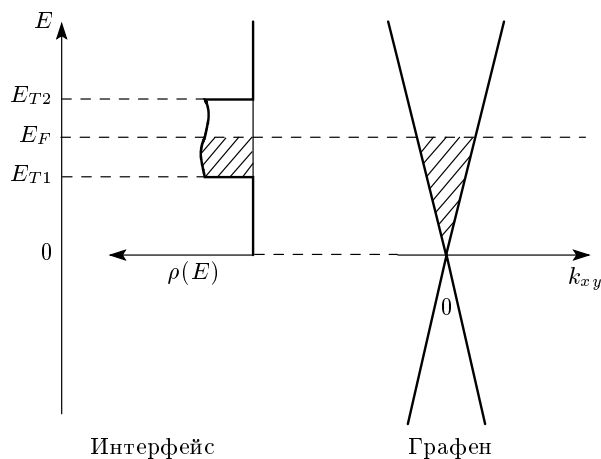


Рис. 1. Энергетический спектр графена и плотность  $\rho(E)$  локализованных состояний, связанных с интерфейсом графен–сегнетоэлектрик

## 2. МОДЕЛЬ ЯВЛЕНИЯ АНТИГИСТЕРЕЗИСА В ЗАВИСИМОСТИ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ В ГРАФЕНОВОМ КАНАЛЕ НА ПОДЛОЖКЕ PZT ОТ НАПРЯЖЕНИЯ НА ЗАТВОРЕ

В дальнейшем будем рассматривать моноатомный слой легированного напряжением на затворе графена, в котором зависимость энергии Ферми от концентрации  $n$  свободных носителей задается известным соотношением

$$E_F = \hbar v_F \sqrt{\pi n}, \tag{1}$$

где скорость Ферми  $v_F = 10^8$  см/с.

Предположим, что на интерфейсе графен–подложка существуют локализованные состояния с энергией, описываемой плотностью состояний  $\rho_T(E)$ . При этом также предположим, что величина  $\rho_T(E)$  отлична от нуля только в некотором интервале  $E_{T1} < E < E_{T2}$ , а вне этой зоны примесных состояний она нулевая (рис. 1). При увеличении напряжения на затворе  $V_g$  в диапазоне, для которого  $E_F < E_{T1}$ , концентрация носителей в слое графена определяется простым соотношением, являющимся следствием формулы для плоского конденсатора:

$$n = \kappa V_g / 4\pi e d, \tag{2}$$

где  $d$  — толщина подложки. Однако при  $E_F = E_{T1}$  электроны из слоя графена начинают заполнять интерфейсные состояния, имеющие поверхностную концентрацию  $n_T$ ,

$$n_T = \int_{E_{T1}}^{E_{T2}} \rho_T(E) dE. \quad (3)$$

Отрицательный заряд, связанный на заполненных интерфейсных состояниях, экранирует поле в подложке, и правой части выражения (2) будет теперь отвечать суммарная концентрация связанных носителей на интерфейсных состояниях и свободных носителей в слое графена. Поэтому при дальнейшем увеличении  $V_g$  концентрация свободных носителей в легированном графене как функция напряжения на затворе будет описываться уравнением

$$n(V_g) = \frac{\kappa V_g}{4\pi e d} - \int_{E_{T1}}^{E_F(n(V_g))} \rho_T(E) dE. \quad (4)$$

Отметим, что в верхнем пределе интеграла в правой части выражения (4) стоит энергия Ферми, зависящая от искомой концентрации  $n(V_g)$  через соотношение (1). Для дальнейшего решения уравнения следует знать вид плотности состояний  $\rho_T(E)$ . К сожалению, экспериментальные работы, посвященные микроскопической структуре состояний на интерфейсе графен–керамика PZT к настоящему времени отсутствуют. Поэтому сделаем наиболее простое предположение: эта плотность постоянна в рамках энергетического интервала  $E_{T1} < E < E_{T2}$  (и нулевая вне его). Исходя из этого предположения, из выражения (3) получаем

$$\rho_T(E) = n_T / \Delta E, \quad \Delta E \equiv E_{T2} - E_{T1}. \quad (5)$$

Подставив соотношение (5) в (4), получим в аналитическом виде решения уравнения для двух областей. В первой из них,

$$\frac{4\pi e d}{\kappa} \frac{E_{T1}^2}{\pi \hbar^2 v_F^2} \leq V_g < \frac{4\pi e d}{\kappa} \frac{E_{T2}^2}{\pi \hbar^2 v_F^2} + \frac{4\pi e d n_T}{\kappa}, \quad (6)$$

происходит заполнение интерфейсных состояний свободными носителями из легированного графена. В этой области

$$n = \left[ -\frac{n_T \sqrt{\pi} \hbar v_F}{2\Delta E} + \sqrt{\frac{n_T^2 \pi \hbar^2 v_F^2}{4\Delta E^2} + \frac{n_T E_{T1}}{\Delta E} + \frac{\kappa V_g}{4\pi e d}} \right]^2. \quad (7)$$

Как видно из выражения (7), при достаточно малой ширине энергетического промежутка  $\Delta E$  и достаточно большой концентрации  $n_T$  имеет место простое соотношение

$$n \approx \frac{E_{T1}}{\sqrt{\pi} \hbar v_F} + \frac{\kappa V_g}{4\pi e d} \frac{\Delta E}{n_T \sqrt{\pi} \hbar v_F}, \quad (8)$$

и, таким образом, концентрация свободных носителей в графене остается практически постоянной и почти не зависит от напряжения на затворе до завершения заполнения интерфейсных состояний. Этот результат существенно модифицирует простое предположение о мгновенном захвате носителей на интерфейсные состояния, использованное в работе [10].

В области более высоких напряжений на затворе, когда все интерфейсные состояния уже заполнены электронами,

$$\frac{4\pi e d}{\kappa} \frac{E_{T2}^2}{\pi \hbar^2 v_F^2} + \frac{4\pi e d n_T}{\kappa} \leq V_g, \quad (9)$$

уравнение (4) имеет очевидное решение:

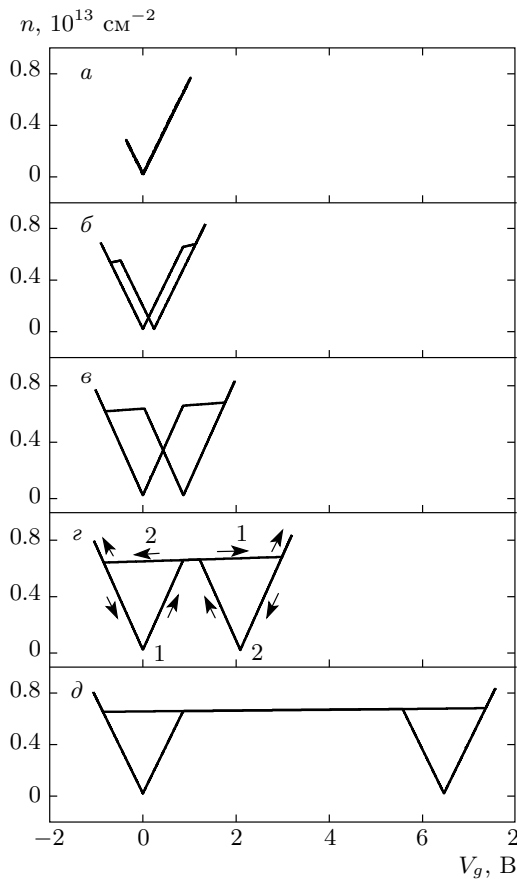
$$n(V_g) = \frac{\kappa V_g}{4\pi e d} - n_T. \quad (10)$$

Дальнейшим нашим предположением, как и в работе [10], является то, что время жизни электронов на интерфейсных состояниях значительно превосходит время переключения системы. Поэтому соотношение (9) справедливо и при дальнейшем уменьшении напряжения на затворе: ведь носители, захваченные на состояния, на них и остаются, хотя уровень Ферми в графене уже находится ниже этих состояний по энергетической шкале.

Таким образом, зависимость концентрации  $n$  от напряжения  $V_g$  будет иметь вид, изображенный на рис. 2 (кривые 1 для увеличения напряжения и 2 для его уменьшения, стрелки указывают увеличение или уменьшение напряжения; зависимости от напряжения переключения, представленные на рис. 2а–е, будут обсуждены ниже). Кривая 2 достигает точки электронейтральности (точки Дирака) при напряжении  $V_{DP}$ , определяемом концентрацией состояний  $n_T$ :

$$V_{DP} = 4\pi e d n_T / \kappa. \quad (11)$$

Отметим, что слева от точек Дирака кривые 1, 2 на рис. 2 соответствуют концентрациям дырок. При некотором большом отрицательном напряжении  $V_g$  (величина которого зависит от модели локализованных состояний) захваченные электроны в конце концов прорекомбинируют с дырками в слое графена. К сожалению, данные о микроскопической природе потенциала уровня, которые позволили бы построить более точную модель такого процесса, отсутствуют. Поэтому остается предположить, что зависимость концентрации  $n$  свободных носителей от напряжения на затворе будет иметь вид, симметричный относительно точки  $V_{DP}/2$ : при некотором значении



**Рис. 2.** Гистерезис в зависимости концентрации свободных носителей в легированном графене на подложке PZT от напряжения на затворе. Значения параметров, отвечающих рис. 2а–д, указаны в тексте. Стрелки показывают направление обхода петли гистерезиса

отрицательного напряжения начнется опустошение уровня, а при значении, большем на величину порядка  $V_{DP}$ , оно завершится. Тогда зависимость концентрации от напряжения снова приобретет вид (2). Таким образом, петля гистерезиса в зависимости концентрации от напряжения на затворе замкнется.

Понятно, что если диапазон изменения напряжения на затворе мал (т.е. выполняется условие  $E_F < E_{T1}$ ), то концентрация всегда соответствует кривой 1 и никакого гистерезиса не наблюдается (рис. 2а). Особый интерес приобретает случай, когда напряжение переключения  $V_{sweep}$  лежит в интервале (6), т.е. когда заполнение уровня еще не завершено. При этом кривая антигистерезиса «расширяется», а точки электронейтральности отдаляются друг от друга по шкале напряжений с увеличением  $V_{sweep}$ . Расстояние между ними теперь определяется соотношением

$$V_{DP}(V_{sweep}) = 4\pi\epsilon d n_T(V_{sweep})/\kappa, \quad (12)$$

где  $n_T(V_{sweep})$  — концентрация интерфейсных состояний, которые оказались заполненными электронами к моменту переключения:

$$n_T(V_{sweep}) = \int_{E_{T1}}^{E_F(n(V_{sweep}))} \rho_T(E) dE. \quad (13)$$

Отметим, что именно величина (12) — расстояние по шкале напряжений на затворе между двумя последовательными прохождениями точки электронейтральности — определяет «окно памяти» системы [8]. Из выражений (12), (13) видно, что окно памяти увеличивается с увеличением напряжения на затворе и в конце концов достигает насыщения, когда напряжение переключения попадает в область (9) и все интерфейсные состояния уже заполнены электронами. Именно такую зависимость демонстрировало «окно памяти» в работах [7, 8].

Рисунок 2 иллюстрирует это увеличение окна памяти. Зависимости рассчитаны для значений параметров  $\kappa = 400$ ,  $d = 300$  нм,  $n_T = 7.37 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup> (а),  $1.77 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> (б),  $6.4 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> (в),  $1.54 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> (г),  $4.76 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> (д),  $E_{T1} = 0.3$  эВ,  $\Delta E = 0.005$  эВ. При этом, поскольку для оценок нами взято малое значение ширины зоны  $\Delta E$  примесных состояний, полученные численно зависимости в пределах интервала напряжений на затворе (7), где происходит заполнение примесного уровня, имеют вид ровного плато, описываемого выражением (8). Поскольку концентрация состояний от рис. 2а к рис. 2д растет, увеличивается и интервал напряжений (6), необходимый для заполнения этих состояний электронами из слоя графена.

### 3. АНТИГИСТЕРЕЗИС В ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ГРАФЕНОВОГО КАНАЛА ОТ НАПРЯЖЕНИЯ НА ЗАТВОРЕ: СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Гистерезису в зависимости концентрации от напряжения на затворе должен соответствовать гистерезис в аналогичной зависимости полного удельного сопротивления (напомним: в двумерной структуре оно имеет размерность Ом). Действительно, полное удельное сопротивление слоя графена обратно пропорционально его проводимости:

$$\rho(V_g) \approx \frac{1}{\sigma(V_g) + \sigma_{intr}(T) + \sigma_{min}}. \quad (14)$$

Здесь первое слагаемое в знаменателе отвечает проводимости легированного графена,

$$\sigma(V_g) = en\mu, \tag{15}$$

где концентрация  $n$  определяется зависимостями от  $V_g$ , полученными выше, а  $\mu$  — подвижность носителей. Второе слагаемое в знаменателе выражения (14) описывает проводимость  $\sigma_{intr}$  собственно графена, и его нужно учитывать, когда уровень Ферми находится вблизи точки электронейтральности. Напомним, что концентрация носителей в собственно графене зависит от температуры  $T$ :

$$n_{intr}(T) = \frac{2(kT)^2}{\pi(\hbar v_F)^2}, \tag{16}$$

где  $k$  — постоянная Больцмана. Согласно (16), комнатной температуре соответствует концентрация  $n_{intr} \approx 1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Поэтому для подложки толщиной около 300 нм и с диэлектрической проницаемостью  $\kappa \approx 400$  это слагаемое следует учитывать в области вблизи точки электронейтральности шириной порядка  $\pm 0.1 \text{ В}$ . В этой области по шкале напряжений на затворе такая проводимость сопоставима с описываемой выражением (15). Наконец, величина  $\sigma_{min} \approx 4e^2/\hbar$  отвечает минимальной проводимости вблизи точки Дирака, которая имеет квантовую природу (см., например, [11]).

Расчетная зависимость  $\rho(V_g)$  изображена на рис. 3 (кривые 1 для увеличения напряжения и 2 для его уменьшения, стрелки также указывают увеличение или уменьшение напряжения, параметры для кривых на рис. 3а–д для концентраций легирования отвечают такие же, как для рис. 2а–д, температура комнатная, подвижность мы полагали равной  $\mu = 4900 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , что лежит в пределах значений для образцов, исследованных в работах [7, 8]). Как видно, нами получены кривые антигистерезиса, поведение которых соответствует результатам работ [6–8] (см. рис. 3а в работе [7]). При этом модель не объясняет некоторой асимметричности пиков сопротивления, наблюдаемой экспериментально и связанной, очевидно, с химическим легированием графена в области нанесения контактов.

На рис. 4 изображены экспериментальная [8] и теоретическая (рассчитанная с помощью выражений (12), (13)) зависимости «окна памяти» от переключающего напряжения на затворе (экспериментальной ситуации отвечают значения  $\kappa = 500$ ,  $d = 180 \text{ нм}$ ). Как видно, хорошего совпадения кривых удастся достичь при параметрах  $E_{T1} = 0.45 \text{ эВ}$ ,  $\Delta E = 0.11 \text{ эВ}$ ,  $n_T = 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . При этом «подгончными» являлись только два последних параметра,

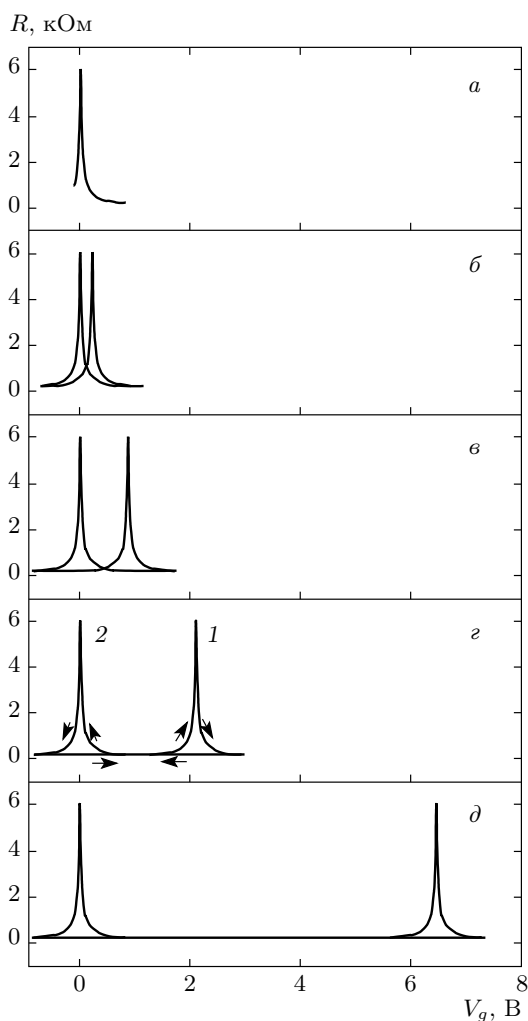


Рис. 3. «Антигистерезис» в зависимости удельного сопротивления графенового канала от напряжения на затворе. Значения параметров, отвечающих рис. а–д, те же, что и для рис. 2а–д. Стрелки показывают направление обхода петли гистерезиса

поскольку значение энергии нижнего края зонных состояний легко найти из значения напряжения переключения на затворе, которому соответствует переход от ситуации без гистерезиса (рис. 3а) к началу заполнения интерфейсных состояний (рис. 3б).

Как видно из сравнения теоретических и экспериментальных кривых, предложенная модель описывает не только явление антигистерезиса в зависимости удельного сопротивления (тока) от напряжения на затворе, но и экспериментально наблюдаемое увеличение, а затем насыщение «окна памяти» с увеличением напряжения переключения системы. Отметим, что в рамках простого приближения  $\delta$ -образного уровня объяснить это не представ-

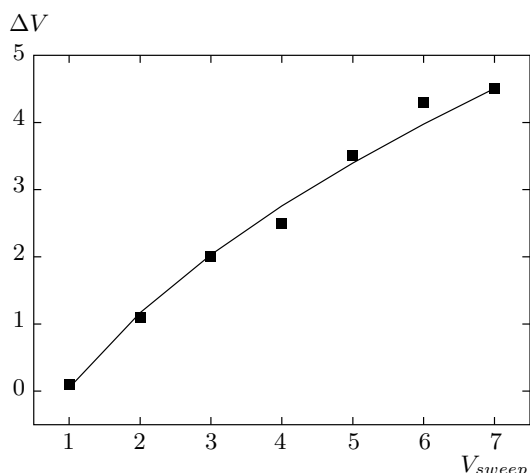


Рис. 4. Зависимость «окна памяти» от напряжения переключения на затворе (точки — экспериментальные данные [8], сплошная линия — теория)

лялось возможным. Более того, использование модели может дать количественные представления о параметрах интерфейсных состояний.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы использовали набор стандартных предположений, применяемых в физике графена. Отметим, что формула (2) применима к достаточно «толстым» (толщиной более нескольких ангстрем) подложкам, когда можно пренебречь слагаемым, связанным с «квантовой емкостью» [11]. Однако, поскольку весь набор описанных в работах [2–4, 6–8] экспериментальных ситуаций связан с подложками субмикронной толщины, такое приближение является вполне оправданным.

Релаксация антигистерезиса, наблюдаемая в эксперименте [6], может быть объяснена конечностью времени жизни электронов на интерфейсных состояниях. Однако такое время жизни может быть рассчитано лишь исходя из некоторой микроскопической модели, которая, в свою очередь, требует информации о физической природе состояний. К сожалению, к настоящему времени такая информация в достаточном объеме отсутствует.

Предположение о длительности нахождения электронов на интерфейсных состояниях по сравнению со временем переключения системы оправдано. В современных устройствах энергонезависимой памяти время переключения может составлять величину порядка пикосекунд. В то же время в работе

[6] было показано, что эффект самопроизвольного заполнения/опустошения интерфейсных состояний (с туннелированием через барьер) характеризуется длительными временами релаксации. Такое время  $\tau$  возрастало от 6 ч при 300 К до 80 дн при азотной температуре. Рассматривая процесс как термически активированную релаксацию, описываемую соотношением  $1/\tau \propto \exp[-\Delta E/kT]$ , можно оценить энергию активации  $\Delta E \approx 50\text{--}110$  мэВ.

Отметим также, что в проведенном простом рассмотрении мы фактически пренебрегли собственным гистерезисом в зависимости поляризации сегнетоэлектрика PZT от приложенного поля. Это приближение справедливо лишь в области малых  $V_g$ , соответствующих значениям  $n$ , значительно меньшим, чем номинальная двумерная концентрация носителей заряда, отвечающая поляризации PZT и равная  $3 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup> [6]. При таких малых напряжениях на затворе сегнетоэлектрик может быть приближенно рассмотрен как диэлектрик с очень высоким значением диэлектрической проницаемости  $\kappa$ .

Полученные оценочные значения концентрации интерфейсных состояний являются не слишком большими, поскольку имеются экспериментальные свидетельства значительно больших поверхностных концентраций таких состояний для сегнетоэлектрика [12].

Предложенная простая модель, учитывающая экранирование электрического поля в подложке рядом электронов, захваченных состояниями на интерфейсе графен–сегнетоэлектрик, позволяет удовлетворительно объяснить наблюдаемое явление антигистерезиса в зависимости удельного сопротивления графена от напряжения на затворе, а также насыщение «окна памяти» с увеличением напряжения переключения.

Поскольку на основе эффекта антигистерезиса в системе «графен на PZT-подложке» предложено создание ячеек энергонезависимой памяти (состояния с минимальным значением сопротивления графенового канала отвечают «0», с максимальным — «1»), рассмотренная модель может быть важна для расчета параметров оперативных запоминающих устройств (FRAM) нового поколения. В частности, показано, что эффект антигистерезиса в зависимости концентрации носителей в канале легированного графена на подложке PZT от напряжения на затворе приводит к антигистерезису не только в соответствующей зависимости сопротивления, но и в зависимостях оптических характеристик (в первую очередь, коэффициента отражения [13]). Поэтому на основе рассмотренной системы

графен–сегнетоэлектрик–затвор могут быть созданы не только электрофизические, но и оптические системы с двумя устойчивыми состояниями.

В свою очередь, можно рассчитывать, что полученные результаты приведут к интенсификации изучения локализованных состояний на интерфейсе графен–сегнетоэлектрическая керамика PZT.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Украины в рамках выполнения совместного украинно-российского проекта. Авторы также благодарны В. Г. Литовченко за постоянное внимание к этой работе.

### ЛИТЕРАТУРА

1. M. V. Strikha, Ukr. J. Phys. Opt. **13**, Suppl. 3 Sci. Horiz., S5 (2012).
2. Yi Zheng, G.-X. Ni, C.-T. Toh et al., Appl. Phys. Lett. **94**, 163505 (2009).
3. Yi Zheng, G.-X. Ni, C.-T. Toh et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 166602 (2010).
4. S. Raghavan, I. Stolichnov, N. Setter et al., Appl. Phys. Lett. **100**, 023507 (2012).
5. J. Rouquette, J. Haines, V. Bornand et al., Phys. Rev. B **70**, 014108 (2004).
6. X. Hong, J. Hoffman, A. Posadas et al., Appl. Phys. Lett. **97**, 033114 (2010).
7. Yi Zheng, Guang-Xin Ni, Sukang Bae et al., Europhys. Lett. **93**, 17002 (2011).
8. Emil B. Song, Bob Lian, Sung Min Kim et al., Appl. Phys. Lett. **99**, 042109 (2011).
9. M. V. Strikha, Ukr. J. Phys. Opt. **12**, 162 (2011).
10. М. В. Стриха, Письма в ЖЭТФ **95**, 216 (2012).
11. S. Das Sarma, Shaffique Adam, E. H. Hwang, and Enrico Rossi, Rev. Mod. Phys. **83**, 407 (2011).
12. A. Ohtomo, D. A. Muller, J. L. Grazul, and H. Y. Hwang, Nature **419**, 378 (2002).
13. M. V. Strikha, Ukr. J. Phys. Opt. **13**, 45 (2012).