05,10

Теория флеш-памяти на основе двумерного вигнеровского кластера

© Мехрдад М. Махмудиан^{1,2}, М.М. Махмудиан^{1,2}, М.В. Энтин¹

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет,

Новосибирск, Россия

E-mail: m.makhmudian1@g.nsu.ru, mahmood@isp.nsc.ru, entin@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 30 июня 2025 г. В окончательной редакции 13 августа 2025 г. Принята к публикации 15 августа 2025 г.

Современная флеш-память работает за счет удержания (захвата) электронов на ловушках в диэлектрике, что приводит к изменению сопротивления двумерного канала полупроводника. В данной работе численно изучается структурное упорядочение — вигнеровская кристаллизация локализованных электронов на глубоких ловушках. Угловая функция распределения этих электронов подтверждает их вигнеровскую локализацию.

Ключевые слова: вигнеровский кластер, флеш-память, локализованные электроны, угловая функция распределения.

DOI: 10.61011/FTT.2025.09.61635.3-25

1. Введение

Вигнеровская кристаллизация свободных электронов была теоретически предсказана в 1934 году Вигнером [1]. Она обусловлена кулоновским отталкиванием свободных электронов и наблюдается в условиях, когда потенциальная энергия электронов превышает их кинетическую энергию. Вигнеровская кристаллизация свободных электронов над поверхностью жидкого гелия была предсказана в работе [2] и экспериментально наблюдалась в работах [3,4]. В работе [5] была теоретически предсказана вигнеровская кристаллизация свободных электронов и дырок в инверсионном слое полупроводника.

Экспериментально вигнеровская кристаллизация электронов наблюдалась гетероструктуре $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ [6]. Вигнеровская кристаллизация наблюдалась одномерных свободных электронов карбоновых нанотрубках [7]. Двумерные (2D) вигнеровские кристаллы изучались в 2D газе свободных электронов в магнитных полях [8,9] и наблюдались в муаровых сверхрешетках дихалькогенидов переходных металлов [10-14]. Теоретически двумерные вигнеровские кристаллы свободных электронов изучались в нескольких работах (см. [15] и ссылки там), в том числе изучались кристаллы конечных размеров [16–22].

Аморфный нитрид кремния Si_3N_4 имеет высокую концентрацию электронных и дырочных ловушек и используется в качестве запоминающей среды в современной Charge Trap Flash Memory (СТFM) [23,24]. Локализованные на ловушках в Si_3N_4 носители индуцируют (логическая 1), или не индуцируют (логический 0) в кремнии проводящий инверсионный канал.

Чем больше концентрация заряженных ловушек в ${\rm Si}_3{\rm N}_4$, тем больше разница между логическим нулем и

единицей — окно памяти. В работе [25] была высказана гипотеза о вигнеровской кристаллизации локализованных на ловушках в диэлектрике электронов. С помощью численного моделирования в модели периодической решетки [26] показано, что электроны, локализованные на ловушках в двумерном диэлектрике, образуют упорядоченную структуру.

В связи с миниатюризацией флэш-памяти представляет интерес рассмотрение двумерных вигнеровских кластеров (ДВК) с малым числом электронов. Важно отметить, что нейтральные ловушки, ответственные за эффект памяти в Si₃N₄, распределены в пространстве случайным образом. Однако, из-за наличия кулоновского отталкивания локализованных электронов, последние образуют упорядоченную структуру, а с учетом беспорядка — вигнеровское стекло. Конкуренция между кулоновским взаимодействием и беспорядком, обусловленным случайным распределением примесей, ранее изучалась в работе [27]. Аналогичные системы исследовались в рамках модели кулоновской щели Эфроса-Шкловского [28–30]. Пиннинг одномерных и двумерных вигнеровских кристаллов беспорядком изучался в нескольких работах (см. [30] и ссылки там). Наша задача, в отличие от упомянутых работ, состоит в определении основного состояния ДВК электронов, размещенных на ловушках. Мы обращаем внимание на переход между упорядоченным состоянием при малой концентрации электронов и случайным расположением электронов на ловушках, когда их концентрации соизмеримы.

Электроны в диэлектрике флеш-памяти локализуются на глубоких ловушках. Число таких ловушек велико (в 100 раз) по сравнению с числом захваченных электронов. При размещении электронов они стремятся минимизировать кулоновскую энергию взаимодействия. Таким образом, структура кластера определяется ми-

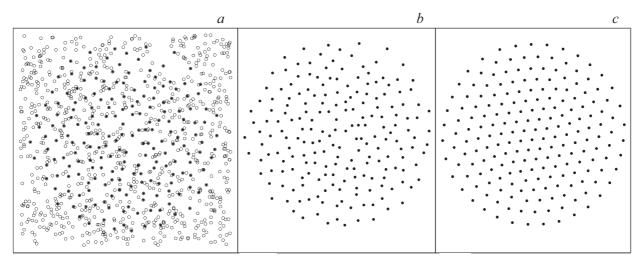


Рис. 1. a — система из 1000 ловушек (круги) с 200 локализованными электронами (точки), положение которых соответствует минимуму полной энергии системы; b — кластер, образованный 200 локализованными электронами; c — ДВК из 200 свободных электронов.

нимальностью кулоновской энергии при условии, что электроны размещаются случайным образом на ловушках. Это создает конкуренцию беспорядка в расположении ловушек и упорядоченности из-за кулоновского взаимодействия. Степень беспорядка определяется соотношением плотности нейтральных и заряженных электронами ловушек. Кроме того, конечность размера кластера приводит к влиянию полного числа электронов на их упорядочение [18–22].

В настоящей статье изучается ДВК электронов, локализованных на случайных ловушках в диэлектрике. Для исследования используется численное моделирование. В дальнейшем мы будем рассматривать задачу чисто классически. Квантовые состояния на ловушках могут сводиться к этой задаче, если пренебречь размером состояния и потенциальной многозарядностью ловушки.

Основная задача заключается в исследовании равновесных конфигураций локализованных электронов, их пространственного распределения и фазового состояния (вигнеровский кристалл, стекло) в зависимости от параметров системы: жесткости параболического потенциала, концентрации ловушек и электронов. Важную роль играет конкуренция между стремлением параболического потенциала сконцентрировать электроны в центре системы и кулоновским отталкиванием, которое, наоборот, способствует их равномерному (однородному) распределению. В результате этой конкуренции формируется неоднородное распределение заряда, которое может демонстрировать различные типы упорядочения в зависимости от параметров.

2. ДВК электронов, локализованных на ловушках

В качестве диэлектрика рассматривается двумерная система в плоскости (x, y), в котором случайным об-

разом распределены нейтральные ловушки — свободные места, на которых могут располагаться электроны. Электроны, попадающие в систему, локализуются на случайных позициях ловушек \mathbf{r}_i , а размером состояния пренебрегается. В то же время исключаются как многозарядные ловушки, так и незахваченные электроны (последние быстро термализуются и захватываются). Взаимодействие электронов определяется кулоновским отталкиванием, а также внешним параболическим потенциалом, создаваемым полем электрода. Параболический потенциал имеет вид $U(\mathbf{r}) = kr^2/2$, (k > 0), k — жесткость параболического потенциала, r — расстояние от центра системы. Кулоновское взаимодействие между электронами описывается выражением $V = \sum_{i>j} e^2/\varepsilon |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$, где e — заряд электрона, ε — диэлектрическая проницаемость окружающей среды. Энергия электронов в системе, измеренная в энергетических единицах $E_0 = (ke^4/2\varepsilon^2)^{1/3}$, имеет вид $E = \sum_{i>i} 1/|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j| + \tilde{k} \sum_i r_i^2$, где $\tilde{k} = (\sqrt{2}\varepsilon/e^2)^{2/3}$.

Равновесные конфигурации локализованных на ловушках электронов, соответствующие минимуму их полной энергии, находятся с помощью численного моделирования. Результаты анализируются с помощью построения углового распределения электронов f, а также пространственной конфигурации электронов, что позволяет наглядно наблюдать формирование упорядоченных или неупорядоченных структур.

Результаты численного моделирования, демонстрирующие захват электронов на случайные ловушки, приведены на рис. 1, а. На рис. 1, b выделен кластер, образованный этими электронами. ДВК свободных электронов представлен на рис. 1, с. Параметры удерживающего потенциала в случае захвата электронов на случайных ловушках и для случая свободных электронов выставлены одинаково. Радиусы кластеров в первом и во втором случаях получаются одинаковыми, хотя упорядоченная

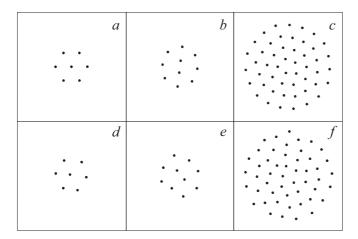


Рис. 2. Структуры ДВК, образованные 7 (a), 10 (b) и 50 (c) свободными электронами и структуры ДВК, образованные 7 (d), 10 (e) и 50 (f) электронами, локализованными на 5000 случайно расположенных ловушках.

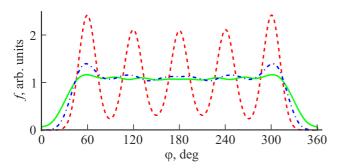


Рис. 3. Угловая функция распределения f для ближайших соседей электронов ДВК из 200 свободных электронов (красная штриховая линия) и системы из 200 электронов, захваченных на 1000 (зеленая сплошная линия) и 5000 (синяя штрихпунктирная линия) ловушках. По горизонтали — угол в градусах, по вертикали — относительные единицы.

структура теряется из-за случайного расположения ловушек.

На рис. 2, a-c приведены структуры ДВК свободных электронов. Наши расчеты показали, что электроны, локализованные на ловушках, образуют похожие упорядоченные структуры (рис. 2, d-f). Чем больше отношение числа ловушек к числу захваченных электронов, тем ближе полученные структуры к структуре ДВК. В нашем случае это соотношение равно 100:1. В отличие от кластера свободных электронов, локализованные на ловушках электроны слабо разупорядочены (рис. 2, e). При увеличении числа электронов свободы для их размещения становится меньше, минимизация полной энергии приводит к образованию неупорядоченного ДВК (вигнеровского стекла) (рис. 1, a, b и рис. 2, f).

Рис. 3 демонстрирует угловую корреляцию в расположении электронов. Он показывает распределение взаимных углов ("валентные углы") между векторами, соединяющими соседние электроны (до 6). Отчетливо

видна периодичность по углу с периодом $\pi/3$, что соответствует 6 ближайшим соседям. Как правило, из-за плотной укладки электронов они имеют гексагональное окружение. Отметим, что угловая корреляция с введением ловушек сохраняется лучше, чем пространственная. Причина состоит в нечувствительности угловой корреляции к плотности кластера.

3. Обсуждение

Полученные равновесные конфигурации локализованных электронов указывают на образование структур, подобных вигнеровскому кластеру свободных электронов, образующих гексагональную решетку. При этом степень сходства растет с ростом соотношения числа ловушек к числу захваченных электронов. При малом соотношении этих чисел, в отличие от вигнеровского кластера свободных электронов, локализованные на ловушках электроны образуют не строго периодическую, неупорядоченную решетку — вигнеровское стекло.

4. Заключение

Мы проследили переход от состояния вигнеровского кластера к неупорядоченному вигнеровскому стеклу, в котором остается только корреляция в первой координационной сфере. Получена зависимость угловой функции распределения и силы кулоновского взаимодействия.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-12-00022.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] E. Wigner. Phys. Rev. 46, 1002–1011 (1934).
- [2] H.M. Van Horn. Phys. Rev. 157, 342–349 (1967).
- [3] R.S. Crandall, R. Williams. Phys. Lett. A 34, 404-405 (1971).
- [4] C. Grimes, G. Adams. Phys. Rev. Lett. 42, 795-798 (1979).
- [5] A.V. Chaplik. Sov. Phys. JETP **35**, 395 (1972).
- [6] E.Y. Andrei, G. Deville, D.C. Glattli, F.I.B. Williams, E. Paris,B. Etienn. Phys. Rev. Lett. 60, 2765–2768 (1988).
- [7] V.V. Deshpande, M. Bockrath. Nat. Phys. 4, 314–318 (2008).
- [8] V. Goldman, M. Santos, M. Shayegan, J. Cunningham. Phys. Rev. Lett. 65, 2189–2192 (1990).
- [9] H. Zhou, H. Polshyn, T. Taniguchi, K. Watanabe, A.F. Young. Nat. Phys. 16, 154–158 (2020).
- [10] H. Li, Sh. Li, E.C. Regan, D. Wang, W. Zhao, S. Kahn, K. Yumigeta, M. Blei, T. Taniguchi, K. Watanabe, S. Tongay, A. Zettl, M.F. Crommie, F. Wang. Nature 597, 650–654 (2021).

- [11] E.C. Regan, D. Wang, Ch. Jin, M.I.B. Utama, B. Gao, X. Wei, S. Zhao, W. Zhao, Z. Zhang, K. Yumigeta, M. Blei, J.D. Carlström, K. Watanabe, T. Taniguchi, S. Tongay, M. Crommie, A. Zettl, F. Wang. Nature 579, 359–363 (2020).
- [12] Y. Xu, S. Liu, D.A. Rhodes, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Hone, V. Elser, K.F. Mak, J. Shan. Nature 587, 214–218 (2020).
- [13] X. Huang, T. Wang, Sh. Miao, Ch. Wang, Z. Li, Z. Lian, T. Taniguchi, K. Watanabe, S. Okamoto, D. Xiao, S.-F. Shi, Y.-T. Cui. Nat. Phys. 17, 715–719 (2021).
- [14] H. Li, Z. Xiang, A.P. Reddy, T. Devakul, R. Sailus, R. Banerjee, T. Taniguchi, K. Watanabe, S. Tongay, A. Zettl, L. Fu, M.F. Crommie, F. Wang. Science 385, 86–91 (2024).
- [15] M. Mazars. EPL 110, 26003 (2015).
- [16] C. Yannouleas, U. Landman. Phys. Rev. Lett. 82, 5325 (1999).
- [17] R. Egger, W. Häusler, C.H. Mak, H. Grabert. Phys. Rev. Lett. 82, 3320 (1999).
- [18] V.M. Bedanov, F.M. Peeters. Phys. Rev. B 49, 2667 (1994).
- [19] V.A. Schweigert, F.M. Peeters. Phys. Rev. B 51, 7700 (1995).
- [20] М.М. Mahmoodian, Mehrdad M. Mahmoodian, M.V. Entin. Письма в ЖЭТФ **115**, *10*, 642–649 (2022).
- [21] Mehrdad Mahmoodian, M.V. Entin. J. Phys.: Conf. Ser. 2227, 012012 (2022).
- [22] Мехрдад М. Махмудиан, М.М. Махмудиан, М.В. Энтин. ФТТ **65**, *10*, 1769–1776 (2023).
- [23] V.A. Gritsenko. In: Thin Films on Silicon: Electronic and Photonic Applications. World Scientific Press (2016). Ch. 6, p. 273.
- [24] A. Goda. Electronics 10, 3156 (2021).
- [25] V.A. Gritsenko. JETP Lett. 64, 525-530 (1996).
- [26] S.S. Shaimeev, V.A. Gritsenko, H. Wong. Appl. Phys. Lett. 96, 263510 (2010).
- [27] R. Chitra, T. Giamarchi, P. Le Doussal. Phys. Rev. B 65, 035312 (2001).
- [28] A.L. Efros, B.I. Shklovskii. J. Phys. C: Solid State Phys. **8**, *4*, L49 (1975).
- [29] A.L. Efros. J. Phys. C: Solid State Phys. 9, 2021 (1976).
- [30] B.I. Shklovskii. Low Temperature Physics 50 (12), 1101–1112 (2024).

Редактор А.Н. Смирнов