

03,05

## Нано-электромагниты на основе гибридных SiC/Si наноструктур

© Н.Т. Баграев<sup>1</sup>, Л.Е. Клячкин<sup>1</sup>, А.М. Маляренко<sup>1</sup>, А.В. Осипов<sup>2</sup>, С.А. Кукушкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Институт проблем машиноведения РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: bagraev@mail.ioffe.ru, sergey.a.kukushkin@gmail.com

Поступила в Редакцию 14 июля 2025 г.

В окончательной редакции 23 июля 2025 г.

Принята к публикации 26 июля 2025 г.

Рассматриваются возможные пути получения электромагнитов с помощью электромагнитной индукции на поверхности наноструктур карбида кремния, содержащих кремниевые вакансии и выращенных на поверхности монокристаллического кремния методом согласованного замещения атомов. Исследуются электрические характеристики приборных структур, изготовленных в рамках холловской геометрии, в зависимости от величины продольного тока исток–сток, в процессе пропускания которого индуцируется магнитное поле, перпендикулярное плоскости структуры. Данное поле определяет характеристики бездиссипативного транспорта одиночных носителей в краевых каналах наноструктуры, которые анализируются с помощью результатов измерений проводимости в зависимости от величины магнитного потока через площадь краевого канала.

**Ключевые слова:** наномагниты, магнитная восприимчивость, карбид кремния на кремнии, кремниевые вакансии, наноструктуры.

DOI: 10.61011/FTT.2025.08.61313.196-25

### 1. Введение

В настоящее время разработка и получение наномагнитов и различных устройств на их основе становится актуальной проблемой [1,2]. Анализ состояния данной области науки и техники показывает, что практически отсутствуют разработки, основанные на полупроводниковых наноструктурах, содержащих низкоразмерные наномагниты. Кроме того, при разработке наномагнитов в сочетании с низкоразмерными структурами требуется обеспечить условия для бездиссипативного транспорта одиночных носителей, что представляется достаточно трудной задачей, поскольку внедрение дополнительного количества рассеивателей и всевозможных барьеров препятствует реализации конструктивной квантовой интерференции [3].

Одним из эффективных путей подавления электрон-электронного взаимодействия, и тем самым реализации условий для формирования спиновых интерференционных контуров внутри квазидвумерных и квазидиодномерных структур, является использование оболочек, состоящих из цепочек дипольных центров с отрицательной корреляционной энергией (negative-U) [4,5]. При этом удается разделить краевые каналы, ограниченные цепочками negative-U центров, на участки, содержащие одиночные носители и, таким образом, реализовать самые разные интерференционные контуры для наблюдения макроскопических квантовых эффектов [6]. Следует отметить, что бездиссипативный транспорт обеспечивается постоянным взаимодействием

одиночных носителей с дипольными negative-U центрами оболочки. Этот постоянный обмен энергией является подпиткой бездиссипативного транспорта, поскольку туннелирование носителя через negative-U дипольные центры ( $D^+ + D^- + h \Rightarrow D^0 + (D^0 + h) \Rightarrow h + 2D^0$ ) сопровождается уходом носителя и последующим восстановлением дипольных центров ( $2D^0 \Rightarrow D^+ + D^-$ ) [7,8]. В настоящее время вышеописанный принцип реализации бездиссипативного транспорта одиночных носителей был реализован на нескольких типах полупроводниковых наноструктур с краевыми каналами, а именно — в сверхзузких квантовых ямах на поверхности монокристаллического кремния [4,5], краевые каналы которых ограничены цепочками negative-U дипольных центров бора, а также на поверхности гетеропереходов  $CdB_xF_{2-x}$  [9,10].

Другую возможность подавить электрон-электронное взаимодействие предоставляют кремниевые вакансии  $V_{Si}$  в SiC, выращенном методом согласованного замещения атомов [11]. В основе метода согласованного замещения атомов лежит реакция взаимодействия газообразногоmonoоксида углерода (CO) с поверхностью монокристаллического кремния при определенной температуре, давлении и скорости потока CO. В результате этой реакции один из атомов кремния удаляется, улетучиваясь с молекулой  $SiO$ , а другой, находящийся в кристаллической решетке Si, соединяется с углеродом CO. При этом в кремниевой ячейке образуется вакансия. Отличительной особенностью данной реакции, позволяющей выращивать высокосовершенные слои карбида

кремния на поверхности кремния, является то, что она протекает в три стадии, разделенные во времени, в отличие от реакций, используемых в классических методах выращивания  $SiC$  на  $Si$ .

На первой стадии реакции, на месте части атомов  $Si$  образуются вакансии, а рядом с ними в междуузельные позиции в  $Si$  встают атомы углерода. Вакансия сжимает решетку, а углерод в междуузельной позиции наоборот ее расширяет. Расчеты [11,12] показывают, что если эти дефекты лежат в плоскости (111) вдоль направления  $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ , то между ними возникает упругое притяжение, в результате чего общая упругая энергия системы понижается. В приповерхностной области кремния образуется ансамбль связанных между собой точечных дефектов, названных в работе [11] по аналогии с электрическими диполями—дилатационными диполями. Если бы между атомом углерода и кремниевой вакансией не было притяжения, то в кристалле кремния возникли бы большие упругие напряжения, что привело бы к растрескиванию слоя  $SiC$ . Дилатационные диполи образуются равномерно по всей поверхности подложки. В кристаллической ячейке  $Si$  каждый четвертый атом  $Si$  замещается вакансией, а рядом с ним, в междуузельной позиции размещается атом углерода.

Вторая стадия реакции начинается с момента достижения переходным слоем определенной толщины. На этой стадии атомы углерода встраиваются в матрицу кремния, соединяясь с другими атомами кремния. Соединение вакансии кремния и атома углерода в результате данного процесса, происходит согласованным образом, т.е. таким образом, что новые химические связи  $Si-C$  образуются одновременно и согласованно с разрушением старых связей  $Si-Si$ . Происходит этот процесс одновременно по всей поверхности подложки. При этом все атомы углерода одновременно сдвигаются по направлению к кремниевым вакансиям. Исследования, обобщенные в обзоре [11] показали, что на этом этапе синтеза образуется слой  $SiC$ , насыщенный остаточными, не до конца прореагировавшими вакансиями кремния. При этом в кремниевой подложке, под слоем  $SiC$  образуются крупные усадочные поры и области кремния, находящиеся в переходном, от кремния к кубическому карбиду кремния, состоянии. Эти области были названы в работе [12] „предкарбидным кремнием“.

На третьем, заключительном этапе в формировании слоя  $SiC$  на  $Si$  (при времени более 5 min синтеза) доступ  $CO$  к более глубоким слоям  $Si$  перекрывает, образовавшийся слой  $SiC$ . При этом, остающийся в усадочных порах и растворенный в  $Si$ , не успевший выйти наружу газ  $SiO$  приводит к замедлению реакции образования  $SiC$ . На этом этапе, в момент усадки и смены структуры слоя, происходит „затягивание“ вглубь  $Si$  газа  $CO$ . Газ  $CO$  поступает в образовавшиеся в процессе усадки внутренние полости в кремнии и заполняет их. В результате под слоем  $SiC$  в матрице  $Si$  начинается интенсивный процесс образования пор. Плотность мелких пор на этой стадии синтеза скачкообразно увеличивается. В этот момент

упругие сжимающие деформации обращаются в ноль, поскольку происходит вакансационное распухание материала. На этой стадии синтеза в слое  $SiC$  возникают деформации растяжения, компенсирующие, первоначально возникшие сжимающие деформации. К 40-ой min синтеза все деформации слое  $SiC$  полностью релаксируют.

Подробное описание изменений, происходящих в процессе формирования структуры  $SiC/Si$  и, связанных с ними существенными изменениями ряда физических свойств гибридных гетероструктур  $SiC/Si$ , можно найти в работах [11,12]. Кратко они состоят в следующем:

— в пленках  $SiC$ , выращенных как на подложках  $Si$  (111) *p*-типа, так и *n*-типа, в процессе синтеза формируются только сжимающие упругие деформации;

— упругие деформации в пленке  $SiC$  существенно зависят от времени синтеза  $SiC$ , имея максимальное значение в начале синтеза (1 минута синтеза) и полностью релаксируют к 40-й минуте синтеза;

— существенные изменения претерпевают оптические свойства пленок, в частности, происходят существенные изменения в спектрах фотолюминесценции и в эллипсометрических спектрах и изменяются их магнитные свойства [13].

В работе [12] установлено, что даже отрицательно заряженные  $V_{Si}$  довольно сильно притягиваются друг к другу по направлению  $\langle 10\bar{1} \rangle$ , образуя вакансационные нити  $Si-V_{Si}-Si-V_{Si}-\dots$  в трех эквивалентных направлениях  $\langle 10\bar{1} \rangle$ . Причина притяжения состоит в релаксации углеродных  $C-C$  связей, которые неизбежно возникают при взаимодействии кремниевых вакансий  $V_{Si}$  [12]. В чистом  $SiC$   $C-C$  связи отсутствуют. Исходное состояние вакансационной нити с магнитным моментом, равным 0, является метастабильным. Туннелирование электрона от одного атома  $C$  к другому с одновременным переворотом спина (и возникновением магнитного момента) приводит к существенному понижению энергии системы за счет релаксации  $C-C$  связи [12]. Аналогичные процессы туннелирования с переворотом спина и релаксации  $C-C$  связей протекают также в тех случаях, когда вакансационные нити притягиваются либо к поверхности  $SiC$ , либо к какой-либо границе раздела [13], но на границах туннелирование электрона происходит от атома  $C$  к атому  $Si$ . Процессы туннелирования  $2C^0 \Rightarrow C^+ + C^-$  и  $C^0 + Si^0 \Rightarrow C^+ + Si^-$  полностью аналогичны туннелированию носителя через negative-U дипольные центры  $2D^0 \Rightarrow D^+ + D^-$ , что делает  $SiC$ , выращенный методом согласованного замещения атомов, готовым материалом для бездиссипативного транспорта одиночных носителей заряда. Причем, с помощью измерений полевых зависимостей намагниченности были обнаружены эффекты Ааронова-Бома и де Гааза-ван Альфена при  $T = 300$  K, благодаря подавлению электрон-электронного взаимодействия вследствие формирования negative-U оболочек краевых каналов [13–15]. Следует отметить, что величина отрицательной корреляционной энергии в образцах  $SiC/Si$ , 0.132 eV [15], обеспечивает условия возникновения квантовой интерференции при  $T = 300$  K. Важным

фактором, подтверждающим идентификацию квантовой интерференции при  $T = 300$  К, является регистрация диамагнитного отклика и соответствующего гистерезиса намагниченности в слабых магнитных полях [14]. Таким образом, используя технологию получения цепочек negative-U дипольных центров, ограничивающих краевые каналы в структурах SiC/Si, можно реализовать условия квантовой интерференции при высоких температурах вплоть до комнатной.

В работах [13,14] были реализованы различные интерференционные контуры для наблюдения макроскопических квантовых эффектов при  $T=300$  К на образцах SiC/Si, выращенных методом согласованного замещения атомов. В результате было обнаружено, что, варьируя технологическими параметрами, можно получить различные интерференционные контуры внутри краевых каналов наноструктур с размерами, позволяющими реализовать разные по площади области намагниченности.

В настоящей работе предлагаемая концепция получения наномагнитов внутри краевых каналов гибридных структур SiC/Si, выращенных методом согласованного замещения атомов, демонстрируется на примере электрических измерений величины магнитного поля с помощью электромагнитной индукции в условиях изменения тока исток–сток ( $I_{ds}$ ).

## 2. Методы

Как отмечено выше, преимуществом рассматриваемых в настоящей работе структур является то обстоятельство, что квантовая интерференция в системе одиночных носителей делает возможным получение наномагнитов практически на любой диапазон магнитного поля. Более того, в рамках планарной технологии можно получать многослойные структуры, в глубине которых могут быть реализованы локальные  $p-n$  переходы, различные петли из структурных и примесных точечных и протяженных дефектов, что позволяет реализовать генерацию магнитного поля при пропускании, как продольного, так и поперечного тока. Верхние слои подобных наноструктур могут обладать описанными выше свойствами negative-U систем, в рамках которых реализуется квантовый транспорт носителей, подверженный влиянию магнитных полей, генерируемых в глубине структур. Таким образом, появляется возможность моделировать влияние внешнего магнитного поля на квантовый транспорт в краевых каналах, не выходя за пределы изучаемого объекта.

Измерения статической магнитной восприимчивости гибридных структур SiC/Si, использованных в настоящей работе, показали, что все эти структуры, вне зависимости от времени их синтеза, являются диамагнетиками ( $\chi < 0$ ). Одновременно с магнитными измерениями, проводились структурные исследования, как слоя SiC, так и межфазной границы раздела SiC/Si [13,14]. Использование метода просвечивающей электронной мик-

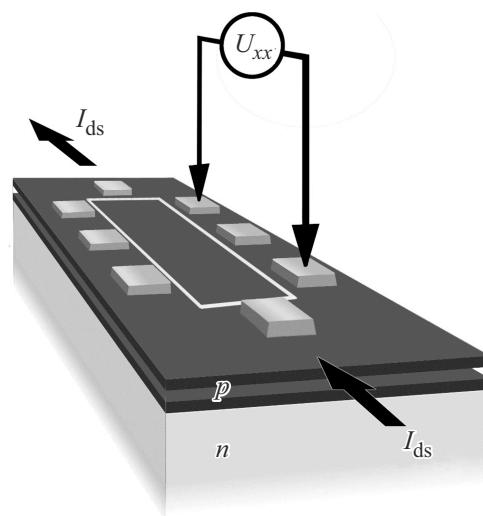


Рис. 1. Экспериментальная структура, выполненная в холловской геометрии.

роскопии высокого разрешения показало, что максимальные значения диамагнетизма гибридной структуры соответствуют образованию переходного слоя на границе раздела SiC/Si. С помощью структурных исследований было показано, что этот переходный слой состоит из двойниковых упорядоченных слоев, расположенных параллельно границе интерфейса в плоскости (111) с периодом равным 0.252 нм с тройной периодичностью, т.е. с интервалом 0.756 нм [13]. Квантово-механические расчеты показали, что эти двойниковые упорядоченные слои содержат упорядоченные ансамбли кремниевых вакансий. Исследование электрических характеристик гибридных структур SiC/Si, а также их температурных свойств, показали, что массивы кремниевых вакансий обладают свойствами цепочек, состоящих из negative-U центров. В отличие от дипольных negative-U центров бора в кремниевых наноструктурах, которые характеризуются отрицательной корреляционной энергией 0.044 eV, вакансационные negative-U центры в SiC/Si проявляют гораздо большее значение энергии самокомпенсации — 0.132 eV, что определяет их значительную термостабильность и более широкие возможности практического использования [15].

На рис. 1 представлена топология исследованных структур, сформированных в рамках холловской геометрии. Гибридные структуры SiC/Si представляют собой сверхузкие квантовые ямы  $p$ -типа проводимости на поверхности монокристаллического кремния  $n$ -типа. Таким образом полученные структуры содержат сверхмелкие  $p-n$  переходы, которые позволяют управлять величиной спин-орбитального взаимодействия и, тем самым, определять топологические свойства. Особенно это касается реализации бездиссипативного транспорта одиночных носителей в краевых каналах квантовой ямы.

### 3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлена вольт-амперная характеристика (ВАХ) вышеописанной структуры в условиях изменения тянувшего тока исток–сток. Как указано выше, исследуемая структура является двухслойной. Непосредственно под сверхуздой квантовой ямой *p*-типа с краевыми каналами, ограниченными цепочками negative-U дипольных вакансионных центров, располагается сверхмелкий *p*<sup>+</sup>–*n* переход, вдоль которого протекает ток исток–сток. На границе раздела SiC/Si за счет взаимодействия кремниевых вакансий формируются различные петли из вакансионных нитей, которые идут в трех эквивалентных направлениях  $\langle 10\bar{1} \rangle$  и образуют треугольные, четырехугольные и шестиугольные замкнутые петли. С и Si атомы рядом с нитями, которые испускают и поглощают туннелирующие электроны за счет высвобождения упругой энергии C–C связей [12] являются аналогами negative-U центров [13]. Подобные петли, состоящие из собственных дефектов, в процессе пропускания тока исток–сток можно рассматривать как витки с током, ответственные за генерацию внутреннего магнитного поля, которые контролируют транспорт одиночных носителей в краевых каналах квантовой ямы, расположенной выше *p*<sup>+</sup>–*n* перехода. Именно с генерацией магнитного поля в квантовой яме *p*-типа связано возникновение особенностей в регистрируемой ВАХ (рис. 2). В этом случае изменение тянувшего тока ( $\Delta I_{ds}$ ) стимулирует возникновение магнитного поля в рамках электромагнитной индукции, что отражается в соответствующем формировании магнитного потока в системе интерференционных контуров между различными контактами приборной структуры. Таким образом, магнитное поле, возникающее при пропускании тока  $I_{ds}$ ;  $H = \Delta I_{ds}/2r_0$ , где  $H$  — генерируемое магнитное поле при изменении тока исток–сток ( $\Delta I_{ds}$ ),  $r_0$  — эффективный радиус витка с током. В случае интерференционного контура, образованного между контактами XX,  $r_0 = (S/\pi)^{1/2}$ , где  $S = ld$  — площадь интерференционного контура ( $l = 2\text{ mm}$  — расстояние между контактами XX,  $d$  — ширина интерференционного контура, которая может быть определена из соотношения для  $H$ ). Принимая во внимание параметры структуры,  $d = 4.2\text{ nm}$ , и, соответственно  $S = 8.4 \cdot 10^{-12}\text{ m}^2$ . Отсюда можно определить значение генерационного тока ( $I_{gen}$ )

$$I_{gen} = \frac{U_{xx}}{R} = \frac{U_{xx}n}{h/e^2} = \frac{U_{xx}ne^2}{h}, \quad (1)$$

где  $h/e^2$  — квантовое сопротивление области краевого канала (пикселя), содержащей одиночный носитель;  $U_{xx}$  — ЭДС между контактами XX, индуцированная магнитным полем;  $n = 400$  — число пикселей краевого канала между контактами XX [5].

С помощью соотношения для электромагнитной индукции можно определить величину магнитного поля,

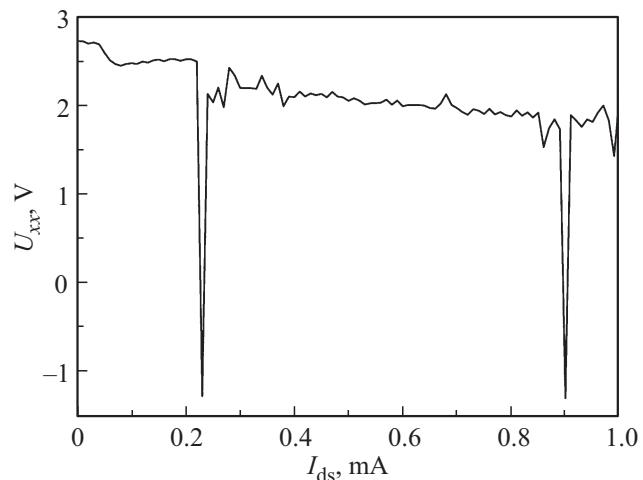


Рис. 2. Изменение величины напряжения  $U_{xx}$  в зависимости от величины стабилизированного тока исток–сток,  $I_{ds}$ .  $T = 300\text{ K}$ .

индуцированного внутри исследуемой структуры

$$eU_{xx} = I_{gen}B_{gen}S \quad (2)$$

отсюда  $B_{gen} = 1.23 \cdot 10^{-6}\text{ T}$ . Следует отметить, что практически хорошее совпадение величины изменения генерируемой ЭДС при изменении захваченного магнитного потока между контактами XX,  $\Delta\Phi = B_{gen}S$ , свидетельствует о реализации условий квантовой интерференции одиночных носителей. То есть, достаточно знать геометрические размеры спиновых контуров, чтобы подобрать значение используемого диапазона магнитных полей для реализации условий квантовой интерференции в краевых каналах наноструктур в negative-U оболочках. Причем магнитное поле электро-наномагнитов может контролироваться с помощью классического соотношения для электромагнитной индукции в случае использования полупроводниковых наноструктур с краевыми каналами, ограниченными цепочками negative-U дипольных центров.

### 4. Заключение

Показано, что внутреннее магнитное поле, индуцированное при пропускании тока исток–сток в гибридных SiC/Si наноструктурах с краевыми каналами, ограниченными вакансионными нитями с negative-U центрами, позволяет определять величину внешнего магнитного поля, ответственного за его возникновение и, тем самым, контролировать характеристики электро-наномагнитов. Причем значение индуцированного внутреннего магнитного поля может быть определено, как с помощью ферромагнитного зонда, так и путем электрических измерений величины возникающей ЭДС. Предлагаемая методика использования цепочек negative-U дипольных центров, ограничивающих краевые каналы гибридных

SiC/Si наноструктур, выполненных в холловской геометрии, позволяет создавать электро-наномагниты для широкого диапазона магнитных полей.

### Финансирование работы

Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин и А.М. Маляренко выполняли свою часть работы в рамках государственного задания ФГУП ФТИ им. А.Ф. Иоффе № FFUG-2024-0039 Министерства науки и высшего образования РФ. С.А. Кукушкин и А.В. Осипов выполняли свою часть работы в рамках государственного задания ФГУП ИПМаш РАН № FFNF-2021-0001 Министерства науки и высшего образования РФ.

### Благодарности

Рост структур SiC на Si проводился с использованием оборудования уникальной научной установки „Физика, химия и механика кристаллов и тонких пленок“ ФГУП ИПМаш РАН (Санкт-Петербург). Авторы искренне признательны А.С. Гращенко за помощь при синтезе слоев SiC на Si.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] L. Escalera-Moreno, J.J. Baldoví, A. Gaita-Ariño, E. Coronado. Chemical science **9**, 13, 3265 (2018).
- [2] A. Fernández-Pacheco, R. Streubel, O. Fruchart, R. Hertel, P. Fischer, R.P. Cowburn. Nature communications **8**, 1, 15756 (2017).
- [3] Й. Имри. Введение в мезоскопическую физику. Физматлит, (2002). 304 с.
- [4] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov. In: Superconductor / Edited by A. Luiz. SCIYO, (2010). Р. 69.
- [5] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, С.А. Кукушкин, А.М. Маляренко, А.В. Осипов, В.В. Романов, Н.И. Руль, К.Б. Таранец. ФТТ **66**, 11, 2052 (2024).
- [6] N.T. Bagraev, V.Yu. Grigoryev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.A. Mashkov, N.I. Rul. Low Temperature Physics/Fizika Nizkikh Temperatur. **43**, 1, 132 (2017).
- [7] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov. Solid St. Commun. **51**, 7, 515 (1984).
- [8] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov. Solid St. Commun. **65**, 10, 1111 (1988).
- [9] Н.Т. Баграев, О.Н. Гимбицкая, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, И.А. Шелых, А.И. Рыскин, А.С. Щеулин. ФТП **43**, 1, 85 (2009).
- [10] Н.Т. Баграев, О.Н. Гимбицкая, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, В.В. Романов, А.И. Рыскин, А.С. Щеулин. ФТП **44**, 10, 1372 (2010).
- [11] S.A. Kukushkin, A.V. Osipov. J. Phys. D: Appl. Phys. **47**, 313001 (2014).

- [12] С.А. Кукушкин, А.В. Осипов. Письма в ЖТФ **50**, 21, 19 (2024).
- [13] С.А. Кукушкин, Н.И. Руль, Е.В. Убыивовк, А.В. Осипов, В.В. Романов, Н.Т. Баграев. ФТТ **67**, 4, 624 (2025).
- [14] Н.Т. Баграев, С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, В.В. Романов, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В.С. Хромов. ФТП **55**, 2, 103 (2021).
- [15] Н.Т. Баграев, С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, В.Л. Уголков. ФТП **56**, 7, 715 (2022).

Редактор Ю.Э. Китаев