

02,05,08,10

## Динамические вихревые состояния в высокотемпературных сверхпроводниках при импульсном намагничивании

© А.Н. Мороз, А.Н. Максимова, В.А. Кашурников, И.А. Руднев

Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,  
Москва, Россия

E-mail: iarudnev@mephi.ru

Поступила в Редакцию 30 декабря 2019 г.

В окончательной редакции 30 декабря 2019 г.

Принята к публикации 10 января 2020 г.

Методом Монте-Карло проведено численное моделирование вихревой системы сверхпроводника Bi-2212 в линейно нарастающем внешнем магнитном поле для разных скоростей роста. Исследовано влияние концентрации и распределения центров пиннинга на проникновение магнитного потока. Обнаружены особенности проникновения потока и описаны с точки зрения динамики вихревой системы, определены условия их возникновения. Получены растущие зависимости величины поля насыщения от концентрации дефектов для однородных и неоднородных образцов.

**Ключевые слова:** ВТСП, пиннинг, вихри Абрикосова, импульсное намагничивание, метод Монте-Карло.

DOI: 10.21883/FTT.2020.05.49226.25M

### 1. Введение

Современные высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) являются объектами повышенного интереса благодаря возможности их использования в качестве магнитов с захваченным магнитным потоком [1–17]. Их преимущество перед обычными магнитами (например, NdFeB) заключается в том, что намагниченность ВТСП определяется не только внутренними свойствами материала, но и его размерами, и это позволяет увеличить захваченный магнитный поток и получить более сильные поля. Как правило, на практике используют объемные ВТСП в форме шайбы (pellet) [1,2] или стопки из ВТСП-лент [3–6].

На сегодняшний день применяются два основных метода намагничивания ВТСП: статический и импульсный. Статические методы, а именно охлаждение в поле (FC — field cooling), и в нулевом поле (ZFC — zero field cooling) пока позволяют получать более высокие захваченные поля по сравнению с импульсным намагничиванием. Так, в работе [7] продемонстрирована возможность захвата магнитного поля в 17.6 Т при  $T = 26$  К. Однако процесс намагничивания занимает продолжительное время и является дорогостоящим, так как требует использования высокопольных сверхпроводящих магнитов или магнитов Биттера [6]. Импульсным методом намагничивания сегодня уделяется много внимания благодаря их относительно невысокой стоимости, компактности и высокой скорости намагничивания [8]. Тем не менее данным методом до сих пор не удалось получить захваченное магнитное поле больше 6 Т при тех же температурах, во многом из-за локального перегрева образца, вызванного быстрым движением вихрей Абрикосова в условиях сильно неравновесного состояния магнитного

потока в сверхпроводнике при импульсном нарастании внешнего магнитного поля [9,10]. Для снижения влияния перегрева и повышения величины захваченного поля выполнен ряд экспериментальных исследований по подбору температурных режимов [11], методов приложения импульсов магнитного поля [12–13], типов и параметров катушек [14].

Для описания процессов захвата магнитного потока в высокотемпературных сверхпроводниках при импульсном намагничивании используются феноменологические подходы, позволяющие провести моделирование намагничивания методом конечных элементов в различных физических формулировках [15–17]. Вместе с тем к настоящему времени в литературе практически отсутствуют теоретические исследования поведения вихревой системы под действием импульсов магнитного поля и его влияния на процессы намагничивания. В связи с этим целью настоящей работы является изучение неравновесной динамики вихрей Абрикосова под действием быстро нарастающего внешнего магнитного поля.

### 2. Расчетная модель

Моделирование системы вихрей Абрикосова проводилось континуальным методом Монте-Карло в рамках двумерной модели слоистого высокотемпературного сверхпроводника [18–20]. Данный подход показал свою эффективность и ранее применялся нашим коллективом для исследования влияния на транспортные и магнитные свойства ВТСП дефектов различного типа (точечных, протяженных, ферромагнитных) [21–23], анизотропии [24], деформаций изгиба [25] и искусственных дефектов в виде микроскопических отверстий [26]. Ме-

тод позволяет учитывать все возможные взаимодействия вихревой системы, в том числе с различными центрами пиннинга, рассчитывать кривые намагниченности и вольт-амперные характеристики различных ВТСП-материалов, равновесные и неравновесные состояния вихревой системы.

В двумерном ВТСП вихри Абрикосова можно представить в виде их проекций на плоскость — плоских „блинов“ (pancakes). Термодинамический потенциал Гиббса  $G$  системы из  $N$  вихрей на единицу толщины сверхпроводящего слоя можно представить в виде (1):

$$G = \sum_{i < j} U_{vv}(\mathbf{r}_{ij}) + \sum_{i,j} U_{\text{surf}}(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j^{\text{img}}|) + \sum_{i,j} U_{\text{pin}}(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j^{\text{def}}|) + \sum_i U_m(\mathbf{r}_i) + N\varepsilon. \quad (1)$$

Первое слагаемое в нем отвечает за межвихревое отталкивательное взаимодействие („vv“ = vortex-vortex), далее следуют: взаимодействие с поверхностью образца (которое представляется в виде взаимодействия вихря  $\mathbf{r}_i$  с изображениями всех вихрей системы  $\mathbf{r}_j^{\text{img}}$  относительно границы), с центрами пиннинга (дефектами  $\mathbf{r}_j^{\text{def}}$ ), с мейснеровским током, а также сумма собственных энергий вихрей  $\varepsilon$ . Дефекты в рамках модели представляются в виде локальных потенциальных ям глубиной  $\alpha$  и шириной  $\sim 2\xi$ , где  $\xi$  — длина когерентности. Суть алгоритма Монте-Карло (МК) заключается в минимизации потенциала Гиббса системы для конкретных внешних условий системы (температуры и магнитного поля) через процессы рождения, уничтожения и движения случайно выбранных вихрей.

Объектом исследований в настоящей работе был сверхпроводник  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$  (Bi-2212), для которого были использованы следующие параметры, известные из эксперимента (ссылка 14 в работе [19]):  $\lambda = 180$  nm — глубина проникновения магнитного поля,  $T_c = 84$  K — критическая температура,  $\xi = 2$  nm. Образцы содержали различное число центров пиннинга в двух пространственных конфигурациях: случайное распределение и треугольная решетка. Треугольная решетка дефектов была выбрана для изучения однородности проникновения магнитного потока в образец с равномерно распределенными центрами пиннинга и сравнения результатов с неоднородным (случайным) распределением такого же числа дефектов. Общее количество дефектов в образце менялось от 0 до 1000. Образец имел форму квадрата со стороной  $5 \mu\text{m}$  с периодическими граничными условиями по оси  $y$  и жесткой границей по оси  $x$ , через которую происходило проникновение вихрей в образец. Такой выбор геометрии позволяет моделировать бесконечную ВТСП-ленту. Расчеты производились для температуры  $T = 1$  K в отсутствие транспортного тока.

Внешнее магнитное поле, перпендикулярное плоскости образцов, менялось в диапазоне  $\sim 400$ – $1500$  Oe с

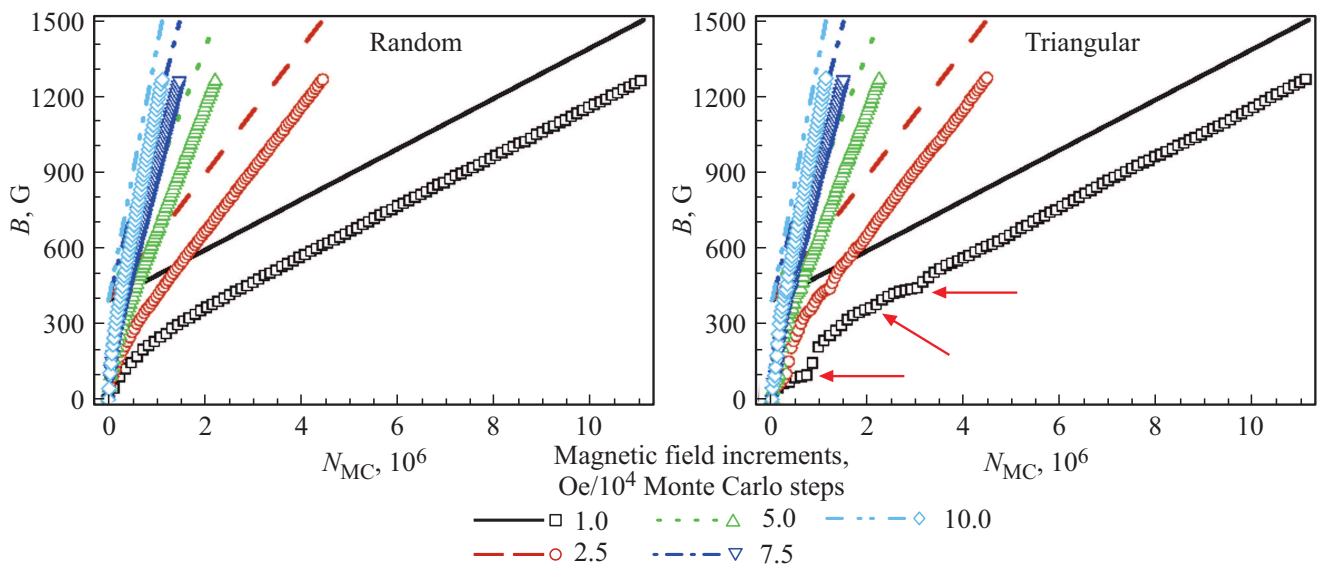
пятью различными скоростями роста. Для этого каждые  $10^4$  элементарных шагов Монте-Карло внешнее магнитное поле увеличивалось на фиксированную величину (1.0, 2.5, 5.0, 7.5, 10.0 Oe). Ввиду отсутствия реального времени в расчете, величина  $10^4$  шагов МК была выбрана как наименьший временной промежуток, за который в вихревой системе устанавливается динамическое равновесие. Общее время расчета при этом составило от  $\sim 10^6$  (для инкремента магнитного поля в 10.0 Oe /  $10^4$  шагов) до  $\sim 10^7$  шагов Монте-Карло (для инкремента в 1.0 Oe /  $10^4$  шагов).

Расчет нестационарных процессов в рамках нашего метода возможен благодаря эквивалентности среднего по ансамблю среднему по времени при достаточно большом количестве отсчетов: в процессе моделирования физический интерес представляют только конечные состояния вихрей, а не их отдельные перемещения, однако метод позволяет проследить за эволюцией системы в эти конечные состояния. При этом каждому шагу можно поставить в соответствие реальное время путем нормировки на эксперимент. По нашим оценкам,  $10^6$  шагов МК эквивалентны  $\sim 10^{-4}$  s, что соответствует характерным временам релаксации в ВТСП.

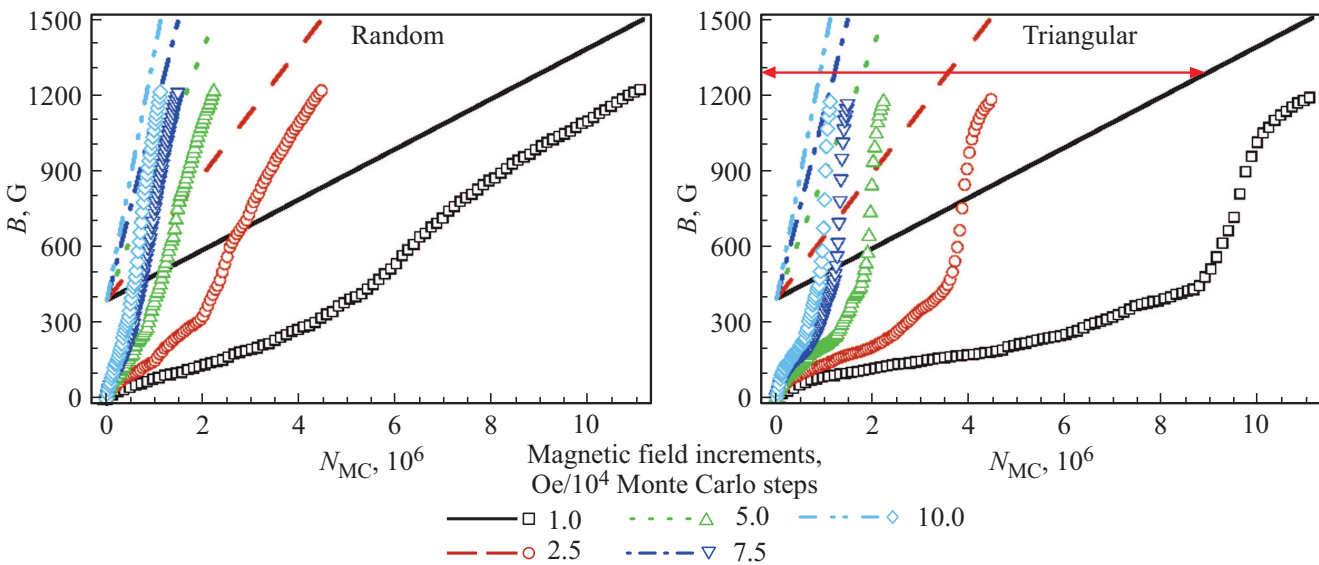
### 3. Результаты моделирования

На рис. 1 представлены временные зависимости усредненного по площади образца магнитного поля  $B$  внутри сверхпроводника со 165 дефектами, что соответствует двумерной плотности  $n_d \sim 6 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ . В одном образце дефекты были распределены случайно („random“, слева), в другом — выстроены в треугольную решетку („triangular“, справа) с параметром  $a = 400$  nm. Здесь  $B$  — интегральная характеристика, эквивалентная общей величине магнитного потока в образце (один из важных параметров для оценки качества ВТСП-магнита [13]), и рассчитывается как  $N\Phi_0/S$ , где  $\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^7 \text{ G} \cdot \text{cm}^2$  — квант магнитного потока, который несет в себе каждый вихрь,  $S = 25 \mu\text{m}^2$  — площадь образца. На всех подобных рисунках (именуемых также магнитными откликами образца) далее символами обозначено магнитное поле  $B$  внутри образца, а линиями — внешнее магнитное поле  $H$ . Под временными зависимостями далее будут подразумеваться зависимости от номера шага Монте-Карло  $N_{\text{MC}}$ .

На рис. 1 видно, что в случае „random“ магнитное поле внутри образца нарастает линейно и с той же скоростью, что внешнее поле. При этом данная зависимость наблюдается для всех пяти скоростей роста  $H$ , а конечные величины  $B$  для них практически совпадают. Стоит отметить, что почти идентичная ситуация наблюдалась и для бездефектного образца, т.е. случай 165 случайно распределенных дефектов отвечает образцу со слабым пиннингом. Случай „triangular“ демонстрирует ступенчатые особенности: в начале действия внешнего поля  $B$  меняется нелинейно, претерпевает три небольших скач-



**Рис. 1.** Временные зависимости усредненного поля  $B$  внутри сверхпроводника (символы) для образцов со 165 дефектами, распределенными случайно (слева) и выстроенными в треугольную решетку (справа), для разных скоростей нарастания внешнего поля. Стрелками отмечены скачкообразные особенности на зависимостях.

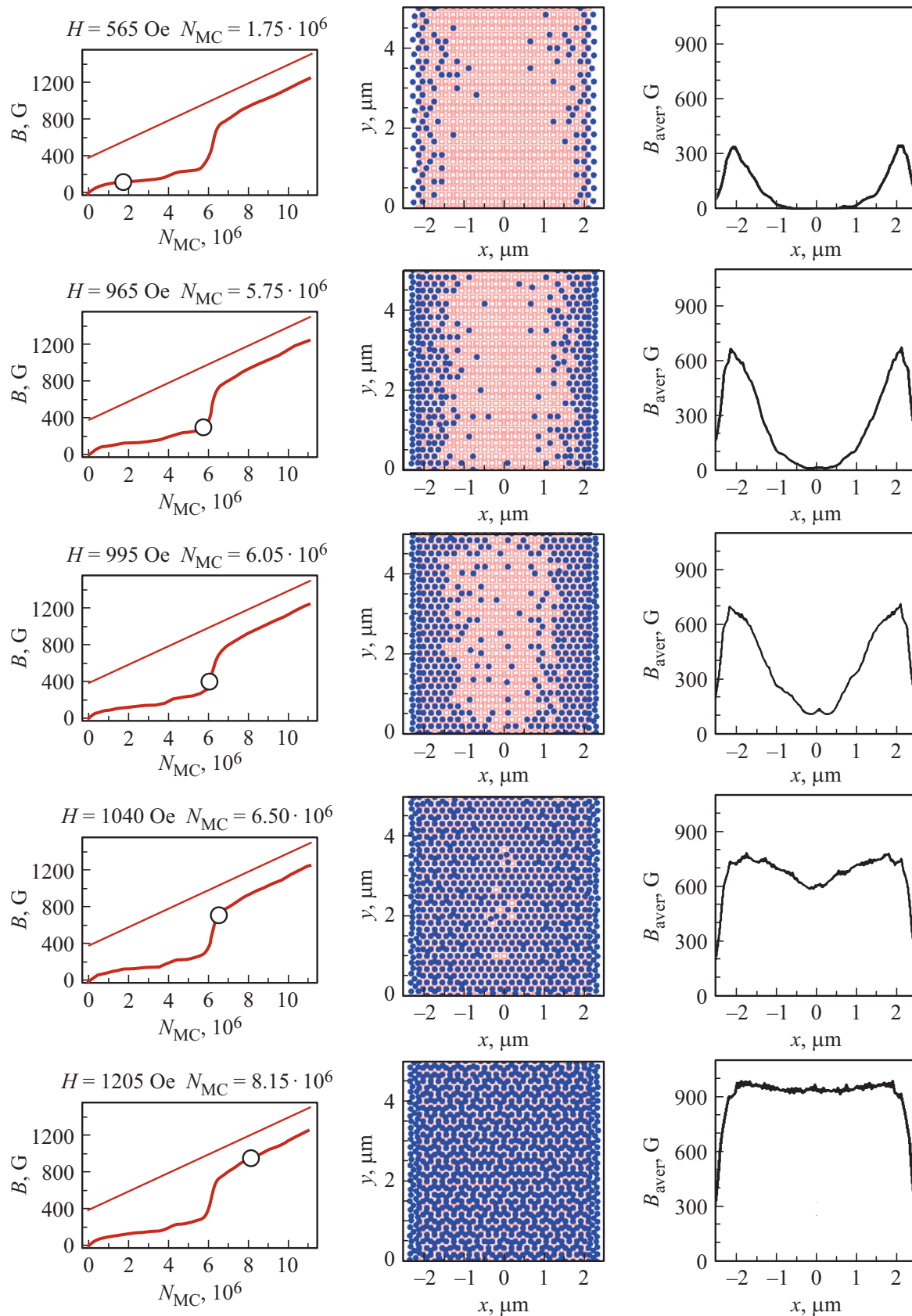


**Рис. 2.** Временные зависимости усредненного поля  $B$  внутри сверхпроводника (символы) для образцов с 1000 дефектов, распределенных случайно (слева) и выстроенных в треугольную решетку (справа), для разных скоростей нарастания внешнего поля. Горизонтальная стрелка указывает на величину  $H$ , при которой наблюдается скачок  $B$ .

ка (отмечены стрелками), и затем после  $\sim 3 \cdot 10^6$  шагов МК выходит на линейный участок, параллельный изменению внешнего поля. Подобные скачки наблюдаются для всех кривых на рисунке и при тех же величинах внешнего поля (в случае большого инкремента они менее заметны на фоне общего роста поля).

В сильно дефектном случае (1000 дефектов,  $n_d \sim 4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ,  $a = 160 \text{ nm}$ ), продемонстрированном на рис. 2, нелинейный отклик на внешнее поле демонстрирует уже образец „random“. А именно, в первую половину времени нарастания  $H$  поле внутри образца

меняется медленнее, чем внешнее, затем наблюдается плавный переходный участок длительностью около  $\sim 2.5 \cdot 10^6$  шагов МК, после чего поле внутри начинает меняться параллельно внешнему полю. Отклик образца „triangular“ большую часть времени расчета ( $\sim 9 \cdot 10^6$  шагов) нелинеен (причем рост магнитного поля внутри образца происходит медленнее, чем в случае „random“), после чего наблюдается резкий (за время меньше или порядка  $10^6$  шагов МК) скачок большой амплитуды ( $\sim 600 \text{ Oe}$ ), и затем переход к линейному участку. Отметим, что данный скачок происходит при практи-



**Рис. 3.** Временная зависимость магнитного поля внутри образца (слева), мгновенные вихревые конфигурации (посередине) и усредненные профили распределения индукции поля внутри образца (справа) в разные моменты времени нарастания  $H$  со скоростью  $1 \text{ Oe}/10^4$  шагов МК для образца с треугольной решеткой 700 дефектов.

чески одной и той же величине внешнего поля (показано стрелкой), независимо от скорости его нарастания.

Рассмотрим динамику вихревой системы и особенности ее отклика на намагничивание на примере образца с треугольной решеткой 700 дефектов ( $n_d \sim 3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ,  $a = 192 \text{ nm}$ ) при изменении внешнего магнитного поля со скоростью  $1.0 \text{ Oe}/10^4$  шагов Монте-Карло. На рис. 3 представлены: временная зависимость  $B$  с указанием различных моментов времени (слева), мгновенные вихревые конфигурации в обозначенные моменты времени (посередине) и усредненные по высоте образца профили распределения индукции магнитного поля  $B_{\text{aver}}$  внутри образца в те же моменты времени (справа).  $B_{\text{aver}}$  также является интегральной характеристикой, определяемой суммированием создаваемых всеми вихрями магнитных полей в каждой точке сверхпроводника.

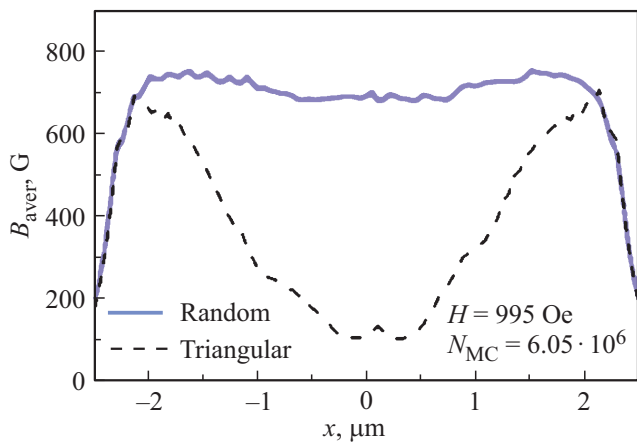
В самом начале действия внешнего магнитного поля входящие в образец через границу вихри оказываются закрепленными на ближайших дефектах (момент времени, соответствующий  $H = 565 \text{ Oe}$ ). Далее по мере роста внешнего поля происходит накапливание вихрей вблизи границы ( $H = 965 \text{ Oe}$ ), в то время как в центре образца магнитное поле отсутствует — профиль  $B_{\text{aver}}$  имеет провал в центре образца и максимумы по краям. По достижении внешним магнитным полем некоторой пороговой величины происходит быстрое заполнение вихрями сначала дефектов, находящихся в центре образца, а затем — промежутков между ними, что приводит к выравниванию профиля  $B_{\text{aver}}$  от границы к центру (моменты времени  $H = 995 \text{ Oe}$  — начало перехода и  $H = 1040 \text{ Oe}$  — конец перехода). Одновременно с этим наблюдается резкий скачок на зависимости  $B(N_{\text{MC}})$ . Момент времени выравнивания профиля  $B_{\text{aver}}$  соответствует ситуации, при которой все дефекты в образце оказываются занятыми вихрями.

При дальнейшем увеличении внешнего магнитного поля новые вихри, входящие в сверхпроводник, заполняют свободное пространство между дефектами. Как можно видеть из мгновенных вихревых конфигураций, сначала происходит образование треугольных кластеров, в которых свободный вихрь располагается в геометрическом центре правильного треугольника, составленного из закрепленных дефектами вихрей ( $H = 1040 \text{ Oe}$ ), затем появляются группы таких кластеров, а после формируется треугольная решетка вихрей с периодом, примерно в два раза меньшим, чем период решетки дефектов (момент времени  $H = 1205 \text{ Oe}$ ). После того как все дефекты оказались занятыми и профиль индукции поля внутри образца выровнялся, количество вихрей в сверхпроводнике становится пропорциональным величине внешнего поля, в результате чего  $B$  растет практически линейно и с той же скоростью, что  $H$ . При этом оказалось, что чем больше дефектов содержится в образце (в пределах рассмотренных в настоящей работе значений), тем выше пороговая величина внешнего магнитного поля, при которой наблюдается скачок  $B$ .

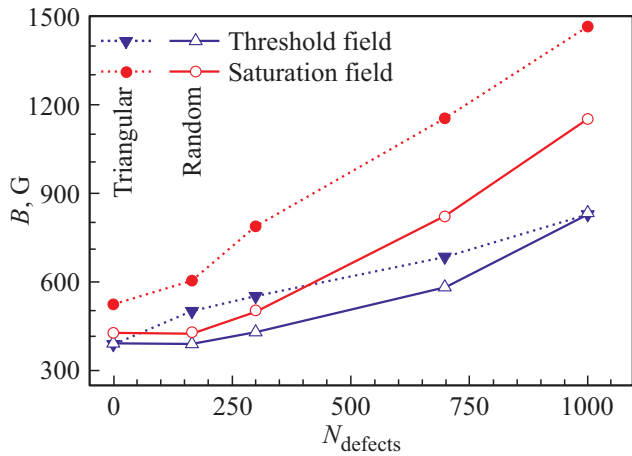
#### 4. Обсуждение результатов

Проникновение магнитного потока в ВТСП определяется не только величиной внешнего магнитного поля, но и потенциалом пиннинга образца. Как известно, вихри одного знака отталкиваются, поэтому в условиях равномерно распределенного вблизи границы потенциала пиннинга (как в случае треугольной решетки дефектов) закрепленные вихри формируют приграничный потенциальный барьер [19], ограничивающий движение и проникновение магнитного потока в образец при увеличении внешнего поля. Высота этого барьера определяется глубиной потенциальной ямы дефектов (в наших расчетах она составляла  $0.05 \text{ eV}$ ). Таким образом, вблизи границы на закрепленный вихрь действует сила пиннинга, а также равнодействующая сил отталкивания со стороны ближайших вихрей и силы Лоренца со стороны Мейсснеровского тока, стремящаяся продвинуть вихрь к центру образца. Как только эта равнодействующая сравнивается с силой пиннинга, приграничный барьер разрушается и происходит быстрое заполнение образца магнитным потоком, причем вихри занимают наиболее энергетически выгодные положения. В случае треугольной решетки дефектов таким положением оказывается вложенная в нее треугольная решетка вихрей с меньшим периодом. Можно ожидать, что по мере дальнейшего увеличения внешнего магнитного поля (за пределами рассмотренного в настоящей работе) произойдет еще один скачок на временной зависимости захваченного магнитного поля образца с 700 дефектов, но уже меньшей амплитуды — когда вложенная решетка окажется заполненной и произойдет перестройка конфигурации вихрей. Похожее явление привело к последовательности из трех малых скачков на такой же зависимости для образца „triangular“ со 165 дефектами (рис. 1). Увеличение концентрации дефектов приводит к повышению эффективности приграничного потенциального барьера, в результате чего пороговое значение внешнего магнитного поля увеличивается.

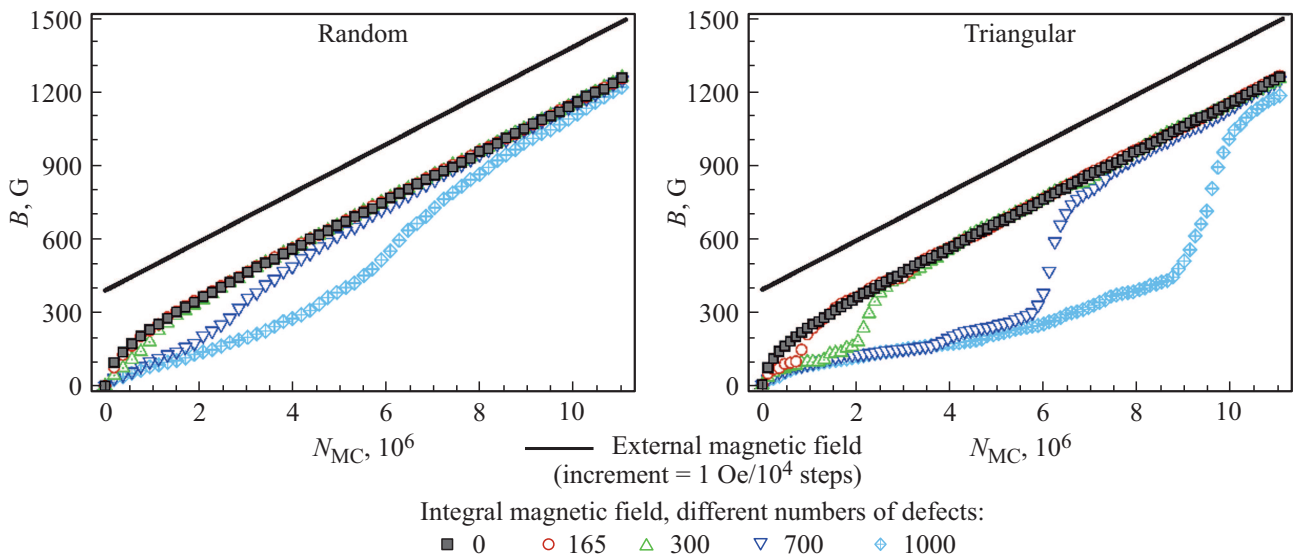
Случайное распределение дефектов отличается от треугольной решетки наличием локальных скоплений центров пиннинга (кластер дефектов) и, соответственно, локальных пустот. Наличие таких неоднородностей приводит к тому, что, во-первых, внутри образца образуются каналы для свободного движения вихрей, а во-вторых, не все дефекты в кластере могут выступить в качестве центров пиннинга. Последний эффект наблюдается в том случае, когда из-за сильного отталкивания между вихрями из нескольких близко расположенных дефектов в кластере вихрем занят только один. В результате приграничный потенциальный барьер оказывается гораздо менее эффективным, чем при однородном распределении дефектов, и продвижение вихрей к центру образца оказывается возможным при меньших магнитных полях. При этом он происходит не скачкообразно, как в случае треугольной решетки, а плавно (рис. 2). Если количество дефектов невелико (например, в случае рис. 1), магнит-



**Рис. 4.** Усредненные профили индукции магнитного поля внутри образцов с 700 дефектов, распределенных случайно и выстроенных в треугольную решетку, в одном и том же магнитном поле.



**Рис. 5.** Зависимости поля насыщения и порогового поля от числа дефектов для случайного и равномерного распределения.



**Рис. 6.** Временные зависимости усредненного магнитного поля внутри образцов „random“ и „triangular“ для разного числа дефектов.

ный поток появляется в центре образца уже при малом внешнем поле и нелинейный участок на временной зависимости  $B$  практически отсутствует. В сильно дефектном случае (рис. 2) процесс заполнения вихрями центра образца происходит медленнее, и область нелинейности оказывается более выраженной.

Данный результат коррелирует с результатами работы [1], в которой утверждается, что более сильный и эффективный пиннинг в системе приводит к повышению величины поля насыщения — внешнего магнитного поля, при котором образец намагничивается полностью, и при превышении которого остаточный захваченный магнитный поток (после выключения внешнего поля) остается неизменным. Материалы с более однородным распределением пиннинга способны захватить больше магнитного потока и распределить его более равномерно, однако для их намагничивания требуются более высокие магнитные поля. Так, в наших расчетах в одних и тех же полях (например, на рис. 4 показаны профили  $B_{aver}$  для образцов „random“ и „triangular“ с 700 дефектов в случае  $H = 965$  Oe) при случайном распределении дефектов магнитный поток уже проник в центр образца (сплошная линия), в то время как в случае треугольной решетки дефектов все вихри сконцентрированы только на границе, и профиль распределения  $B_{aver}$  имеет провал в центре образца (штрихованная линия) — результат, качественно совпадающий с [17].

Таким образом, в наших расчетах были найдены величины полей насыщения для разных концентраций дефектов и типов их распределения — полю насыщения соответствует величина  $H$ , при которой вихри начинают проникать в образец пропорционально внешнему полю (линейный участок временной зависимости  $B$ ). В этом случае при „выключении“ магнитного поля практически все свободные вихри покинут образец, и остаточный захваченный поток будет определяться числом закреп-



ленных на дефектах вихрей. Ввиду того, что при случайном распределении дефектов меньше вихрей окажется закрепленными, можно предположить, что и остаточный захваченный магнитный поток в этом случае будет ниже.

На рис. 5 представлены зависимости полей насыщения и пороговых полей (имеется в виду поле, при котором начинается переход от нелинейного участка временной зависимости  $B(N_{MC})$  к линейному) от концентрации дефектов для образцов „random“ и „triangular“. В пределах рассмотренных концентраций и магнитных полей наблюдается рост обеих величин, причем с увеличением числа дефектов поле насыщения увеличивается относительно порогового, т.е. растет амплитуда перехода от нелинейного участка магнитного отклика к линейному. Это можно объяснить растущей эффективностью пиннинга — большее число вихрей накапливается на границе до момента выравнивания силы пиннинга и равнодействующей сил взаимного отталкивания вихрей и силы Лоренца.

Участки нелинейности магнитных откликов образцов с треугольной решеткой дефектов лежат примерно на одной линии (рис. 6, справа). Этот эффект можно объяснить тем, что вихревая система (которая в абсолютно бездефектном случае выстраивается в треугольную решетку Абрикосова) подстраивается под треугольную решетку дефектов при формировании приграничного барьера, занимая наиболее энергетически выгодное положение при данной величине внешнего магнитного поля. Минимум энергии определяется, в первую очередь, величиной  $H$  и потенциалом взаимодействия вихрей друг с другом, а дефекты только вносят вклад в перераспределение вихрей вблизи границы. В результате количество вихрей в образцах с разным числом дефектов при одних и тех же величинах внешнего поля (ниже порогового значения для каждого конкретного образца) оказывается одинаковым. В образцах со случайным распределением дефектов наблюдается похожая ситуация, но в меньшем масштабе (рис. 6, слева). Для них этот эффект вызван тем, что при генерации координат дефектов стартовое случайное число сохранялось. Поэтому, например, в числе 1000 дефектов содержались те же дефекты, что в образце с 700, и 300 дополнительных.

## 5. Заключение

В настоящей работе проведено численное исследование динамики вихревой системы слоистого высокотемпературного сверхпроводника под действием быстрого линейного намагничивания. Обнаружены особенности проникновения магнитного потока в образцы с равномерным распределением потенциала пиннинга в виде скачков усредненного по площади образца магнитного поля внутри сверхпроводника, зависящих от концентрации дефектов. Показано, что это явление связано с формированием приграничного барьера из закрепленных дефектами вихрей и накоплением магнитного

потока на краях образца, а затем — разрушением этого барьера с превышением внешнего магнитного поля некоторого порогового значения. На основании обнаруженных особенностей определены величины поля насыщения и их зависимость от количества дефектов в образце: в пределах рассмотренных концентраций дефектов и максимальной величины внешнего поля данные зависимости оказались растущими, в том числе относительно порогового поля. Показано, что неоднородное распределение центров пиннинга приводит к снижению поля насыщения. Результаты расчетов качественно соответствуют литературным экспериментальным данным.

## Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-29-10024.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] M.D. Ainslie, H. Fujishiro, T. Ujiie, J. Zou, A.R. Dennis, Y.-H. Shi, D.A. Cardwell. *Supercond. Sci. Technol.* **27**, 065008 (2014).
- [2] T. Ida, Z. Li, D. Zhou, M. Miki, Y. Zhang, M. Izumi. *Supercond. Sci. Technol.* **29**, 054005 (2016).
- [3] A. Patel, S.C. Hopkins, B.A. Glowacki. *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 032001 (2013).
- [4] I. Rudnev, D. Abin, M. Osipov, S. Pokrovskiy, Y. Ermolaev, N. Mineev. *Phys. Procedia* **65**, 141 (2015).
- [5] N. Mineev, I. Rudnev. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **26**, 8200904 (2016).
- [6] K. Takahashi, M.D. Ainslie, H. Fujishiro, T. Naito, Y.-H. Shi, D.A. Cardwell. *Physica C* **536**, 1 (2017).
- [7] J.H. Durrell, A.R. Dennis, J. Jaroszynski, M.D. Ainslie, K.G.B. Palmer, Y.-H. Shi, A.M. Campbell, J. Hull, M. Strasik, E.E. Hellstrom, D.A. Cardwell. *Supercond. Sci. Technol.* **27**, 082001 (2014).
- [8] Z. Deng, N. Shinohara, M. Miki, B. Felder, K. Tsuzuki, M. Watasaki, S. Kawabe, R. Taguchi, M. Izumi. *Phys. Procedia* **36**, 958 (2012).
- [9] H. Fujishiro, M. Kaneyama, K. Yokoyama, T. Oka, K. Noto. *Supercond. Sci. Technol.* **18**, 158 (2005).
- [10] H. Fujishiro, M. Kaneyama, T. Tateiwa, T. Oka. *J. Phys. Conf. Ser.* **43**, 405 (2006).
- [11] M.D. Ainslie, J. Srpcic, D. Zhou, H. Fujishiro, K. Takahashi, D.A. Cardwell, J.H. Durrell. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **28**, 6800207 (2018).
- [12] H. Fujishiro, T. Tateiwa, A. Fujiwara, T. Oka, H. Hayashi. *Physica C* **445–448**, 334 (2006).
- [13] Z. Deng, M. Miki, K. Tsuzuki, B. Felder, R. Taguchi, N. Shinohara, M. Izumi. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 1180 (2011).
- [14] K. Berger, J. Kapek, A. Colle, M. Stepień, B. Grzesik, T. Lubin, J. Lévêque. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **28**, 6801205 (2018).

- [15] J. López, R. Maunou, X. Granados, R. Bosch, J. Grau. IEEE Trans. Appl. Supercond. **23**, 4901104 (2013).
- [16] Z. Huang, H.S. Ruiz, T.A. Coombs. Physica C **534**, 73 (2017).
- [17] J. Arnaud, J.F.P. Fernandes, P.J.C. Branco. IEEE Trans. Appl. Supercond. **28**, 6801604 (2018).
- [18] В.А. Кашурников, И.А. Руднев, М.Е. Грачева, О.А. Никитенко. ЖЭТФ **117**, 196 (2000).
- [19] В.А. Кашурников, И.А. Руднев, М.В. Зюбин. ЖЭТФ **121**, 442 (2002).
- [20] S. Ryu, S. Doniach, G. Deutscher, A. Kapitulnik. Phys. Rev. Lett. **68**, 710 (1992).
- [21] V.A. Kashurnikov, A.N. Maksimova, I.A. Rudnev, D.S. Odintsov. Physica C **528**, 17 (2016).
- [22] В.А. Кашурников, А.Н. Максимова, И.А. Руднев, Д.С. Одинцов. ФТТ **57**, 1685 (2015).
- [23] В.А. Кашурников, А.Н. Максимова, И.А. Руднев. ФТТ **56**, 861 (2014).
- [24] В.А. Кашурников, А.Н. Максимова, И.А. Руднев, Д.С. Одинцов. ФТТ **58**, 1457 (2016).
- [25] V.A. Kashurnikov, A.N. Maksimova, A.N. Moroz, I.A. Rudnev. Supercond. Sci. Technol. **31**, 115003 (2018).
- [26] A.N. Moroz, A.N. Maksimova, V.A. Kashurnikov, I.A. Rudnev. IEEE Trans. Appl. Supercond. **28**, 8000705 (2018).

*Редактор Ю.Э. Китаев*