

УДК 583.9

ДВУХСТУПЕНЧАТЫЙ ХОЛЛОВСКИЙ МАГНИТОМЕТР С УЛУЧШЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ, ОБЕСПЕЧИВАЕМЫМИ СЕНСОРОМ ИЗ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА

© 2022 г. Х. Р. Ростами^{a,*}^a Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
Россия, 141190, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

*e-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 05.11.2021 г.

После доработки 15.01.2022 г.

Принята к публикации 19.01.2022 г.

Продемонстрирована возможность повышения чувствительности стандартного холловского магнитометра от $\sim 2.5 \cdot 10^{-3}$ до $\sim 8 \cdot 10^{-7}$ Гс/Гц^{1/2}. Повышение чувствительности достигнуто за счет использования резкого скачка магнитного отклика эпитаксиальной пленки высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO), расположенной на поверхности преобразователя Холла, при первом термодинамическом критическом магнитном поле двойников H_{ic1} . Для повышения чувствительности, линейности и помехоустойчивости магнитометра начало его рабочей точки смещено до значений H_{ic1} двойников путем приложения постоянного опорного магнитного поля, а также использовано осциллирующее затухающее локальное поле подмагничивания. Этим суммарным полем, направленным перпендикулярно к поверхности пленки, также обеспечивалось повышение пространственного разрешения магнитометра, определяемого линейными размерами двойников YBCO-пленки, значение которого достигало ~ 300 нм (с уменьшением до 20 нм при соответствующих минимальных размерах двойников). Предложенная конструкция магнитометра позволяет в диапазоне магнитных полей 10^{-7} – 10^{-3} Э при частоте до 1 кГц с высокой скоростью измерять не только постоянное, но и переменное магнитное поле, сохраняя все другие высокие характеристики магнитометра. В случае использования высокочастотных преобразователей магнитного поля магнитометр может работать в частотном диапазоне до 100 кГц и регистрировать как переменные, так и импульсные магнитные поля.

DOI: 10.31857/S0032816222030181

В работах [1–3] на примере холловского магнитометра была продемонстрирована возможность достижения его высоких параметров в случае применения двухступенчатого механизма усиления сигнала, при котором предельная чувствительность магнитометра во второй ступени повышается более чем на два порядка по сравнению с первой ступенью. Благодаря использованию механизма двухступенчатой работы магнитометра удалось добиться одновременного достижения высоких точности, линейности и пространственного разрешения. Согласно [1–3], от базового магнитометра первой ступени требовалась только высокая чувствительность, на второй ступени осуществлялось дальнейшее повышение его чувствительности, а также точности, линейности, быстродействия и пространственного разрешения. Поскольку одновременно обеспечить повышение данных параметров при предельной чувствительности традиционными методиками очень трудно, раз-

работка способов дальнейшего улучшения характеристик магнитометров представляет большой практический и коммерческий интерес.

В данной работе описан двухступенчатый магнитометр на основе преобразователя Холла (п.Х.) с расширенными функциональными возможностями, позволяющими обеспечить более высокие чувствительность и быстродействие магнитометра по сравнению с [1–3].

Как известно [4–6], высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) имеют сложную кристаллическую структуру, состоящую из двойников (монокломены, кристаллиты – зерна, суб- и нанокристаллиты), соединенных между собой слабыми джозефсоновскими связями. В работах [5, 6] показано, что с ростом внешнего магнитного поля подавляются критические токи слабых джозефсоновских контактов между двойниками, и при термодинамическом первом критическом магнитном поле H_{ic1} двойников образец ВТСП

скачкообразно “распадается” на группы двойников с квантованными пространственными масштабами. При этом образованные в процессе такого “деления” образца группы двойников сортируются по близким размагничивающим факторам. Обнаружено, что линейные размеры двойников в процессе “деления” образца, поэтапно уменьшаясь, становятся намного меньше, чем глубина проникновения λ магнитного поля в образец и в его двойники. Для более доступного с технологической точки зрения высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) также установлено, что даже самые совершенные монокристаллы высокотемпературного сверхпроводника YBCO содержат в себе большое количество регулярно расположенных границ двойникового с плоскостью двойникового (110). В зависимости от способа приготовления материала границы двойникового могут иметь ширину $\Delta d \sim 30\text{--}50 \text{ \AA}$, а расстояние d между ними может составлять $\sim 200\text{--}2000 \text{ \AA}$ [7, 8]. Границы двойникового хорошо обнаруживаются не только в монокристаллических YBCO и в зернах поликристаллических YBCO ВТСП, но и в эпитаксиальных пленках YBCO, а также в пниктидах железа. При приложении к находящейся в сверхпроводящем состоянии эпитаксиальной пленке YBCO осциллирующего затухающего локального магнитного поля $H_1(t)$, меняющегося по закону

$$H_1(t) = H_{01} \exp(-\beta t) \cos \Omega t \quad (1)$$

и направленного перпендикулярно к поверхности, пленка скачкообразно распадается на группы двойников с близкими размагничивающими факторами, когда амплитуда поля достигает значений полей H_{ic1} двойников. Это в свою очередь приводит к скачкообразному проникновению магнитного потока в пленку через границы двойникового, вызывая эффект скачка на магнитопольевой зависимости плотности затухающего магнитного поля $B_H(H_0)$ в ВТСП-пленках [5, 6].

Кроме того, регулирование при помощи следящей системы в предложенном магнитометре величины ступеней амплитуды $H_{01} \exp(-\beta(t=0))$ прилагаемого к пленке осциллирующего затухающего локального магнитного поля H_{01} позволяло контролировать процесс многократного реверсивного захвата и аннулирования плотности затухающего магнитного поля.

Описанные выше свойства пленки позволяют одновременно использовать ее в качестве как чувствительного элемента, так и важной составной части следящей системы. Именно использование этих свойств пленки и применение процедуры разделения диапазона измеряемых полей на широкую область опорного поля смещения H_m (сдвига нулевой точки п.Х.) и узкую область слабого поля подмагничивания легли в основу тех-

нико-технологических и конструктивных решений, используемых при разработке предлагаемого магнитометра.

Следует также отметить, что благодаря ступенчатому изменению амплитуды $H_{01} \exp(-\beta t)$ осциллирующего затухающего локального магнитного поля создается возможность плавного перехода от больших пространственных масштабов к малым. Это достигается путем постепенного уменьшения высоты ступенек амплитуды поля $H_{01} \exp(-\beta t)$ от $\Delta H_0 \approx 4.66 \text{ Э}$ до минимальной $\Delta H_0 = 0.1 \text{ Э}$. При этом после каждого цикла измерений пленку с помощью нагревателя подложки нагревали до температуры выше критической температуры перехода пленки в сверхпроводящее состояние T_c , после чего охлаждали до температуры $T = 77.4 \text{ К}$.

Основной целью данной работы являлась демонстрация возможности использования фундаментального свойства, а именно скачкообразного квантового распада образца на двойники в двойниковых купратных и железосодержащих пниктидных ВТСП, для создания двухступенчатых магнитометров с повышенными характеристиками.

Для расширения функциональных возможностей, а также достижения более высокой чувствительности и быстродействия нами была проведена модернизация конструкции магнитометра [1–3] — один соленоид в камере датчика был заменен на два соосных.

На рис. 1 приведена схема конструкции камеры датчика магнитного поля. С помощью большого соленоида 12 с индуктивностью $L_1 \approx 0.52 \text{ Гн}$ создавалось опорное поле смещения H_m , величину которого можно было изменять в диапазоне до 150 Э. Второй соленоид 11 поля подмагничивания с низкой индуктивностью, $L_2 \approx 0.049 \text{ Гн}$, позволял создавать слабое осциллирующее затухающее локальное магнитное поле с частотой более 500 кГц и амплитудой до 3 Э, меняющееся по закону (1) [5, 6] со следующими параметрами: коэффициент затухания $\beta = r_2/(2L_2)$, где r_2 — остаточное сопротивление соленоида L_2 для случаев намотки катушки из несверхпроводящего провода; собственная частота колебательного контура $\Omega = (\omega^2 - \beta^2)^{1/2}$, где $\omega^2 = 1/(L_2 C)$.

Таким образом, перпендикулярно к поверхности эпитаксиальной пленки YBCO, находящейся в сверхпроводящем состоянии, прилагается суммарное поле, созданное двумя соосно расположенными соленоидами:

$$\sum H(t) = H_m + H_1(t) = H_m + H_{01} \exp(-\beta t) \quad (2)$$

На рис. 2 приведена блок-схема двухступенчатого магнитометра, реализующая предложенный способ. Как было показано в [9], высокотемпературные сверхпроводники YBCO являются управ-

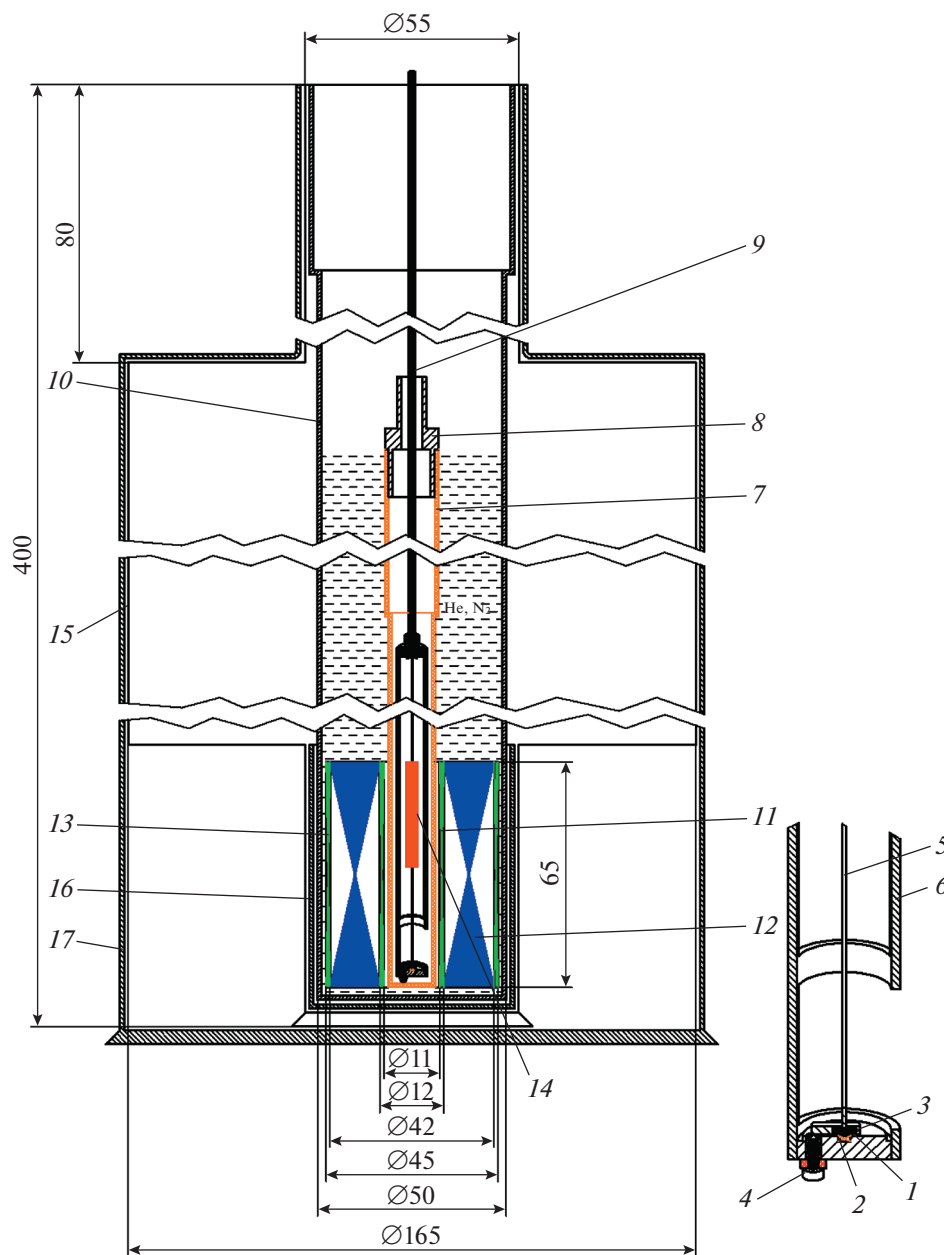


Рис. 1. Схема конструкции камеры датчика магнитного поля. 1 – эпитаксиальная пленка ВТСП; 2 – преобразователь Холла; 3 – образец; 4 – латунный контактный винт; 5 – медный стержень; 6 – медный направляющий цилиндр; 7 – эбонитовый колпак (ампула); 8 – латунная направляющая; 9 – стержень из нержавеющей стали; 10 – нижняя суженная часть криостата; 11 – соленоид поля подмагничивания; 12 – соленоид опорного магнитного поля смещения; 13 – соленоид поля компенсации; 14 – нагреватель; 15 – основная часть криостата; 16 – сверхпроводящий экран; 17 – наружный магнитный экран.

ляемыми реверсивными запоминающими средами. В качестве такой среды и выступала эпитаксиальная пленка YBCO с резким скачком магнитного отклика при H_{ic1} двойников. Суммарное поле, т.е. опорное магнитное поле смещения и осциллирующее затухающее локальное магнитное поле с амплитудой $H_{o1} \exp(-\beta t)$, позволяло управлять процессом многократной записи и стирания плотно-

сти затухающего магнитного поля в пленке. Попадая в эту среду, слабые магнитные поля суммируются с сильным пороговым опорным полем смещения и слабым полем подмагничивания. В результате создается линейная высокоточная усиливающая среда для слабых магнитных полей. Далее усиленный сигнал, преодолев порог чув-

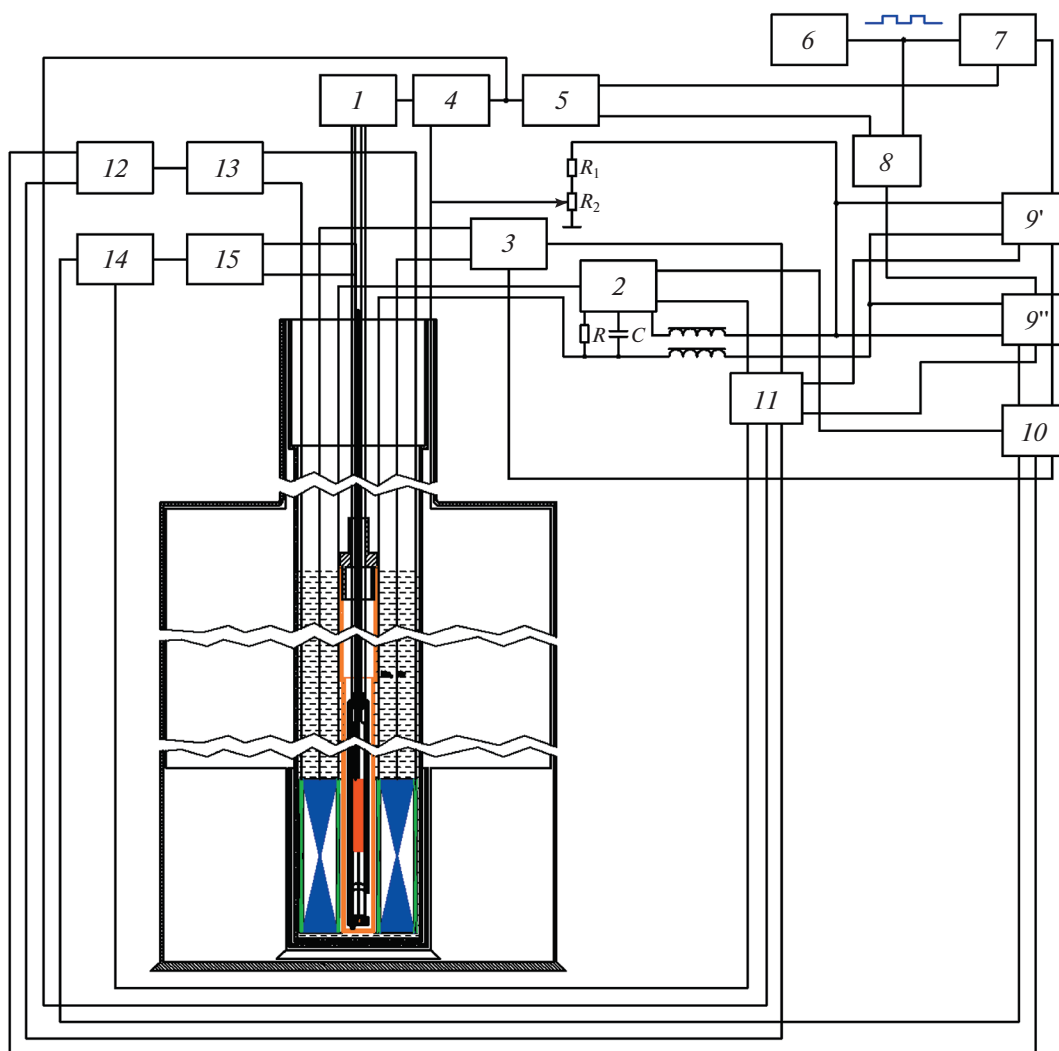


Рис. 2. Блок-схема двухступенчатого магнитометра. 1 – холловский магнитометр; 2 – разрядные генераторы прямоугольных импульсов; 3, 13, 15 – регулируемые источники постоянного тока; 4 – компаратор; 5 – триггер; 6 – генератор прямоугольных импульсов; 7, 8, 12, 14 – схемы логического умножения; 9', 9'' – плечи положительной и отрицательной полярности тока; 10 – блок ручного управления; 11 – компьютер.

ствительности, легко обнаруживается и преобразуется в электрическое напряжение с помощью п.Х.

Процедура установления значения искомого поля $|H_p|$ происходила следующим образом. Сначала задавалась величина опорного поля смещения, очень близкая к H_{ic1} . Пиковое значение амплитуды искомого поля $|H_p|$ удалось определить после добавления к нему выбранного значения H_m и осциллирующего затухающего локального магнитного поля с амплитудой $H_{o1} \exp(-\beta t)$, меняющейся в узкой полосе ΔH_o , путем изменения значения $(q - p)H_{o1}$ до реализации условия:

$$H_m + (q - p)H_{o1} + |H_p| = H_{ic1}. \quad (3)$$

Из уравнения (3) определяли значение $|H_p|$. Значение ΔH_o соответствовало минимальному

шагу изменения H_m , так что $\Delta H_o \ll H_m$. В уравнении (3) q и p – это числа изменения количества ступеней H_{o1} , представляющие собой меру добавки или вычитания поля H_{o1} в левой части уравнения (3) до достижения точного значения H_{ic1} . Значения q и p фиксировались с помощью компьютера 11 (см. рис. 2). Как видно из формулы (3), при фиксированном H_{ic1} и изменении внешнего магнитного поля в диапазоне

$$H_m \leq H_o \leq H_m + (q - p)H_{o1} \quad (4)$$

можно с высокой чувствительностью регистрировать слабые магнитные поля.

Выбирая пленки с достаточно большими значениями H_{ic1} и меняя H_m по ф-ле (3) в диапазоне 90–130 Э (см. ниже рис. 5а) для пленки (образец № 1) и 190–250 Э для текстурированного квази-

монокристаллического образца (№ 2) (см. ниже рис. ба), можно создать широкодиапазонный магнитометр. Кроме того, выполнение следующих неравенств:

$$\Delta H_{01}/\Delta H_0 \ll 1; \quad \Delta H_0/H_m \ll 1, \quad (5)$$

т.е. использование избирательного сужения области измерения, позволяет существенно увеличить линейность, точность и помехоустойчивость магнитометра.

Функционирование двухступенчатого холловского магнитометра (д.х.м.), действующего по принципу следящей системы, заключается в следующем. По команде компьютера 11 (см. рис. 2) или от блока ручного управления 10 регулируемый источник постоянного тока 3 подключается к соленоиду опорного магнитного поля смещения L_1 , и в нем создается поле H_m . Далее, возникший в пленке сигнал отклика регистрируется с помощью базового холловского магнитометра 1, выходной сигнал которого подается на один из входов компаратора 4, выход которого в свою очередь подключен ко входу триггера 5. Выходы триггера 5 подключены ко входам схем логического умножения 7, 8, выдающих разрешение на поочередное подключение к счетным входам двоично-десятичных реверсивных счетчиков плеч положительной 9' и отрицательной 9'' полярности тока разрядных генераторов 2 прямоугольных импульсов. Выходы плеч положительной и отрицательной полярности тока биполярного источника через дроссели подключены ко входам токовых ключей и через резисторы R_1, R_2 – ко второму входу компаратора 4. Токовые ключи по команде компаратора 4 поочередно через емкость C и резистор R подключают выходы разрядных генераторов к соленоиду поля подмагничивания. Таким образом, поле подмагничивания осциллирующего затухающего локального магнитного поля в камере преобразователя магнитного поля суммируется с опорным магнитным полем смещения.

Поле подмагничивания создается соленоидом L_2 . При поступлении от компаратора 4 импульсов в плечо тока положительной полярности токовые ключи соединяют слаботочный регулируемый биполярный источник тока 2 с соленоидом L_2 , в результате в нем происходит накопление магнитной энергии. При смене полярностей импульсов, поступающих от компаратора 4 в токовые ключи, с помощью схемы логического умножения 7 происходит переключение плеча тока положительной полярности слаботочного биполярного источника тока 2 соленоида поля подмагничивания на резистор R и включение в цепь соленоида L_2 емкости C . Это приводит к зарядке конденсатора C и к преобразованию магнитной энергии в электрическую. В результате последовательных преобразований магнитной энергии в электриче-

скую и наоборот в L_2C -контуре возникает поле положительной полярности, описываемое уравнением (1).

При получении от компаратора 4 импульса, дающего разрешение на смену полярности выходного напряжения биполярного источника 2, к токовым ключам с помощью схемы логического умножения 8 подсоединяется плечо тока отрицательной полярности и через соленоид L_2 начинает протекать ток обратного направления. В этом случае накопление магнитной энергии в L_2 , а также зарядка и разрядка емкости C происходят аналогично описанному выше способу. В результате в соленоиде L_2 создается высокостабильное однородное осциллирующее затухающее локальное магнитное поле отрицательной полярности с амплитудой $-H_{01}\exp(-\beta t)$.

Таким образом, путем переключений выходных напряжений источника 2 в соленоиде L_2 создается высокостабильное биполярное однородное осциллирующее затухающее локальное магнитное поле:

$$H_1(t) = \sum_{i,j=0}^N (H_{01i} - H_{01j}) \exp(-\beta t) \cos \Omega t. \quad (6)$$

Здесь H_{01i}, H_{01j} – заданные напряженности магнитных полей подмагничивания; t – время; $i, j = 0, 1, 2, \dots, N$, где N число ступеней, заданных амплитудой $H_{01}\exp(-\beta t)$ осциллирующего затухающего локального магнитного поля.

На рис. 3 приведена блок-схема плеча тока положительной полярности биполярного источника питания соленоида поля подмагничивания. Схема работает следующим образом. Сигналы генератора прямоугольных импульсов подаются на схему логического умножения, с выхода которой поступают на счетный вход двоично-десятичного реверсивного счетчика младшего разряда $ДДРС_1$. Последний после заполнения последовательно передает импульсы на счетные входы счетчиков старших разрядов $ДДРС_2$ – $ДДРС_N$. Сигналы на выходах $ДДРС$ предварительно, в соответствии с токами соленоида опорного магнитного поля смещения, устанавливаются с помощью кодовых переключателей $КП$, соединенных с задающими входами $ДДРС$, или с помощью компьютера. При поступлении выходных сигналов $ДДРС$ токовые ключи $ТК$ соединяют выходы разрядных генераторов биполярных источников тока $БИТ$ с соленоидом поля подмагничивания.

Работа плеча тока отрицательной полярности биполярного источника питания соленоида поля подмагничивания происходит аналогичным образом. В соответствии с выходным сигналом компаратора на счетный вход $ДДРС_1$ поступают сигналы от генератора прямоугольных импульсов, которые изменяют содержащуюся в $ДДРС$ информацию, ре-

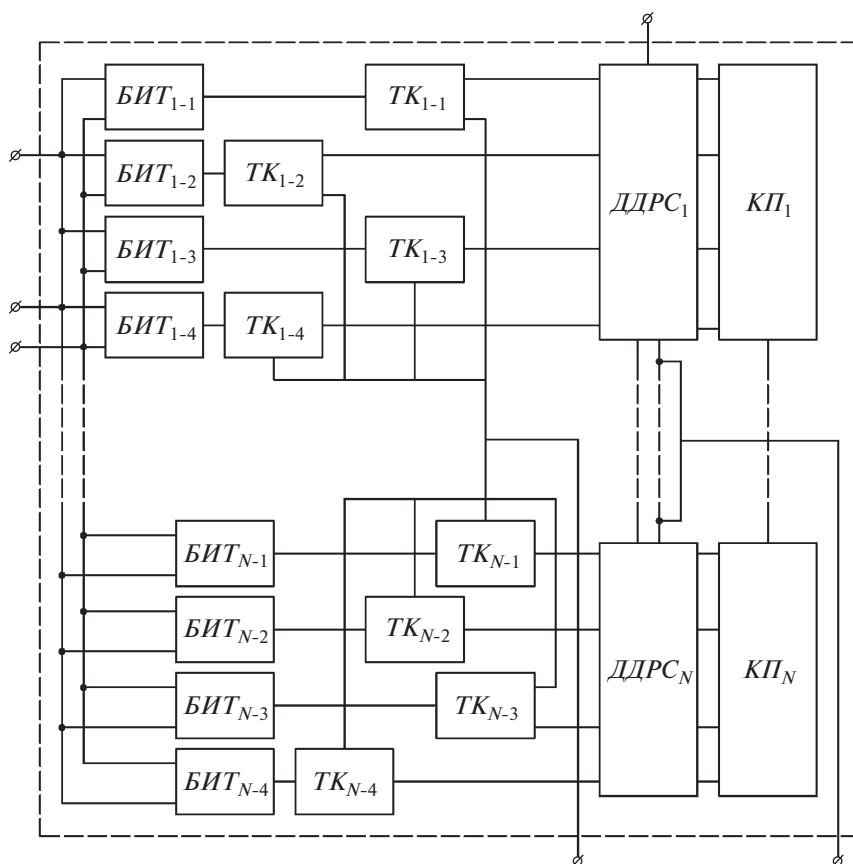


Рис. 3. Блок-схема плеча тока положительной полярности биполярного источника питания соленоидов поля подмагничивания. ДДРС – двоично-десятичные реверсивные счетчики; КП – кодовые переключатели; ТК – токовые ключи; БИТ – биполярные источники тока.

гулирующую число ступеней $H_{01} \exp(-\beta t)$ осциллирующего затухающего локального магнитного поля, и это продолжается до тех пор, пока измеряемое поле $|H_p|$ не будет обнаружено.

На рис. 4 приведена блок-схема базового холловского магнитометра первой ступени. Магнитометр работает следующим образом. Синусоидальный сигнал от задающего генератора ГСН поступает на регулируемый источник тока РИТ, питающий п.Х. Сигналы с контактов п.Х. через повторитель напряжения ПН_{1,2} поступают на входы масштабного дифференциального усилителя МДУ, коэффициент усиления которого в зависимости от уровня измеряемого сигнала устанавливается вручную (на схеме не показано) или при помощи компьютера. Далее, сигнал с выхода МДУ подается на один из входов дифференциального усилителя ДУ₁, на другой вход которого через фазовращатель Φ поступает сигнал с компенсирующего сопротивления R_k . Выход ДУ₁ подключен на вход синхронного детектора СД, на опорный вход которого подается сигнал от ГСН. Далее, остаточный выходной сигнал СД вычитается ДУ₂, а полезный сигнал усиливается и посту-

пает в компьютер. Так как сигналы с холловских контактов и от R_k равны по амплитуде, то всякое неконтролируемое изменение амплитуды тока через п.Х. и уход его фазы дополнительно компенсируются ДУ₁.

Настраивают магнитометр резисторами R_1-R_4 , добиваясь наименьшего показания СД при отсутствии внешнего магнитного поля. Затем остаточный выходной сигнал СД компенсируется и усиливается ДУ₂. Благодаря применению процедуры “первоначального вычитания–усиления–повторного двукратного вычитания” повышается точность компенсации остаточного напряжения (уровень э.д.с. Холла намного повышается по сравнению с уровнем собственных шумов операционных усилителей). С ростом рабочей частоты в традиционных схемах увеличивается разность фаз между током через п.Х. и э.д.с. Холла. Это приводит к искажению магнитополевой зависимости э.д.с. Холла в случае регистрации слабых магнитных полей. Исключение искажения в предложенном магнитометре осуществляется путем подгонки к нулю фазы между током через п.Х. и э.д.с. Холла и прецизионным регулированием с

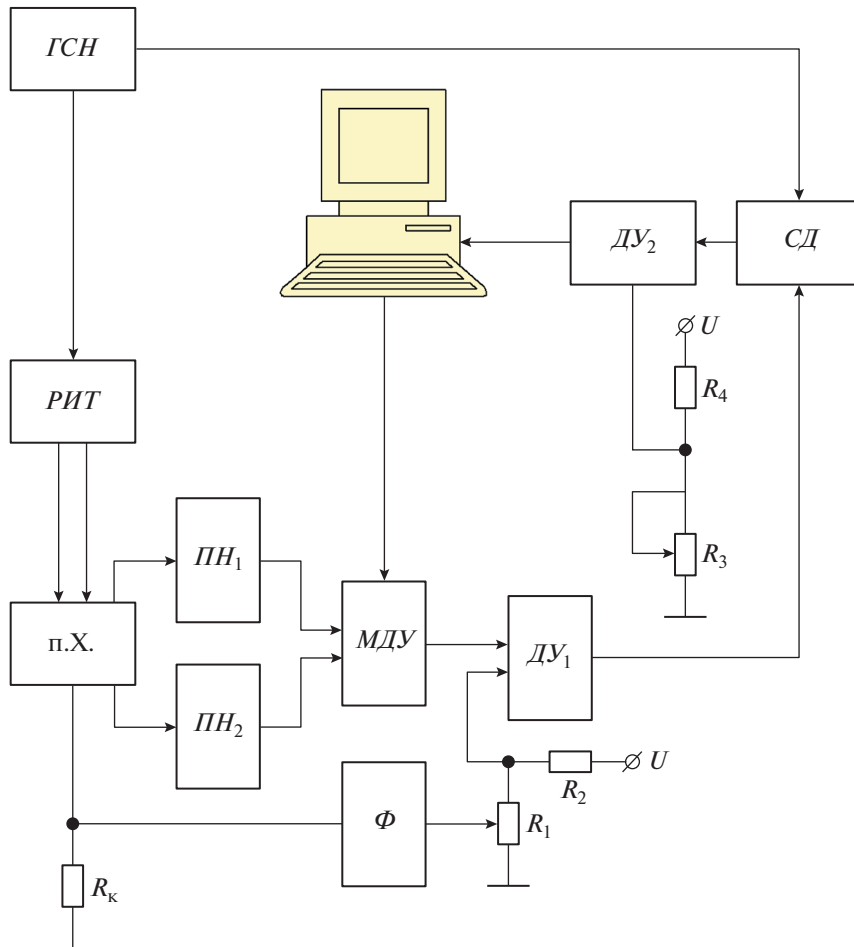


Рис. 4. Блок-схема магнитометра для измерения плотности затухающего магнитного поля $B_{tr}(H_0)$ с помощью преобразователя Холла. ГСН – генератор синусоидального напряжения; РИТ – регулируемый источник тока; п.Х. – преобразователь Холла; ПН – повторители напряжения; МДУ – масштабный дифференциальный усилитель; Ф – фазовращатель; ДУ₁, ДУ₂ – дифференциальные усилители; СД – синхронный детектор.

помощью R_k напряжения на входе Φ . Такую высокоточную процедуру удастся осуществить за счет высоколинейного, прецизионного фазовращателя, работающего в широком частотном диапазоне.

При гелиевых температурах магнитное поле образца, находящегося вблизи поверхности пленки с п.Х., измерялось работающим в замкнутом режиме магнитометром, причем измерительная часть камеры датчика помещалась внутри сверхпроводящего экрана, а вся система – внутри цилиндрического магнитного экрана, изготовленного из алюминия и пермаллоя. В случае азотных температур, когда сверхпроводящий экран переходит в нормальное состояние, магнитное поле Земли и все возможные наводки экранировались внешним большим экраном. При использовании магнитометра в качестве открытой системы внутренний и наружный магнитные экраны не использовались, а магнитное поле Земли компенси-

ровалось с помощью соленоида третьей наружной секции соосных соленоидов с индуктивностью $L_3 \approx 0.049$ Гн. Эта компенсация осуществлялась путем пропускания через соленоид L_3 постоянного тока регулируемого источника I_3 (см. рис. 2), управляемого с помощью схемы логического умножения I_2 и компьютера I_1 . Для регистрации в пространстве слабых постоянных и переменных магнитных полей магнитометр для такой открытой системы работал в качестве “антенны”.

На рис. 5 приведены зависимости $B_{tr}(H_0)$ эпитаксиальных пленок YBCO, полученные в разных технологических циклах (см. ниже). Измерения проведены с помощью предложенного д.х.м. для большого шага ΔH_0 (рис. 5а) и для малого шага изменения значения ΔH_{01} в районе скачков (рис. 5б). Согласно рис. 5, скачки на зависимостях $B_{tr}(H_0)$ для разных эпитаксиальных пленок YBCO происходят примерно при одинаковых значениях H_0 . Для работы магнитометра выбиралась пленка

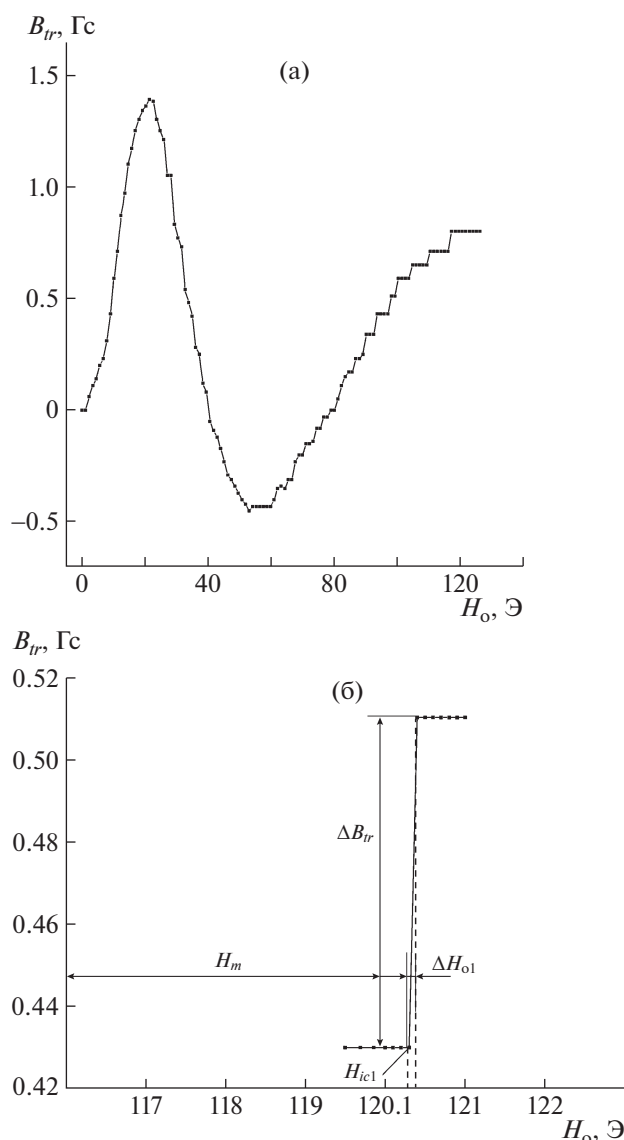


Рис. 5. Магнитолевая зависимость плотности затухающего магнитного поля $B_r(H_0)$ для эпитаксиальной пленки № 1 диаметром ~ 8 мм и толщиной $h \approx 0.4$ мкм: **а** – для большого шага ΔH_0 (измерения проведены с помощью предложенного д.х.м. при температуре 77.4 К); **б** – для малого шага изменения значения ΔH_{01} в районе скачков.

№ 1, имеющая наиболее резкий переход в области скачка при более высоком значении H_{ic1} (параметры пленки № 1 см. ниже).

На рис. 6а приведена зависимость $B_r(H_0)$ для массивного образца YBCO № 2. Согласно зависимости, приведенной на вставке к рис. 6а, в монокристаллах текстурованных квазиоднокристаллических образцах также происходит резкое проникновение магнитного потока при распаде монокристаллов на более мелкие суб- и нанокристаллиты.

На рис. 6б приведена зависимость линейных размеров a_{gi} кристаллитов и субкристаллитов от характерных значений H_{ic1} для массивного образца № 2. Согласно рис. 6б, с ростом поля линейные размеры a_{gi} субкристаллитов, участвующих в процессе захвата магнитного потока, уменьшаются от 0.36 до 0.081 мкм (принцип расчета a_g см. [5]). Погрешность определения a_{gi} обусловлена разбросом размеров субкристаллитов в силу нестройной параллельности границ двойникования и непостоянства их периода. Диапазон изменения a_g аналогичен и для YBCO-пленок, что задает пределы изменения пространственного разрешения д.х.м.

На рис. 7 приведена диаграмма работы д.х.м. Алгоритм работы заключался в следующем. Сначала пленка при выключенных с помощью компьютера I_1 (см. рис. 2) источнике питания нагревателя 15 и схеме логического умножения 14 переводилась в сверхпроводящее состояние в нулевом магнитном поле, затем ступенчато подавалось опорное магнитное поле смещения $H_0 = H_m$. После снятия поля с помощью п.Х. измерялась плотность B_{r1} затухающего магнитного поля пленки и устанавливался сигнал P_1 на выходе компаратора 4. Таким способом измерялся коэффициент усиления K_1 магнитометра до возникновения скачка магнитного отклика YBCO-пленки на магнитное поле. Полученные данные вводились в компьютер 11. Далее на опорное поле смещения H_m накладывалось поле подмагничивания – осциллирующее затухающее локальное магнитное поле:

$$H_0 \leq H_m + H_{01} \exp(-\beta t) \leq H_{ic1} \quad (7)$$

и одновременно обеспечивался доступ измеряемого магнитного поля H_p к пленке.

В случае

$$H_0 = H_m + H_{01} \exp(-\beta t) + |H_p| > H_{ic1} \quad (8)$$

менялся заранее установленный сигнал на выходе компаратора 4, переключалась полярность источника питания соленоида поля подмагничивания, и работа установки возвращалась в исходное состояние. После этого ступенчато подавалось магнитное поле с амплитудой $H_{01} \exp(-\beta t)$ меньшего уровня, так что

$$H_m + H_{01} \exp(-\beta t) + |H_p| \leq H_{ic1}, \quad (9)$$

и процедура поиска продолжалась до тех пор, пока не будет реализовано условие (4) и на выходе компаратора 4 не появится скачок сигнала из состояния P_1 к состоянию P_2 .

Измеренное обновленное значение параметра B_{r2} также вводилось в компьютер 11 и определялся коэффициент усиления магнитометра с резкими скачками магнитного отклика пленки на

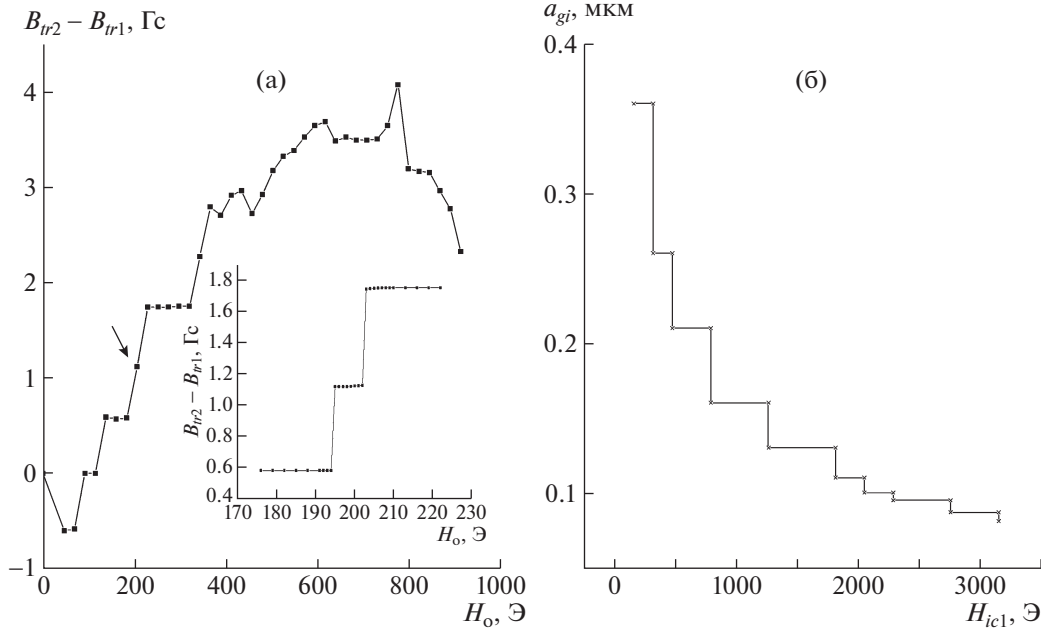


Рис. 6. Зависимости для массивного образца № 2: **а** – разности плотностей захваченных магнитных потоков $B_{tr2} - B_{tr1}$ от поля H_0 , стрелкой показана точка, вокруг которой более мелкими шагами разворачивается внешнее магнитное поле; на вставке – прецизионная картина области скачка; **б** – линейных размеров a_{gi} кристаллитов и субкристаллитов от характерных значений H_{ic1} . Температура 77.4 К.

опорное магнитное поле смещения и поле подмагничивания.

Результирующий коэффициент усиления разработанного д.х.м. определялся из формулы:

$$K = K_1 \left(\frac{H_m}{\Delta H_0} \right) \left(\frac{\Delta H_0}{H_{ic1} - H_{ol}} \right) = K_1 \frac{H_m}{(q - p)H_{ol}}. \quad (10)$$

Так как магнитный отклик пленки пропорционален пиковому значению измеряемого поля H_p , то величина H_p определялась как разность между измеренными значениями:

$$\begin{aligned} |H_p| &= \frac{\Delta B_{tr}}{K} = \frac{B_{tr2} - B_{tr1}}{K_1 \frac{H_m}{(q - p)H_{ol}}} = \\ &= \frac{(B_{tr2} - B_{tr1})(q - p)H_{ol}}{K_1 H_m}. \end{aligned} \quad (11)$$

Эпитаксиальные пленки YBCO цилиндрической формы диаметром 8 мм и толщиной h до 1 мкм с ориентацией оси \vec{c} перпендикулярно плоскости подложки получены лазерным распылением на подложке NdGaO₃ (110) стехиометрической YBCO-мишени высокой плотности. Измеренная индуктивным методом критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние составила $T_c \sim 92$ К, а ширина сверхпроводящего перехода $\Delta T_c \approx 0.6$ К (образец № 1). Для создающего опорное магнитное поле смещения

большого соленоида L_1 , намотанного медным проводом марки ПЭТВ-943 диаметром 0.25 мм, активное сопротивление составляло $r_1 \approx 20$ Ом при температуре 77.4 К. Активные сопротивления соленоидов L_2 и L_3 , намотанных медным проводом марки ПЭТВ-943 диаметром 0.17 мм, составляли $r_2 = r_3 \approx 2.2$ Ом при температуре 77.4 К. Емкость конденсатора, включенного параллельно к индуктивности L_2 , составляла $C \approx 0.1$ мкФ. Коэффициент затухания колебаний $\beta \approx 22$ с⁻¹, собственная частота колебательного контура $f \approx 500$ кГц. Параллельно большому соленоиду L_1 включен конденсатор емкостью $C \approx 0.3$ мкФ. В этом случае коэффициент затухания колебаний $\beta \approx 20$ с⁻¹, а собственная частота колебательного L_1C -контура – $f \approx 10$ кГц. Частота синхронного переключения полей H_m и $H_{ol} \exp(-\beta t) \cos \Omega t$ составляла $f \approx 1$ кГц.

Для обеспечения работы магнитометра на более высоких частотах и в импульсном режиме необходимо вместо стандартного п.Х. использовать высокочастотные датчики. Путем изменения емкости, параллельно подключенной к соленоиду подмагничивания L_2 , в диапазоне 0.01–0.1 мкФ, а емкости, подключенной к соленоиду L_1 , в диапазоне 0.03–0.5 мкФ удалось обеспечить работу следящей системы на частотах выше 100 кГц и повысить быстродействие магнитометра. Так как в работах [1–3] индуктивность соленоида L_1 на

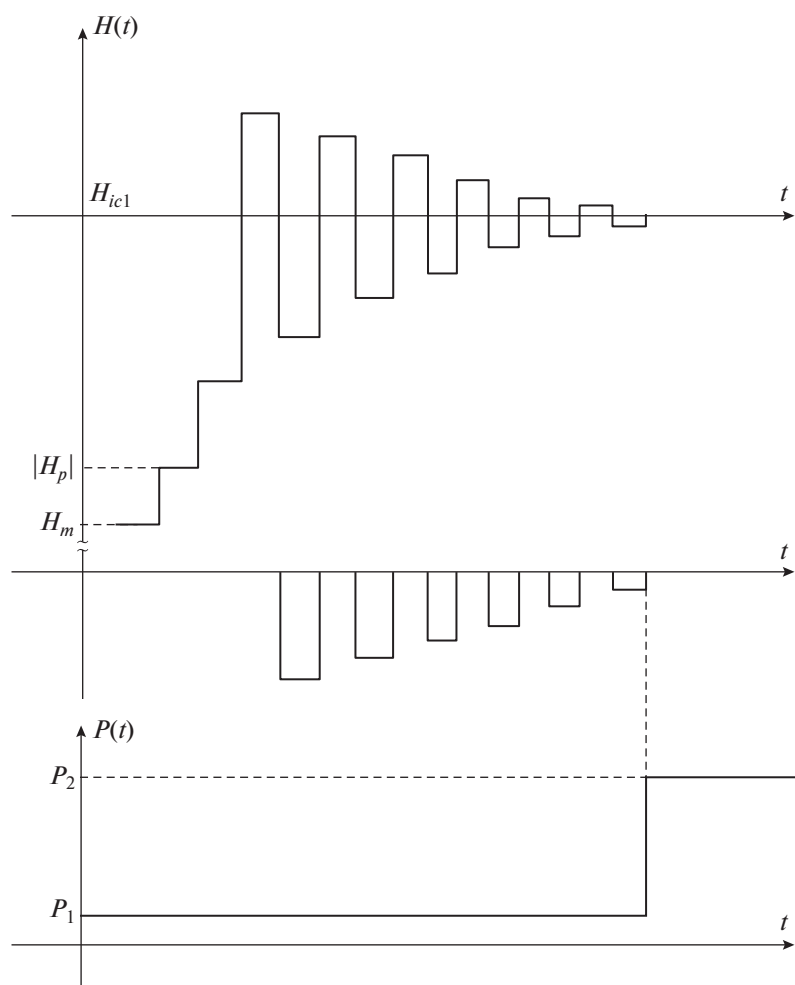


Рис. 7. Диаграмма работы д.х.м. Диаграмма заимствована из [1] с добавлением поля H_m .

порядок больше индуктивности L_2 , быстродействие магнитометра [1–3] на порядок ниже предложенного в данной работе магнитометра. Быстродействие магнитометра ограничено скоростью процесса релаксации измеряемой плотности затухающего магнитного поля в пленке. В связи с тем, что после снятия ступенчато приложенного к пленке осциллирующего затухающего локального магнитного поля положительные и отрицательные полупериоды хвостовой части затухающего магнитного поля взаимокompенсируются, рожденные этими полупериодами вихри и антивихри сверхпроводника быстро аннигилируют, препятствуя выходу вихрей из пленки и тем самым останавливая процесс магнитной релаксации в ней. Переключение с помощью следящей системы полярностей амплитуды $H_{o1} \exp(-\beta t)$ ступеней осциллирующего затухающего локального магнитного поля также приводило к жесткой временной фиксации плотности затухающего магнитного поля.

Согласно рис. 5а, значения B_{lr} между ступенями осциллирующего затухающего локального магнитного поля не меняются и при этом остаются постоянными в течение до 5 мин после снятия ступени. Согласно данным, приведенным на рис. 5, использованная в магнитометре эпитаксиальная пленка № 1 толщиной $h \approx 0.5$ мкм имела следующие параметры: $H_{ic1} \approx 120.252$ Э, $\Delta B_{lr} \approx 0.082$ Гс, $\Delta H_o \approx 4.66$ Э, $H_{o1} \approx 0.1$ Э. Соответствующая этим параметрам амплитуда опорного магнитного поля смещения выбиралась равной $H_m \approx 120.251$ Э. Такие характеристики обеспечивали чувствительность к суммарному полю в камере датчика $K \approx 8 \cdot 10^{-7}$ Гс/Гц^{1/2}, что более чем на порядок превышает чувствительность магнитометров [1–3]. При этом чувствительность K_1 разработанного базового магнитометра составляла $\approx 2.5 \cdot 10^{-3}$ Гс/Гц^{1/2} [10].

Пространственное разрешение магнитометра определяется линейными размерами двойников, которые при поле $H_{ic1} \approx 120.252$ Э составляли $a_g =$

$= (\Phi_0/H_{ic1})^{1/2} \approx 300$ нм. Здесь $\Phi_0 \approx 2.07 \cdot 10^{-7}$ Гс · см² – квант магнитного потока. Смещение рабочей точки холловского магнитометра с помощью опорного поля смещения H_m аналогично смещению напряжения прецизионных усилителей и позволяет не только повысить точность и линейность, но и расширить диапазон измерения магнитометра путем регулирования H_m в диапазоне 0–150 Э. Ступенчатое изменение величины $(q-p)H_{ic1}$ в узком диапазоне измерения ΔH_0 (см. уравнение (4)) позволило существенно сдвинуть диапазон измерения предложенного магнитометра в область слабых полей от значений $8 \cdot 10^{-7}$ – $2.5 \cdot 10^{-3}$ Э.

Для оценки чувствительности магнитометра сначала на сравнительно большом токе с помощью откалиброванного п.Х. устанавливалась постоянная (ток–поле) катушки L_1 , а затем при известном токе определялась величина поля и вычислялась магнитная чувствительность магнитометра. Далее, после установления чувствительности базового магнитометра для тока на три порядка меньше тока через соленоид L_1 , устанавливалась постоянная (ток–поле) катушек L_2 и L_3 , после чего при известном токе определялась величина поля и вычислялась магнитная чувствительность магнитометра от суммарных полей соленоидов L_1 и L_2 . Входной сигнал, соответствующий полю H_p , создавался с помощью соленоида L_3 .

На рис. 8а приведен выходной сигнал компаратора, на один из входов которого с помощью резисторов через усилитель подавался опорный сигнал, пропорциональный току через L_3 , а на второй вход – выходной сигнал магнитометра. При выравнивании сигналов происходил скачок выходного сигнала компаратора из состояния U_1 в состояние U_2 . Установленное значение порогового сигнала соответствовало значению поля $\approx 8 \cdot 10^{-7}$ Гс/Гц^{1/2}. Для определения неизвестного измеряемого поля H_p , направленного под произвольным углом к поверхности пленки, его компоненты измерялись непосредственно на поверхности и вокруг образца. Для этого располагали три одинаковых по техническим характеристикам п.Х. на трех строго взаимно перпендикулярных гранях куба малого размера, который закреплялся на медной подложке. Таким образом измеряли три компоненты поля $H_{p_x}, H_{p_y}, H_{p_z}$, после чего определяли величину поля $H_p = (H_{p_x}^2 + H_{p_y}^2 + H_{p_z}^2)^{1/2}$ произвольного направления. Если H_p направлено перпендикулярно к поверхности пленки с п.Х., то величина поля максимальна и легко измеряется.

Разработанный в [11] трехмерный сканирующий холловский микроскоп позволяет в однородном поле картографировать распределение слабых полей с разрешением 1 мкм, однако при

приложении осциллирующего затухающего локального магнитного поля к исследуемому объекту можно добиться еще более высокого разрешения, ≈ 0.081 мкм [5, 6]. Именно этим способом нами были измерены все тензоры магнитного поля – основные элементы матрицы градиентов магнитного поля H_p :

$$H_{p_{x,y,z}} = \begin{vmatrix} \frac{\partial H_{p_x}}{\partial x} & \frac{\partial H_{p_x}}{\partial y} & \frac{\partial H_{p_x}}{\partial z} \\ \frac{\partial H_{p_y}}{\partial x} & \frac{\partial H_{p_y}}{\partial y} & \frac{\partial H_{p_y}}{\partial z} \\ \frac{\partial H_{p_z}}{\partial x} & \frac{\partial H_{p_z}}{\partial y} & \frac{\partial H_{p_z}}{\partial z} \end{vmatrix}.$$

При усовершенствовании сканирующего механизма микроскопа [11] путем установки пьезопреобразователя можно обнаружить двойники меньшего размера и измерить H_{ic1} нанокристаллитов, что позволит достичь еще более высокого пространственного разрешения предлагаемого в данной работе магнитометра. В таких случаях размеры рабочей поверхности чувствительного элемента могут сравняться с размерами суб- и нанокристаллитов (10–300 нм) [5, 6]. Такое высокое пространственное разрешение превосходит данный параметр для преобразователей на основе гетеропереходов с двумерным электронным газом, имеющих размеры рабочей поверхности $\sim 0.3 \times 0.3$ мкм. Кроме того, как показано в [5, 6], в этом случае каждый нанокристаллит может захватывать по одному кванту магнитного потока, и скачки на магнитолевой зависимости плотности затухающего магнитного поля при поле H_{ic1} (см. рис. 5) станут более резкими. Чувствительность магнитометра в этом случае повысится более чем на порядок и может достигнуть $K \approx 10^{-8}$ Гс/Гц^{1/2}. Это превосходит чувствительность феррозондовых магнитометров при лучших (на порядки) значениях линейности и пространственного разрешения.

Благодаря трем факторам, а именно: смещению начала рабочей точки п.Х. (в данном случае до $H_{ic1} \approx 120.252$ Э), сужению диапазона его работы в районе $\Delta H_0 \approx 4.66$ Э (см. рис. 5) и реализации зависимости (3), коэффициент нелинейности оказался меньше 0.01% (в основном обусловлен нелинейностью п.Х.) и не зависел от достигнутой высокой чувствительности и точности магнитометра во всем диапазоне измерений магнитометра. Для определения коэффициента нелинейности магнитометра через соленоид L_3 пропускали строго линейно нарастающий во времени ток и измеряли величину поля.

На рис. 8б приведены временные зависимости выходного сигнала магнитометра и поданного на второй вход дифференциального усилителя вы-

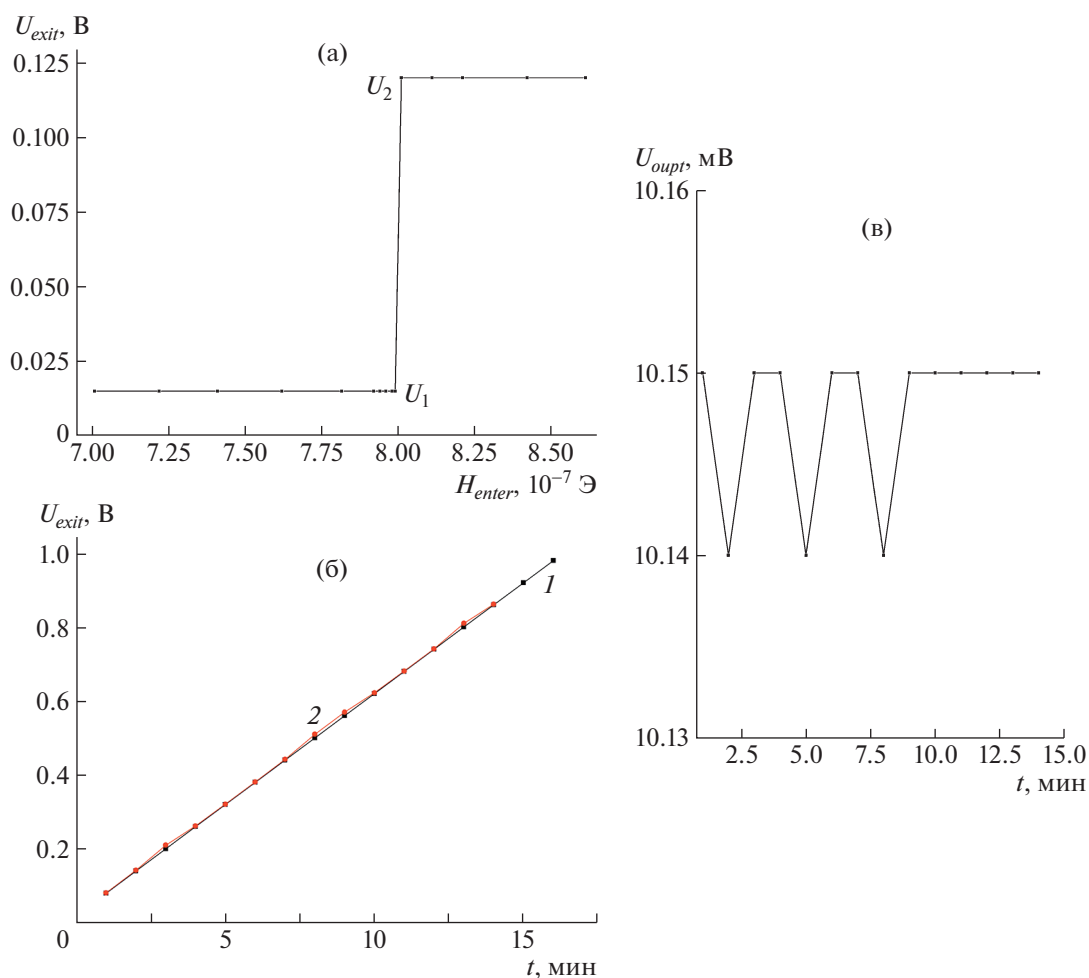


Рис. 8. а – выходной сигнал компаратора, на один из входов которого подавался опорный сигнал, пропорциональный току через L_3 , а на второй вход – выходной сигнал магнитометра; б – временные зависимости выходного сигнала магнитометра (2) и выходного напряжения усилителя (1) (на схеме не показан); в – временная зависимость выходного сигнала дифференциального усилителя (на схеме не показан), соответствующего разностному сигналу между сигналами на выходах магнитометра и усилителя.

ходного напряжения усилителя, которое пропорционально току через соленоид L_3 . На рис. 8в приведена временная зависимость выходного сигнала дифференциального усилителя, соответствующая разностному сигналу на выходах магнитометра и усилителя. По степени отклонения от линейности зависимостей тока и поля, а также по уровню нулевого сигнала на выходе дифференциального усилителя было установлено, что коэффициенты нелинейности и неточности усиливающей среды при выполнении магнитометром условия (3) в области слабых полей, $<0.01\%$, уменьшались с ростом уровня сигнала.

Таким образом, можно сделать вывод, что создана линейная высокоточная усиливающая среда для слабых магнитных полей. Преимуществом предложенного способа магнитометрии является то, что измеряемая величина устанавливалась с

помощью следящей поисковой системы, позволяющей менять амплитуду ступени поля $H_1(t)$, согласно формуле (9), и путем подгонки опорного поля осуществлять реализацию формулы (4) с высокой точностью. Вследствие того что амплитуда ступенек $H_{01}\exp(-\beta t)$ осциллирующего затухающего локального магнитного поля задавалась с помощью высокостабильных разрядных генераторов [12], стабильность и точность магнитометра существенно повышались, так как разряды, соответствующие измеряемому полю, фиксировались с высокой точностью.

Несмотря на то что разработанные нами методики и технологии находятся в стадии развития, полученные результаты уже сейчас позволяют сделать достаточно оптимистические прогнозы для оценки предельных значений таких параметров магнитометра, как чувствительность, линей-

ность, точность, быстродействие и пространственное разрешение. Такие прогнозы базируются на следующих факторах:

а) минимальные размеры двойников могут достигать $d \approx 20$ нм [7, 8] (и меньше);

б) с учетом размагничивающего фактора пленки значения H_{ic1} двойников могут достигать 10^4 Э при температуре ~ 77.4 К и до $(5-10) \cdot 10^4$ Э при 4.2 К;

в) чувствительность базового холловского магнитометра может составлять $\approx 10^{-4}$ Гс/Гц^{1/2} (см. [13] и приведенную там литературу);

г) эффективная площадь рабочей поверхности п.Х. меньше, чем заданный размер его рабочей поверхности (чувствительная зона п.Х. расположена в основном в узкой полосе вблизи холловских контактов [14]);

$$д) H_m/\Delta H_o \approx 10^2-10^4, (q-p)(\Delta H_o/\Delta H_{o1}) \approx 10^3.$$

Перечисленные выше факторы позволяют сделать вывод, что чувствительность д.х.м. может достигать $\geq 10^{-9}-10^{-11}$ Гс/Гц^{1/2} при пространственном разрешении $\approx 10-20$ нм, при этом д.х.м. имеет высокую степень линейности, точности и быстродействия. Магнитометры с такими значениями чувствительности приближаются по чувствительности к СКВИД-магнитометрам, но превосходят их по остальным параметрам.

Исходя из полученных результатов, можно сделать следующие предположения и оценки. Так как значение результирующего коэффициента усиления двухступенчатого магнитометра напрямую зависит от коэффициента преобразования преобразователя магнитного поля и магнитометра первой ступени (см. формулу (11)), то если на первом этапе использовать магнитометр на основе СКВИД, обеспечивающий чувствительность $\approx 10^{-8}-10^{-11}$ Гс/Гц^{1/2} [15, 16], на втором этапе чувствительность может еще возрастать на $\approx 10^{-2}-10^{-4}$ Гс/Гц^{1/2}. Кроме этого, как показано в [17], размеры СКВИД можно уменьшить до 100 нм. Такие предельные чувствительности магнитометра являются очень важными для высокоточного локального и селективного исследования квантово-механических процессов в веществах в условиях магнитного вакуума и низких температур при пространственном разрешении магнитометра ≈ 20 нм.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ростами Х.Р.* // XXVII Международная конференция “Электромагнитное поле и материалы” (фундаментальные физические исследования). М.: Изд-во МЭИ, 2019. С. 536.
2. *Rostami Kh.R., Nikitin I.P.* // Measurement. 2020. Т. 153. Р. 107423. <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2019.107423>
3. *Ростами Х.Р., Никитин И.П., Лузанов В.А.* // Радиотехника и электроника. 2021. Т. 66. № 10. С. 1029. <https://doi.org/10.31857/S0033849421100132>
4. *Eisterer M.* // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. P. 094501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.094501>
5. *Rostami Kh.R.* // Int. J. Mod. Phys. B. 2018. V. 32 (31). P. 1850346. <https://doi.org/10.1142/S0217979218503460>
6. *Ростами Х.Р.* // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. С. 755. <https://doi.org/10.1134/S0370274X18230030>
7. *Nakahara S., Boone T., Yan M.F., Fisanick G.J., Johnson D.W.* // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. P. 451. <https://doi.org/10.1063/1.341149>
8. *Абрикосов А.А., Буздин А.И., Кулич М.Л., Купцов Д.А.* // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 1. С. 371.
9. *Ozmanyany Kh.R., Sandomirskii V.B., Sukhanov A.A.* // Superconductor Science and Technology. 1990. V. 3. P. 255. <https://doi.org/10.1063/1.341149>
10. *Ростами Х.Р.* // ПТЭ. 2016. № 2. С. 112. <https://doi.org/10.7868/S0032816216010110>
11. *Ростами Х.Р.* // ЖТФ. 2020. Т. 90. № 12. С. 2066. <https://doi.org/10.21883/JTF.2020.12.50123.291-18>
12. *Ростами Х.Р.* Патент на изобретение № 2007862 РФ. // БИ. 1994. № 3. С. 1.
13. *Игнатъев В.К., Орлов А.А., Перченко С.В., Станкевич Д.А.* // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. № 15. С. 3. <https://doi.org/10.21883/pjtf.2017.15.44864.16434>
14. *Манторов В.В.* // Изм. техника. 1994. № 4. С. 41.
15. Слабая сверхпроводимость: Квантовые интерферометры и их применения / Под ред. Б.Б. Шварца и С. Фонера. М.: Мир, 1980.
16. *Limes M.E., Foley E.L., Kornack T.W., Caliga S., McBride S., Braun A., Lee W., Lucivero V.G., Romalis M.V.* // Phys. Rev. Applied. 2020. V. 14. P. 011002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.14.011002>
17. *Morosh V., Linek J., Müller B., Martínez-Pérez M.J., Wolter S., Weimann T., Beyer J., Schurig T., Kieler O., Zorin A.B., Kleiner R., Koelle D.* // Phys. Rev. Applied. 2020. V. 14. P. 054072. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.14.054072>