Письма в ЖЭТФ, том 120, вып. 4, с. 304 – 311 © 2024 г. 25 августа

Влияние методов травления на диэлектрические потери кубитов-трансмонов

Т. А. Чудакова[+*×1)], *Г. С. Мажорин*[+*×], *И. В. Трофимов*[°], *Н. Ю. Руденко*[+], *А. М. Мумляков*[°], *А. С. Казьмина*[+*×], *Е. Ю. Егорова*[+*×], *П. А. Гладилович*[+], *М. В. Чичков*[+], *Н. А. Малеева*[+], *М. А. Тархов*[°], *В. И. Чичков*[+]

[+]*Национальный исследовательский технологический университет МИСИС, 119049 Москва, Россия*

[*]*Российский квантовый центр, 121205 Сколково, Москва, Россия*

[×]*Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия*

[°]*Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 3 июля 2024 г.
После переработки 20 июля 2024 г.
Принята к публикации 22 июля 2024 г.

Сверхпроводниковые кубиты – одна из наиболее перспективных платформ для реализации отказоустойчивого квантового процессора. Существенной проблемой этих кубитов являются дефекты на поверхностях сверхпроводников и на подложке, приводящие к декогеренции и временным флуктуациям характеристик кубита. Количество и характер дефектов зависят от материала подложки и кубитов и качества их обработки. В данной работе были экспериментально исследованы трансмоны, изготовленные по одному технологическому чертежу с использованием двух методик травления алюминия: жидкостного в растворе слабых кислот и сухого плазмохимического в хлорсодержащей смеси. Времена релаксации и когерентности кубитов, изготовленных методом сухого травления, более чем в 2 раза превосходят аналогичные характеристики кубитов, изготовленных с использованием жидкостного травления. Исследование временных флуктуаций времен релаксации и частот кубитов показал значительно меньшее влияние двухуровневых дефектов на кубиты сухого травления, чем на кубиты жидкостного травления. Анализ временных изменений характеристик кубитов позволяет определить доминирующие механизмы их диэлектрических потерь.

DOI: 10.31857/S0370274X24080244, EDN: EKUVIW

Введение. Сверхпроводниковые кубиты являются одной из наиболее успешных платформ для реализации квантовых вычислений. На сегодняшний день продемонстрированы кубиты с временами когерентности более 1 мс [1], высокоточные однокубитные [2] и двухкубитные операции [3, 4]. На сверхпроводниковых квантовых процессорах уже показано квантовое преимущество [5, 6], реализованы алгоритмы коррекции ошибок [7, 8], решены некоторые задачи квантовой химии [9, 10]. Однако наличие дефектов, снижающих когерентные свойства кубитов, остается одним из основных ограничений применения сверхпроводниковых систем для квантовых вычислений [11–15].

Сверхпроводниковые кубиты изготавливаются на диэлектрической подложке. Дефекты взаимодействуют с кубитами посредством электрического поля, вызывая релаксацию последних [16]. Концентрация и природа дефектов зависят как от самих материалов сверхпроводника и подложки, так и от обработки их поверхностей [17–20]. Модельно дефект можно описать как двухуровневую систему, состояния которой разделены энергией порядка 10^{-5} эВ. При переходе из одного состояния в другое связанная с кубитом система может поглощать его энергию, вызывая релаксацию, или изменять его характеристики, приводя к потери когерентности [21, 22]. В пределе большого числа слабо связанных с кубитом нерезонансных и не взаимодействующих друг с другом дефектов релаксация хорошо описывается тангенсом диэлектрических потерь [23, 24].

Двухуровневые системы, чья частота близка к частоте кубита, необходимо рассматривать отдельно [25]. Сильносвязанные дефекты могут участвовать в когерентном обмене энергией с кубитом, например, приводя к биениям при наблюдении осцилляций Раби или Рамзея [26], в то время как взаимодействие со

[1)]e-mail: sidelnikova.ta@phystech.edu

слабосвязанными дефектами приводит к релаксации кубита. Кроме того, такие дефекты могут выступать в качестве посредника при их взаимодействии с низкочастотными двухуровневыми системами, так называемыми двухуровневыми флуктуаторами. Такие флуктуаторы являются одной из причин $1/f$ шума, могут вызывать дефазировку кубита, флуктуации и скачки его когерентных характеристик и частоты во времени [16, 27–31].

Одним из способов преодоления проблемы дефектов является изменение топологии кубита и уменьшение связи с источниками шума [32]. Другой способ – использование сигналов, уменьшающих взаимодействие кубита с конкретными дефектами. Например, можно изменять частоты кубитов, отстраивая их от паразитных двухуровневых систем, или управлять частотами самих двухуровневых систем с помощью электрического поля [33]. Описанные методики позволяют уменьшить негативное влияние дефектов на квантовые устройства. Ценой этому служит дополнительное оборудование и усложнение управления устройством, что затрудняет масштабирование данного подхода. Более того, часто при проведении запутывающих двухкубитных операций используются либо вспомогательные уровни [34], либо перестройка частот элементов процессора [35], из-за чего эффективность данных методик в реальных устройствах значительно снижается.

Описанные способы позволяют уменьшить диэлектрические потери для фиксированного количества дефектов. Тем не менее наилучшим подходом является уменьшение количества дефектов в диэлектрике, используя более совершенные технологические методики для изготовления кубитов [36, 37]. В данной работе была экспериментально исследована декогеренция кубитов-трансмонов, в процессе изготовления которых использовались различные методы травления тонких пленок алюминия: сухой плазмохимический и жидкостный.

1. Топология и изготовление образцов. Для исследования влияния методики травления на величину и характер диэлектрических потерь были изготовлены два образца, содержащие по 5 кубитов-трансмонов крестообразной формы (иксмонов). Топология одиночного кубита представлена на рис. 1a. Кубит представляет собой двухконтактный асимметричный джозефсоновский СКВИД, изображенный синим цветом, шунтированный большой крестообразной емкостью, изображенной зеленым цветом. Измерения проводились при нулевом магнитном потоке через СКВИД, т.е. в условиях наименьшей чувствительности кубита к потоковым шумам. Кубит

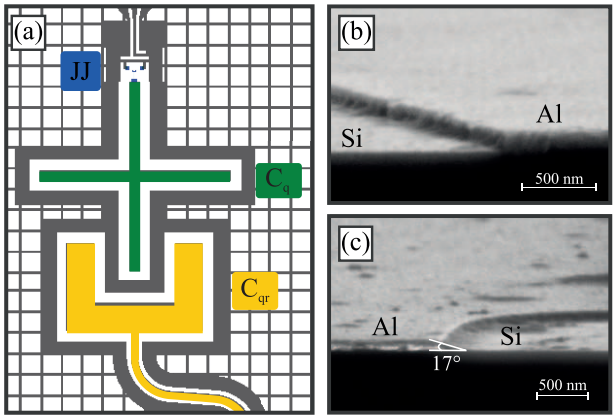

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Топология кубита-иксмона. Джозефсоновский СКВИД изображен синим цветом, шунтирующая емкость – зеленым, фрагмент индивидуального резонатора считывания – желтым. Профили травления алюминиевой пленки, полученной: (b) – сухим плазмохимическим и (c) – жидкостным методами

емкостным образом соединен с индивидуальным резонатором считывания, изображенным желтым цветом. Резонаторы индуктивно соединины со считывающей линией. Возбуждение кубитов также производится через считывающую линию. Выбор именно такой топологии кубитов обусловлен простотой изготовления, высокой воспроизводимостью результатов, и, что самое важное для данного исследования, времена релаксации и когерентности таких систем обычно ограничены именно диэлектрическими потерями, а не взаимным влиянием друг на друга различных элементов схемы.

При изготовлении образцов в качестве подложки использовался высокоомный кремний ($\rho > 10000\,\text{Ом}\cdot\text{см}$). Для подготовки поверхности были применены стандартные методы очистки с использованием деионизированной воды и органических растворителей. Непосредственно перед напылением естественный оксидный слой на поверхности кремния был удален в буферном растворе HF (BOE 7:1 VLSI). Пленка алюминия толщиной 100 нм получена методом электронно-лучевого осаждения в остаточном вакууме не хуже 10^{-8} мбар. После напыления алюминия подложка была разрезана на образец A и образец B. Для формирования топологии базовой структуры использовался фоторезист S1805. Перенос структуры осуществлен с помощью системы прямой лазерной фотолитографии.

Следующим этапом было травление пленки алюминия. При изготовлении образца A был использован сухой плазмохимический метод: травление алю-

миния осуществлялось в реакторе реактивного ионного травления с емкостно-связанной плазмой и индуктивно-связанной плазмой (ICP-RIE) в газовой смеси, содержащей трихлорид бора (BCl_3), бромоводород (HBr) и хлор (Cl_2) в пропорции 1 : 2 : 2. Эти газы играют важную роль в образовании летучих химических соединений с алюминием и оксидом алюминия. Хлор в газообразном состоянии ионизируется до Cl^-, что приводит к образованию летучего $AlCl_3$ при реакции с алюминием. В процессе травления формируется оксид алюминия, который удаляется с использованием BCl_3, образуя B_2O_3 и летучий $AlCl_3$. Для достижения высокой селективности по отношению к фоторезисту и формированию анизотропного профиля HBr добавляется как газприсадка. Во время процесса травления температура столика составляла 50 °C, давление в камере – 2 мТорр, мощность источника ICP – 600 Вт, RF источника – 15 Вт. Продолжительность процесса составила 1 мин. Скорость травления алюминия составляла 102 нм/мин, а селективность к фоторезисту – 2.25. Образец B травился жидкостным методом в растворе слабых кислот $H_3PO_4 : HNO_3 : CH_3COOH : H_2O = 73\,\% : 3.1\,\% : 3.3\,\% : 20.6.\,\%$ (TechniEtch Al80) при температуре 50 C° в течение 20 с. На рисунке 1 изображены профили травления алюминиевой пленки (b) сухим и (c) жидкостным методами. Видно, что в результате сухого плазмохимического травления в профиле образуется резкая ступенька с характерными шероховатостями [38], в то время как жидкостное травление формирует гладкую пологую границу, оканчивающуюся острым углом порядка 17 градусов. Также качество поверхностей образца сухого травления превосходит качество поверхностей, сформированных жидкостным травлением.

Дальнейшие технологические этапы были одинаковы для двух образцов. После снятия резистивной маски в N-methyl-2-pyrrolidone (NMP) при 80 C° были нанесены два слоя резистов PMMA/MMA. Затем с помощью электронно-лучевой литографии в технике безмостового теневого напыления [39] была сформирована маска джозефсоновских переходов $Al/AlO_x/Al$ для последующей взрывной литографии. Следующий этап – теневое осаждение двух алюминиевых электродов с промежуточным оксидированием в атмосфере кислорода. Для создания гальванического контакта между джозефсоновскими переходами и базовым слоем использовались алюминиевые перемычки (бандажи). Бандажи формировались осаждением алюминия на предварительно очищенную *in situ* ионами Ar поверхность базовой структуры через фоторезистивную маску. После взрывной литографии в NMP при 80 C° подложка была разрезана на установке дисковой резки на отдельные чипы.

Целевыми параметрами кубитов являются емкость 67 фФ и джозефсоновские энергии 9.6 и 5.8 ГГц. Для изготовленных образцов параметры были измерены спектроскопическими методами. Отклонение от расчетных значений составило не более 10 %, и разброс относительно среднего не более 2 % как для образцов сухого плазмохимического, так и жидкостного травления.

2. Измерение характеристик кубитов. Целью эксперимента являлось определение времен релаксации и когерентности, а также анализ источников шума. Одним из способов определения источников шумов является измерение флуктуаций когерентных характеристик кубита и его частоты во времени.

Для измерения когерентных характеристик необходимо предварительно провести калибровку управляющих однокубитных импульсов, а именно, π- и $\pi/2$-импульсов [40]. Для определения длительности этих импульсов были измерены Раби осцилляции, т.е. осцилляции населенности в зависимости от длительности возбуждающего резонансного сигнала фиксированной амплитуды [41]. С помощью Раби и Рамзея протоколов были измерены времена релаксации T_1 и когерентности T_2, показанные в табл. 1 для образцов A и B.

Таблица 1. Времена релаксации T_1 и когерентности T_2 образцов, изготовленных с использованием жидкостного или сухого плазмохимического методов травления

Кубит	Образец A: сухое		Образец B: жидкостное	
	T_1, мкс	T_2, мкс	T_1, мкс	T_2, мкс
1	56	45	20	14
2	50	37	15	11
3	54	37	21	20
4	64	17	22	6
5	75	32	20	18

Времена релаксации и когерентности кубитов на образце с жидкостным травлением в среднем 2.5–3 раза меньше, чем на образце с сухим плазмохимическим травлением, что может быть связано с высоким электродипольным взаимодействием кубита с дефектами на поверхности сверхпроводника и вблизи его края, сформированного травлением.

Для того, чтобы разобраться в причинах существенно лучшей когерентности образца B (сухое травление) был проведен дальнейший анализ. Мы провели многократно повторяющиеся измерения

времен релаксации, дефазировки и частоты для обоих образцов с различными длительностями измерений: в течение 5.5 мин для образца сухого травления и в течение 6.5 мин для образца жидкостного травления при измерении времени релаксации, а также по 4 мин для обоих образцов при измерении времени когерентности. Гистограммы распределений времен релаксаций для первых кубитов обоих образцов представлены на рис. 2a. Для определения источников шумов, вызывающих флуктуации времени релаксации кубита, была вычислена девиация Аллана (b) и проведен спектральный анализ Уэлча (c) [42].

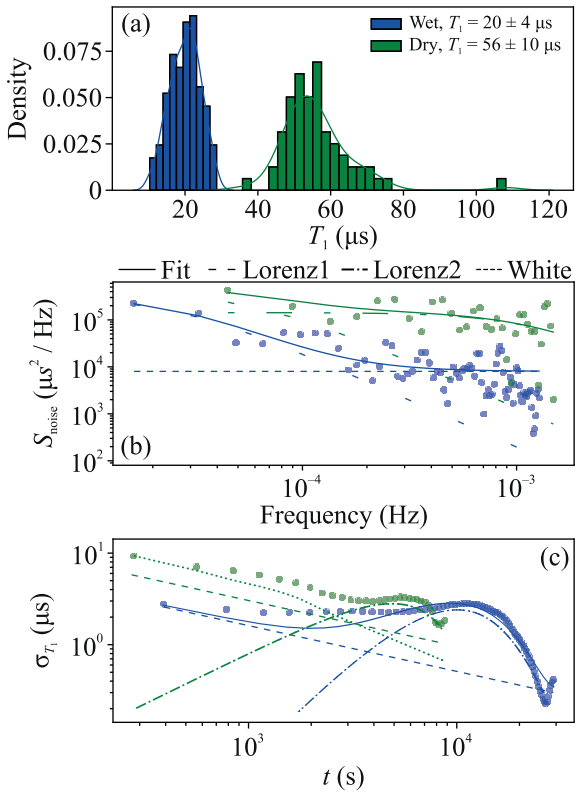

Рис. 2. (Цветной онлайн) Результаты многократно повторяющихся измерений времен релаксации. Результаты, полученные при измерении образца A, изображены зеленым цветом, образца B – синим. (a) – Гистограммы распределений времен релаксаций. (b) – Спектральный анализ Уэлча флуктуаций времен релаксаций. Различный стиль линий соответствует экспериментальным данным, вкладам отдельных источников шумов, а именно белого и лоренцева шумов, и их совокупному вкладу. (c) – Девиация Аллана флуктуаций времен релаксаций. Стили линий приведены в соответствие с (b)

По определению девиация Аллана – это среднее от квадрата разности усредненных последовательных выборок длительностью τ, в рассматриваемом случае:

$$\sigma^2_{T_1} = \frac{1}{2}\left\langle \left(\langle T_1 \rangle^{n+1}_{\tau} - \langle T_1 \rangle^{n}_{\tau} \right)^2 \right\rangle. \qquad (1)$$

Ярко выраженные пики на девиации Аллана свидетельствуют о наличии в системе шума Лоренца. На основе совокупных данных девиаций и спектрального анализа были определены вклады белого шума и шума Лоренца в флуктуации времен релаксаций. На рисунке 2b и с сплошной линией показан результат моделирования, хорошо соответствующий экспериментальным данным, как для кубита с жидкостным травлением (синяя линия), так и сухим (зеленая линия). Кривая Лоренца в спектре флуктуаций обычно соответствует наличию резонанса в системе. Присутствие такой компоненты в спектре шума свидетельствует о связи с системой, обладающей определенной частотой переключения. Такими системами в данном случае могут быть квазичастичные возбуждения или двухуровневые дефекты. Известно, что характерные частоты для квазичастичной рекомбинации при низких температурах составляют порядка 1 кГц [43], квазичастичное туннелирование в джозефсоновском контакте соответствует частотам от 100 Гц до десятков кГц [44]. В эксперименте с кубитом жидкостного травления частота переключения лоренциана составила 40 мкГц, а девиация кубита сухого травления имеет два различимых лоренцевских пика с частотами переключения 75 и 800 мкГц. Видно, что наблюдаемые частоты переключения значительно ниже характерных значений для квазичастиц. Однако подобные частоты характерны для низкочастотных флуктуаторов [36, 37]. Взаимодействие таких систем при посредничестве высокочастотного сильно связанного с кубитом дефекта является наиболее вероятным источником шума Лоренца, наблюдаемого в эксперименте.

Высококогерентные сильно связанные с кубитом двухуровневые системы могут вызывать не только флуктуации времени релаксации, но и участвовать в когерентной динамике системы. На рисунке 3 представлены результаты измерения осцилляций Рамзея на первом кубите образца, изготовленного с помощью жидкостного травления. Видно, что экспериментальные точки отстоят от кривой экспоненциально затухающих синусоидальных колебаний. Объяснением таких “биений” является когерентный обмен населенностью с высокочастотной сильносвязанной двухуровневой системой. Для доказательства данного утверждения была определена сила связи дефекта и кубита, равная 26 кГц, и отстройка частоты ку-

бита от частоты дефекта – 54 кГц. Результат моделирования системы кубит-дефект, изображенный на рис. 3 фиолетовой сплошной линией, хорошо согласуется с экспериментальными данными. Полученная численным моделированием электрическая дипольная связь между кубитом и дефектом позволяет оценить снизу расстояние от джозефсоновского контакта до дефекта [45] как 10 мкм.

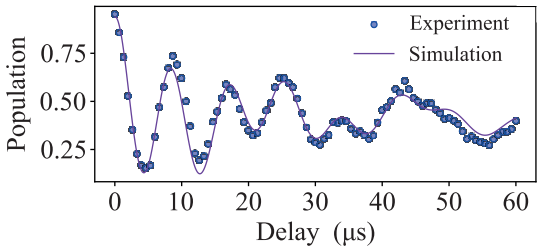

Рис. 3. (Цветной онлайн) Осцилляции Рамзея первого кубита образца B. Экспериментальные точки изображены синим цветом, результат численного моделирования системы кубит-дефект – фиолетовым

Результаты измерений осцилляций Рамзея для первых кубитов каждого из образцов представлены на рис. 4. На основе совокупных данных девиации Аллана рис. 4d и спектра шума Уэлча рис. 4c были определены вклады белого, 1/f и лоренцева шума. Частоты переключения кривых Лоренца равны 106 мкГц и 2 мГц для образца жидкостного травления, 6 мкГц – сухого.

Как упоминалось выше, наиболее вероятными источниками такого шума могут быть низкочастотные флуктуаторы. Однако флуктуаторы проявляются не только в виде Лоренцева шума. На образце жидкостного травления наблюдался дрейф частоты со скоростью 6 кГц/час и высокий уровень 1/f шума, что может являться следствием взаимодействия с большим количеством низкочастотных флуктуаторов [31]. А на образце сухого травления видны скачки в виде телеграфного шума между двумя ярко выраженными частотами, что может быть вызвано переключением одиночного низкочастотного флуктуатора [46].

3. Измерения спектральной плотности шума. Измерения временных флуктуаций когерентных характеристик полезны для анализа источников шума, однако они позволяют исследовать только низкочастотные шумы (с характерными частотами менее 10 мГц), которые не усредняются за время проведения одного измерения. Для того, чтобы исследовать влияние шумов большей частоты был реализован протокол блокировки спина (*spin-locking*) [47],

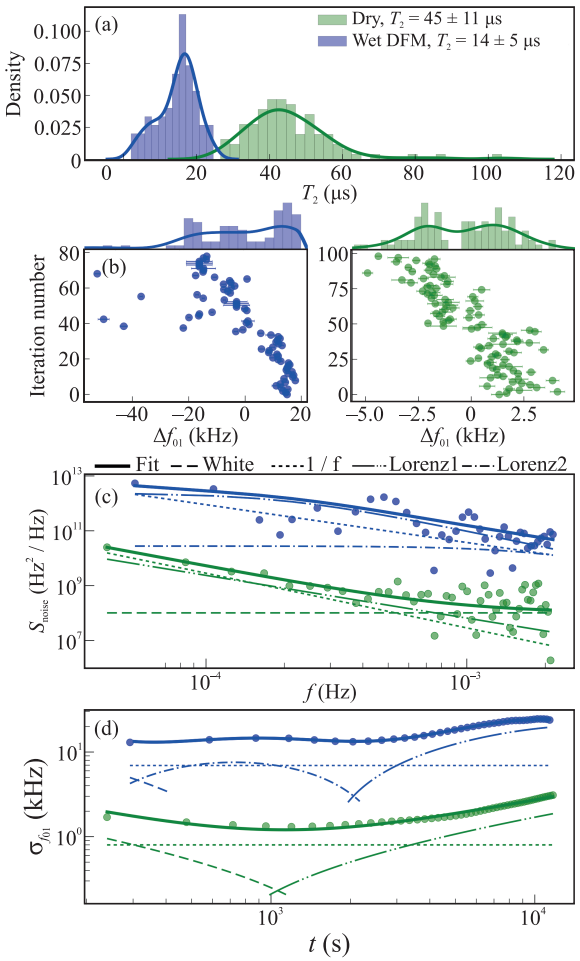

Рис. 4. (Цветной онлайн) Результаты эксперимента Рамзея. Результаты образца A изображены зеленым цветом, образца B – синим. (a) – Гистограммы распределений времен когерентности T_2. (b) – Флуктуации частоты кубита. На образце жидкостного травления наблюдается дрейф частоты со скоростью 6 кГц/час, сухого – термические переключения в диапазоне 5 кГц. (c) – Спектральный анализ флуктуаций частоты по методу Уэлча. Различный стиль линий соответствует экспериментальным данным, вкладам отдельных источников шумов, а именно белого, 1/f, лоренцого шумов, и их совокупному вкладу. (d) – Девиация Аллана флуктуаций частоты. Стили линий приведены в соответствие с (c)

позволяющий измерить спектральную плотность шума в диапазоне частот от кГц до десятков МГц.

На рисунке 5a представлена последовательность импульсов протокола блокировки спина. На кубит подаются два $R_x(\pi/2)$-импульса, разделенные прямоугольным $R_y(\Omega_R\tau)$ импульсом. Затем состояние кубита считывается в зависимости от длительности τ и амплитуды, определяющей частоту Раби Ω_R, раз-

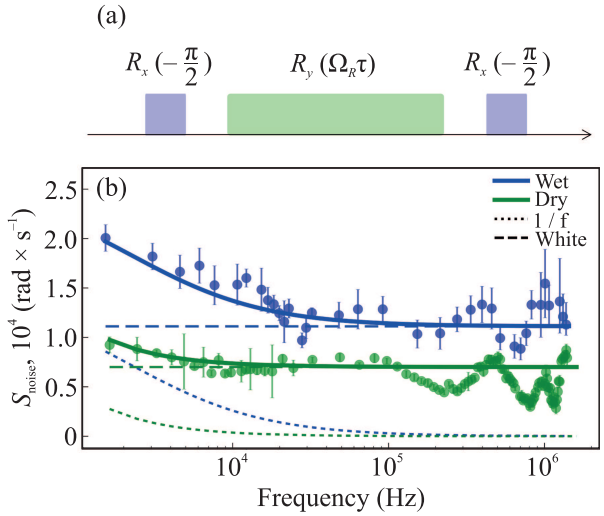

Рис. 5. (Цветной онлайн) Спектральная плотность шума. (a) – Последовательность импульсов для реализации методики блокировки спина. (b) – Результаты измерений спектральной плотности шума для жидкостного образца (синий) и сухого плазмохимического (зеленый). Различный стиль линий соответствует экспериментальным данным, вкладам отдельных источников шумов, а именно белого и 1/f шумов, и их совокупному вкладу

деляющего импульса. Фазы сигналов $\pi/2$-импульсов одинаковы и отличаются на $\pi/2$ от фазы прямоугольного импульса. Измеренная населенность кубита экспоненциально спадает с увеличением длительности τ разделяющего импульса фиксированной амплитуды. Показатель экспоненты Γ согласно модели обобщенных уравнений Блоха [47–49] вычисляется как:

$$\Gamma = \frac{1}{2T_1} + S_{\text{noise}}(\Omega_R), \qquad (2)$$

где T_1 – время релаксации кубита, $S_{\text{noise}}(\Omega_R) = (2\pi)^2/2 \int_{-\infty}^{\infty} \langle f_{01}(0) f_{01}(t) + f_{01}(t) f_{01}(0) \rangle e^{-i2\pi\Omega_R t} dt$ – спектральная плотность шума для частоты Раби Ω_R, задаваемой амплитудой разделяющего сигнала, f_{01} – частота трансмона. Здесь и далее мы измеряем энергию в единицах частоты.

Таким образом, данный протокол позволяет определить спектральную плотность шума. Выбор именно этого протокола связан с простотой его реализации и высокой точностью в сравнении с аналогичными методами, например Раби спектроскопии [50] и обобщенного спинового эха [51].

Результаты измерений представлены на рис. 3b. Синим цветом изображены результаты для образца жидкостного травления, зеленым – сухого. На основе экспериментальных данных было определено влияние белого и 1/f шума. На рисунке 5b видно, что амплитуды белого шума для двух образцов слабо отличаются, но для кубитов сухого травления вклад 1/f шума в потерю когерентности пренебрежимо мал, в то время как для кубитов жидкостного травления он значителен. Данный результат хорошо согласуется с измерениями флуктуации частоты, где дрейф частот и 1/f шум также наблюдался именно на образце жидкостного травления.

4. Изменение добротности резонатора Двухуровневые системы взаимодействуют не только с кубитами, но и со считывающими резонаторами, меняя как их частоту [18, 15], так и добротность [36]. Пример таких изменений показан на рис. 6. На рисунке 6a представлена гистограмма распределения вре-

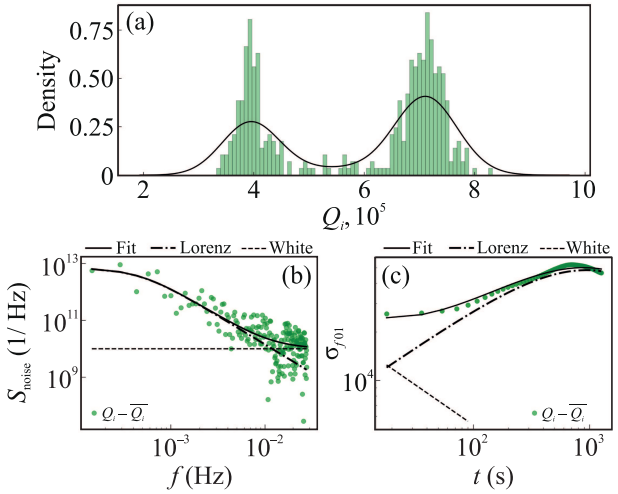

Рис. 6. (Цветной онлайн) Измерения внутренней добротности резонатора. Экспериментальные данные обозначены фиолетовым цветом, численные результаты – черным. (a) – Гистограмма распределения внутренней добротности Q_i для кубита сухого травления. (b) – Спектральный анализ флуктуаций добротности по методу Уэлча. Разные стили кривых соответсвуют вкладам различных типов шумов: белого, лоренцева и совокупного. (c) – Девиация Аллана флуктуаций добротности. Стили приведены в соответствие с (b)

менных флуктуаций внутренней добротности резонатора, изготовленного с помощью технологии сухого плазмохимического травления. На гистограмме видно два ярко выраженных пика, соответствующих значениям добротности резонатора 3.9×10^5 и 7.2×10^5. Соответственно, в эксперименте периодически наблюдаются скачки его внутренней добротности. Для анализа причин данных скачков были рассчитаны: (b) – спектр шума Уэлча и (c) – девиация Аллана. Экспериментальные данные хорошо описываются комбинацией белого шума и шума Ло-

ренца с частотой переключения 2 мГц. Такое значение частоты указывает на взаимодействие резонатора с двухуровневой системой. Результаты измерений резонаторов жидкостного травления не представлены, так как существенных скачков добротности у них не наблюдалось. Можно предположить, что основная причина этого в том, что для жидкостного травления спектральная линия резонатора уширена 1/f шумом, и мы не видим отдельных телеграфных переключений.

5. Результаты и обсуждение. В работе измерены времена релаксации и когерентности трансмонов, а также исследованы флуктуации этих времен и частот основного перехода трансмонов, изготовленных с использованием двух методик травления: жидкостной и сухой плазмохимической. Образцы изготовлены по одному технологическому чертежу и исследовались в идентичной экспериментальной установке, и их единственное различие – это примененная методика травления. Времена когерентности и релаксации кубитов сухого травления кратно превышают аналогичные показатели кубитов жидкостного травления. Возможной причиной такого различия являются ярче выраженные несовершенства поверхностей жидкостного травления, приводящие к концентрации электрического поля и большей связи с двухуровневыми системами, в частности острый край электродов сверхпроводника, неровности алюминиевой пленки.

Анализ спектральных характеристик шума и девиаций Аллана показал, что механизмы диэлектрических потерь кубитов сухого и жидкостного травления различны. При измерении кубитов сухого травления наблюдались скачки частоты кубита и внутренней добротности резонатора, что свидетельствует о доминирующем влиянии одиночных флуктуаторов. При этом частота кубитов жидкостного травления дрейфует, а в их спектре наблюдается существенный вклад 1/f шума, что говорит о влиянии на систему целого ансамбля флуктуаторов. Острые края, образовавшеся при жидкостном травлении, приводят не только к локальному увеличению напряженности электрического поля, но также и к более резкой зависимости напряженности поля от расстояния. Соответственно, наибольший вклад в флуктуации параметров вносят двухуровневые системы, расположенные в пространственной области меньшего размера. Можно предположить, что плотность дефектов для жидкостного травления выше, и, соответственно, поверхность очищена хуже, чем сухим травлением.

Таким образом, анализ временных флуктуаций времен когерентности и частот кубитов позволяют определить доминирующие механизмы диэлектрических потерь.

Авторы выражают благодарность А. В. Устинову за ценные рекомендации в процессе работы и критические замечания по тексту статьи.

Финансирование работы. Проектирование образцов и их экспериментальное исследование поддержано госкорпорацией “Росатом” в рамках Дорожной карты по квантовым вычислениям (договор #868-1.3-15/15-2021 от 05.10.2021 и договор #151/21-503 от 21.12.2021). Образцы изготовлены при финансовой поддержке Программы стратегического академического лидерства “Приоритет-2030” Национального исследовательского технологического университета МИСИС.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. A. Somoroff, Q. Ficheux, A. R. Mencia, H. Xiong, R. Kuzmin, and V. E. Manucharyan, Phys. Rev. Lett. **130**, 267001 (2023).
2. Z. Li, P. Liu, P. Zhao, Z. Mi, H. Xu, X. Liang, T. Su, W. Sun, G. Xue, J.-N. Zhang, W. Liu, Y. Jin, and H. Yu, npj Quantum Inf. **9**, 111 (2023).
3. I. N. Moskalenko, I. A. Simakov, N. N. Abramov, A. A. Grigorev, D. O. Moskalev, A. A. Pishchimova, N. S. Smirnov, E. V. Zikiy, I. A. Rodionov, and I. S. Besedin, npj Quantum Inf. **8**, 130 (2022).
4. L. Ding, M. Hays, Y. Sung et al. (Collaboration), Phys. Rev. X **13**, 031035 (2023).
5. F. Arute, K. Arya, and R. Babbush, Nature **574**, 505 (2019).
6. J. D. Franson, M. M. Donegan, M. J. Fitch, B. C. Jacobs, and T. B. Pittman, Phys. Rev. Lett. **89**, 137901 (2002).
7. R. Acharya, I. Aleiner, R. Allen et al. (Collaboration), Nature **614**, 676 (2023).
8. S. Krinner, N. Lacroix, A. Remm, A. Di Paolo, E. Genois, C. Leroux, C. Hellings, S. Lazar, F. Swiadek, J. Herrmann, G. J. Norris, C. K. Andersen, M. Müller, A. Blais, C. Eichler, and A. Wallraff, Nature **605**, 669 (2022).
9. F. Arute, K. Arya, R. Babbush, et al. (Collaboration), Nature **369**, 1084 (2020).
10. A. Kandala, A. Mezzacapo, K. Temme, M. Takita, M. Brink, J. M. Chow, and J. M. Gambetta, Nature **369**, 1084 (2020).
11. C. Muller, J. H. Cole, and J. Lisenfeld, Rep. Prog. Phys. **82**, 124501 (2019).
12. A. Premkumar, C. Weiland, S. Hwang, et al. (Collaboration), Commun. Mater. **2**, 72 (2021).
13. R. McDermott, IEEE Trans. Appl. Supercond. **19**, 2 (2009).

14. J. H. Béjanin, C. T. Earnest, A. S. Sharafeldin, and M. Mariantoni, IEEE Trans. Appl. Supercond. **19**, 2 (2009).
15. D. P. Pappas, M. R. Vissers, D. S. Wisbey, J. S. Kline, and J. Gao, IEEE Trans. Appl. Supercond. **21**, 871 (2011).
16. P. V. Klimov, J. Kelly, Z. Chen et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **121**, 090502 (2018).
17. D. Niepce, J. Burnett, M. G. Latorre, and J. Bylander, Supercond. Sci. Technol. **33**, 025013 (2020).
18. J. Burnett, L. Faoro, and T. Lindström, Supercond. Sci. Technol. **29**, 044008 (2016).
19. Müller, Clemens, J. H. Cole, and J. Lisenfeld, Rep. Prog. Phys. **82**, 124501 (2019).
20. J. Wenner, R. Barends, R. C. Bialczak et al. (Collaboration), Appl. Phys. Lett. **99**, 113513 (2011).
21. J. H. Béjanin, C. T. Earnest, A. S. Sharafeldin, and M. Mariantoni, Phys. Rev. B **104**, 094106 (2021).
22. C. Müller, J. Lisenfeld, A. Shnirman, and S. Poletto, Phys. Rev. B **92**, 035442 (2015).
23. C. Wang, C. Axline, Y. Y. Gao, T. Brecht, L. Frunzio, M. H. Devoret, R. J. Schoelkopf, Appl. Phys. Lett. **107**, 16 (2015).
24. N. S. Smirnov, E. A. Krivko, A. A. Solovyova, A. I. Ivanov, and I. A. Rodionov, Sci. Rep. **14**, 7326 (2024).
25. C. Müller, A. Shnirman, and Y. Makhlin, Phys. Rev. B **80**, 134517 (2009).
26. R. W. Simmonds, M. S. Allman, F. Altomare, K. Cicak, K. D. Osborn, J. A. Park, M. Sillanpää, A. Sirois, J. A. Strong, and J. D. Whittaker, Quantum Information Processing **8**, 117 (2009).
27. A. Shnirman, G. Schön, I. Martin, and Y. Makhlin, Phys. Rev. Lett. **94**, 127002 (2005).
28. P. Dutta and P. M. Horn, Rev. Mod. Phys. **53**, 497 (1981).
29. J. Lisenfeld, C. Muller, J. H. Cole, P. A. Bushev, A. Lukashenko, A. Shnirman, and A. V. Ustinov, Phys. Rev. Lett. **105**, 230504 (2010).
30. J. Burnett, L. Faoro, I. Wisby, V. L. Gurtovoi, A. V. Chernykh, G. M. Mikhailov, V. A. Tulin, R. Shaikhaidarov, V. Antonov, P. J. Meeson, A. Ya. Tzalenchuk, and T. Lindström, Nat. Commun. **5**, 4119 (2014).
31. E. Paladino, Y. M. Galperin, G. Falci, and B. L. Altshuler, Rev. Mod. Phys. **86**, 361 (2013).
32. S. Eun, S. H. Park, K. Seo, K. Choi, and S. Hah, J. Phys. D: Appl. Phys. **56**, 505306 (2023).
33. J. Lisenfeld, G. J. Grabovskij, C. Muller, J. H. Cole, G. Weiss, and A. V. Ustinov, Nat. Commun. **6**, 6182 (2015).
34. I. A. Simakov, G. S. Mazhorin, I. N. Moskalenko, S. S. Seidov, and I. S. Besedin, Phys. Rev. Appl. **21**, 044035 (2024).
35. I. A. Simakov, G. S. Mazhorin, I. N. Moskalenko, N. N. Abramov, A. A. Grigorev, D. O. Moskalev, An. A. Pishchimova, N. S. Smirnov, E. V. Zikiy, I. A. Rodionov, and I. S. Besedin, PRX Quantum **4**, 040321 (2023).
36. C. T. Earnest, J. H. Béjanin, T. G. McConkey, E. A. Peters, A. Korinek, H. Yuan, and M. Mariantoni, Supercond. Sci. Technol **31**, 125013 (2018).
37. S. Probst, F. B. Song, P. A. Bushev, A. V. Ustinov, and M. Weides, Rev. Sci. Instrum. **86**, 024706 (2015).
38. E. V. Zikiy, A. I. Ivanov, N. S. Smirnov, D. O. Moskalev, V. I. Polozov, A. R. Matanin, E. I. Malevannaya, V. V. Echeistov, T. G. Konstantinova, and I. A. Rodionov, Sci. Rep. **13**, 15536 (2023).
39. F. Lecocq, I. Pop, Zhihui Peng, I. Matei, T. Crozes, T. Fournier, C. Naud, W. Guichard, and O. Buisson, Nanotechnology **22**, 315302 (2011).
40. M. H. Devoret and R. J. Schoelkopf, Science **339**, 1169 (2013).
41. P. Krantz, M. Kjaergaard, F. Yan, T. P. Orlando, S. Gustavsson, and W. D. Oliver, Appl. Phys. Rev. **6**, 021318 (2019).
42. J. Burnett, A. Bengtsson, M. Scigliuzzo, D. Niepce, M. Kudra, P. Delsing, and J. Bylander, npj Quantum Inf. **5**, 9 (2019).
43. P. J. de Visser, J. J. A. Baselmans, P. Diener, S. J. C. Yates, A. Endo, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **106**, 167004 (2011)
44. D. Ristè, C. C. Bultink, M. J. Tiggelman, R. N. Schouten, K. W. Lehnert, and L. DiCarlo, Nat. Commun. **4**, 1913 (2013).
45. J. M. Martinis, K. B. Cooper, R. McDermott, M. Steffen, M. Ansmann, K. D. Osborn, K. Cicak, S. Oh, D. P. Pappas, R. W. Simmonds, and C. C. Yu, Phys. Rev. Lett. **95**, 210503 (2005).
46. S. Schlör ,J. Lisenfeld, C. Müller, A. Bilmes, A. Schneider, D. P. Pappas, A. V. Ustinov, and M. Weides, Phys. Rev. Lett. **123**, 190502 (2019).
47. F. Yan, S. Gustavsson, J. Bylander, X. Jin, F. Yoshihara, D. G. Cory, Y. Nakamura, T. P. Orlando, and W. D. Oliver, Nat. Commun. **4**, 2337 (2013).
48. L. V. Abdurakhimov, I. Mahboob, H. Toida, K. Kakuyanagi, Y. Matsuzaki, and Shiro Saito, Phys. Rev. B **102**, 100502 (2020).
49. Y. Sung, A. Vepsäläinen, J. Braumüller et. al. (Collaboration), Nat. Commun. **12**, 967 (2021).
50. S. Matityahu, J. Lisenfeld, A. Bilmes, A. Shnirman, G. Weiss, A. V. Ustinov, and M. Schechter, Phys. Rev. **95**, 241409 (2017).
51. J. Bylander, S. Gustavsson, F. Yan, F. Yoshihara, K. Harrabi, G. Fitch, D. G. Cory, Y. Nakamura, J.-S. Tsai, and W. D. Oliver, Nature Phys. **7**, 565 (2011).