# Малосигнальная электрическая схема диода Шоттки по данным микроволновой спектрометрии

© А.Н. Резник, Н.В. Востоков

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия
E-mail: reznik@ipm.sci-nnov.ru

Поступила в Редакцию 26 марта 2025 г.
В окончательной редакции 23 июня 2025 г.
Принята к публикации 23 июня 2025 г.

Методом микроволновой вольт-импедансной спектроскопии исследованы однородный $n$-Si и структурированный $n$-GaAs образцы с системой концентрических барьерных контактов на поверхности. По измерениям в диапазоне частот $f = 0.01-67$ ГГц с латеральным разрешением 20–50 мкм для образца Si восстановлены спектры комплексного импеданса $Z(f, U)$ ($U$ — напряжение смещения на контакте). По спектрам определены электрофизические характеристики полупроводника — тип, концентрация и подвижность свободных носителей заряда, удельная электропроводность, контактная разность потенциалов. В диапазоне 0.1–20 ГГц обнаружено избыточное сопротивление и перепад емкости $C(f \to 0) > C(f \to \infty)$ контакта Шоттки. Предложена малосигнальная электрическая схема контакта Шоттки, характеризуемая двумя временны́ми масштабами — низкочастотным $\tau_l = (0.5-1) \cdot 10^{-9}$ с и высокочастотным $\tau_h = (3-4) \cdot 10^{-11}$ с. В дополнение к выполненным ранее исследованиям измерен микроволновой спектр $Z(f, U = 0)$ при нагреве образца GaAs до температуры $T = 100\,^\circ$C и на низких частотах $10^2-10^6$ Гц с проходом по температуре $T = 77-345$ K. По совокупности всех исследований выдвинутая ранее гипотеза о связи наблюдаемых микроволновых эффектов с перезарядкой глубоких состояний (ловушек) не нашла подтверждения. Предложена другая интерпретация, связывающая эффекты с особенностями транспорта носителей заряда в обедненном слое контакта Шоттки. Обсуждаются возможности физического обоснования этого механизма.

**Ключевые слова:** микроволновый диапазон, зондовая станция, импеданс, полупроводник, барьерный контакт, электрофизические характеристики, транспорт носителей, избыточное сопротивление.

DOI: 10.61011/FTP.2025.02.60978.7727

## 1. Введение

Контакт металл-полупроводник с барьером Шоттки широко используется в микроволновых (МВ) детекторах, смесителях, транзисторах и др. [1]. Контакт Шоттки (КШ) также формируется для измерения концентрации свободных носителей заряда в полупроводниках. В последнем случае на контакт подается постоянное напряжение смещения $U$ и измеряется емкость $C_d(U)$ КШ ($C-V$-метод) [2]. В работах [3–6] предложен и апробирован МВ метод диагностики (частичный аналог $C-V$), названный вольт-импедансной ($Z-V$) спектроскопией. Продемонстрирована возможность определения основных электрофизических характеристик полупроводника — типа свободных носителей, их концентрации $n$ и подвижности $\mu$, удельной электропроводности $\sigma$. Искомые параметры восстанавливаются из измерений частотного $f$ спектра комплексного импеданса $Z(f, U)$ исследуемого образца. Основное преимущество $Z-V$-диагностики — локальность измерений. В работах [4–6] латеральное разрешение составило 10–60 мкм. Ключевым элементом используемого спектрометра служит зондовая станция (ЗС). С середины 1980-х ЗС стала одним из основных коммерчески доступных приборов, предназначенных для МВ тестирования элементов интегральных схем микронных размеров непосредственно на пластине [7,8]. Основная задача ЗС измерений — построение эквивалентной схемы исследуемого устройства. Эта же задача решается в данной работе в отношении диода Шоттки. На новом образце на основе кремния мы также подтверждаем потенциальные возможности $Z-V$-метода.

Альтернативной методикой локальной диагностики является сканирующая микроволновая микроскопия (СММ). В настоящее время тестирование полупроводниковых материалов и устройств твердотельной микроэлектроники рассматривается как наиболее перспективная область приложения соответствующей техники. В обзорных публикациях [9–12] содержатся ссылки на оригинальные исследования по СММ. Авторы ряда работ делают оптимистичный вывод о возможности определения концентрации носителей заряда в полупроводнике с нанометровым (30–50 нм) разрешением. Вопрос о диагностике полупроводников с помощью микро- и наноразрешающих СММ дискутируется в заключении, где также дано сопоставление с рассматриваемой здесь локальной МВ спектроскопией на базе ЗС.

Наряду с решением основной задачи в работах [5,6] для образцов GaAs в диапазоне 0.1–20 ГГц обнаружено избыточное сопротивление, которое не описывается классической эквивалентной схемой КШ, показанной на рис. 1, $a$, где $R_c$ — сопротиление на постоянном токе, $r$ — сопротивление растекания в квазинейтраль-

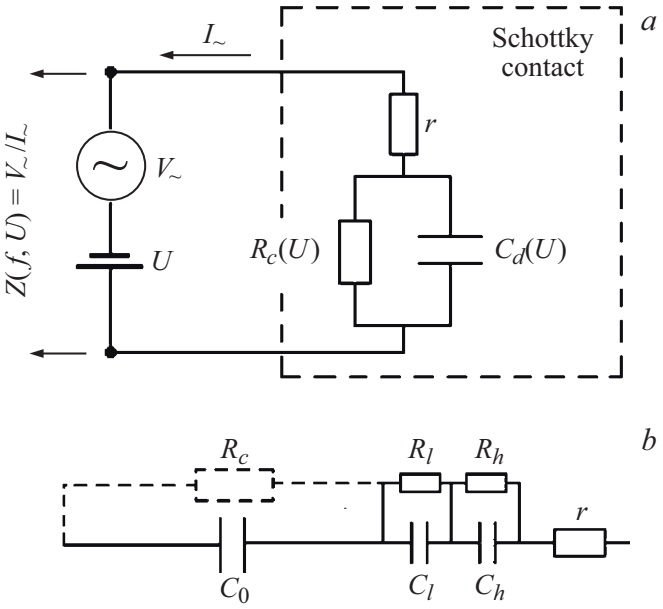


**Рис. 1.** *a* — эквивалентная 1*s* схема контакта Шоттки. *b* — 2*s* схема микроволновых и низкочастотных диапазонов.

ной области полупроводника под обедненным слоем КШ ($r \ll R_c$). В МВ диапазоне, согласно схеме на рис. 1, имеем $R(f) = Re\big(Z(f, U)\big) \approx r$, тогда как наблюдавшееся превышение $R(f)$ относительно $r$ достигало 1–2 порядков. Избыточное сопротивление важно для многих устройств, использующих КШ. Например, в смесителях миллиметрового и субмиллиметрового диапазона это сопротивление может определять джоулевы потери на разностной частоте. В работах [5,6] была выдвинута гипотеза, по которой обнаруженный эффект мог быть связан с перезарядкой глубоких состояний (ловушек), приводящей к дополнительным МВ потерям, из-за чего схема на рис. 1 трансформируется за счет введения импеданса $Z_t = R_t - i/\omega C_t$, параллельного емкости $C_d$. Ловушки в полупроводниках активно изучаются, начиная с 1960-х годов, на низких частотах для КШ достаточно большого диаметра $a > 300$ мкм [7,13–19]. В нашем случае эффект наблюдался при комнатной температуре с экстремально малым характерным временем $\tau \sim 4 \cdot 10^{-11}$ с. В данной работе выполнен ряд дополнительных исследований изучавшегося в работе [6] образца GaAs, а также нового образца, изготовленного из монокристаллической пластины *n*-Si (стандартной подложки). Полученные здесь данные ставят под сомнение гипотезу ловушек в отношении наблюдаемых нами эффектов. В этой связи выдвинута другая интерпретация, связывающая избыточное сопротивление с транспортом остаточных носителей заряда в обедненном слое КШ. Соответствующая трансформация схемы КШ на рис. 1 позволит учесть наблюдаемые нами эффекты.

## 2. Методы измерений и исследованные образцы

Образец GaAs (см. также работу [6]) представляет собой легированную серой пленку, выращенную на проводящей подложке $n^+$-GaAs с буферным подслоем. По данным $Z{-}V$-диагностики, концентрация и подвижность носителей в пленке составили $n_f = 4.1 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, $\mu_f = 1.2 \cdot 10^3$ см$^2$/(В · с), контактная разность потенциалов $U_c = 0.88$ В. Обратим внимание на то, что стандартные холловские измерения электрофизических параметров пленки были невозможны из-за шунтирующего действия подложки.

Новый образец — легированная фосфором подложка *n*-Si, на поверхности которой сформирована система концентрических металлических КШ (антенная система). Измерения спектра импеданса $Z(f, U)$ выполнялись на антеннах A1, A2 с внутренним и внешним диаметром разделяющего контакты свободного от металлизации кольца $a = 20$, 50 мкм и $b = 40$, 70 мкм соответственно. МВ измерения производились при помощи ЗС Cascade Microtech и векторного анализатора цепей Agilent E8361 A в диапазоне 0.01–67 ГГц (1600 точек с логарифмическим шагом). Напряжение $U = 0$, 0.5, 1 . . . 4.5 В прикладывалось между внешней и внутренней контактными площадками антенны при отрицательном смещении на внутреннем контакте (металлическом диске). В полупроводнике в области контакта с металлической антенной формируется обедненный слой толщиной $d(U)$ ($d \ll a$). Измерение мнимой части импеданса $\mathrm{Im}(Z(f, U)) = -X(f, U) = 1/(2\pi f C d(U))$ позволяет восстановить функцию $d(U)$, стандартным образом связанную с концентрацией $n$ в квазинейтральной области. Спектр сопротивления $R(f, U) = Re(Z(f, U))$ дает информацию о проводимости $\sigma$, определяющей подвижность $\mu$. Соответствующие результаты и необходимые соотношения будут приведены далее. Подробное описание методики измерений дано в работе [6], фотографии ЗС, МВ зонда и антенной системы приведены в статье [5]. По данным холловских измерений, в геометрии Ван дер Пау получены следующие значения электрофизических параметров образца Si: $n = 9.75 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, $\mu = 783$ см$^2$/(В · с), $\sigma = 12.2$ (Ом · см)$^{-1}$. Дополнительно выполнены МВ измерения при нагреве образца GaAs с использованием термостола A200H+25 из комплекта ЗС. Кроме комнатной температуры $T = 24\,^\circ$C спектр $Z(f, U = 0)$ получен при $T = 100\,^\circ$C. Латеральная разрешающая способность $Z{-}V$ метода определяется диаметром $a$ внутреннего контакта антенны. Внешний контакт антенны по переменному току замкнут накоротко с квазинейтральной областью полупроводника под обедненным слоем, так как его площадь $S_b \gg S_a = \pi a^2/4$. Более развернутый анализ разрешающей способности дан в работе [6].

Обратим внимание на важное обстоятельство, сопутствующее МВ измерениям при помощи ЗС. Для восстановления спектра импеданса $Z(f)$ необходимо

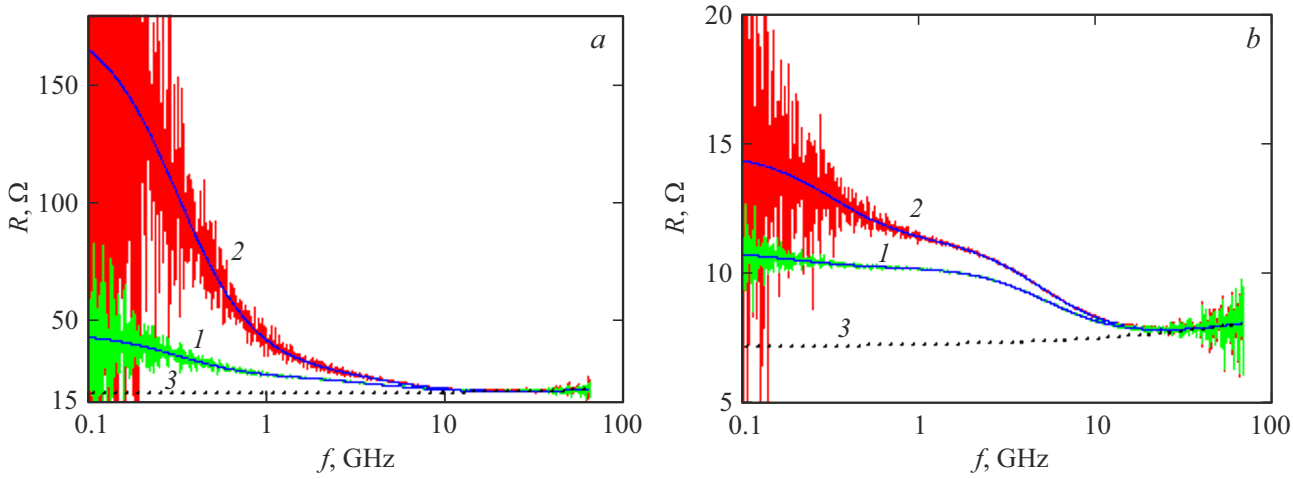


**Рис. 2.** Спектры сопротивления: *a* — антенна A1, *b* — антенна A2. $U = 0$ (*1*), 4.5 В (*2*). Сплошные линии *1, 2* — модельн расчет, штриховая линия *3* — спектр $r(f)$.

выполнить однопортовую калибровку зонда, для чего в комплект ЗС производителем включена система эталонных планарных нагрузок с импедансами $Z = -i\infty$ (O — open), 0 (S — short), 50 Ом ($M$ — matched) во всем рабочем диапазоне ЗС. Соответствующий метод калибровки зонда [8], часто называемый OSM, широко используется также и в технике векторного анализа цепей [20]. Применив, согласно протоколу, OSM метод к образцу GaAs, мы столкнулись с неожиданной проблемой. В наиболее информативной части рабочего диапазона $f > 5$ ГГц имели место значительные ошибки в измеряемом спектре сопротивления $R(f)$. Для устранения ошибок в работе [6] был разработан альтернативный АК метод измерений, не использующий эталоны импеданса. АК спектрометрия моделирует зонд отрезком согласованной двухпроводной линии. Электродинамические параметры линии определяются по измерениям МВ спектра коэффициента отражения зонда в отсутствие его контакта с исследуемым образцом (режим Air). В работе [21] установлена причина ошибок OSM (как оказалось, вызванных неидеальными параметрами эталонных нагрузок), а также выполнено более детальное исследование АК метода. В данной работе при исследовании образца Si мы также применили АК метод. Соответствующее описание приведено в Приложении, где обращено внимание на целесообразность специфической коррекции экспериментальных данных в АК измерениях.

В низкочастотных (НЧ) измерениях адмиттанс $Y = Z^{-1}$ образца GaAs регистрировался с помощью прецизионного LCR-измерителя Quad Tech 7600 на 9 частотах $10^2$, $3 \cdot 10^2 \ldots 3 \cdot 10^5$, $10^6$ Гц с проходом по температуре при $U = 0$. Электрические контакты располагались на противоположных сторонах полупроводниковой пластины. В антенном блоке использован контакт с диаметром $a = 400$ мкм. Низкотемпературные измерения проводились в азотном сосуде Дьюара. Выполнены два цикла измерений в диапазоне температур 77–298, 132–347 K с шагом 0.5–1.5, 1.5–3 K соответственно. В последнем случае производился нагрев держателя образца. При комнатной температуре измерена зависимость $C(U) = \mathrm{Im}(Y)/\omega$ при указанных выше отрицательных смещениях $U$ для определения концентрации свободных носителей $n_f$ методом $C$–$V$.

## 3. Результаты исследований

### 3.1. МВ измерения

В процессе АК диагностики образца Si в едином цикле выполнены измерения комплексного коэффициента отражения на входе зонда $\Gamma(f)$ (S11 из системы $S$-параметров) в режиме Air и в контакте с антеннами A1, A2 образца. Определены электродинамические характеристики моделирующей зонд линии — электрическая длина $l_e(f)$ и параметр затухания $\delta(f)$ (см. *Приложение*). Спектр импеданса рассчитан по формулам:

$$Z(f) = Z_{CM}\,\frac{1+\Psi(f)}{1-\Psi(f)}, \tag{1}$$

$$\Psi(f) = \exp\left\{ i\,\frac{2\omega l_e(f)(1-i\delta(f))}{c}\,\Gamma(f)\right\}, \tag{2}$$

где $\omega = 2\pi f$, $c$ — скорость света, $Z_{CM} = 50$ Ом — волновой импеданс линии. При обработке экспериментальных данных использованы модифицированные спектры $\Gamma(f)$, приведенные в Приложении. Детальное описание методики АК измерений дано в работе [21].

На рис. 2 для каждой антенны показаны спектры сопротивления $R(f, U)$, восстановленные из экспериментальных данных при $U = 0$, 4.5 В. Приведенные спектры для образца Si вполне аналогичны спектрам для структуры GaAs, изучавшейся в работе [6]. В области высоких частот $f > 20$ ГГц можно видеть выход на не

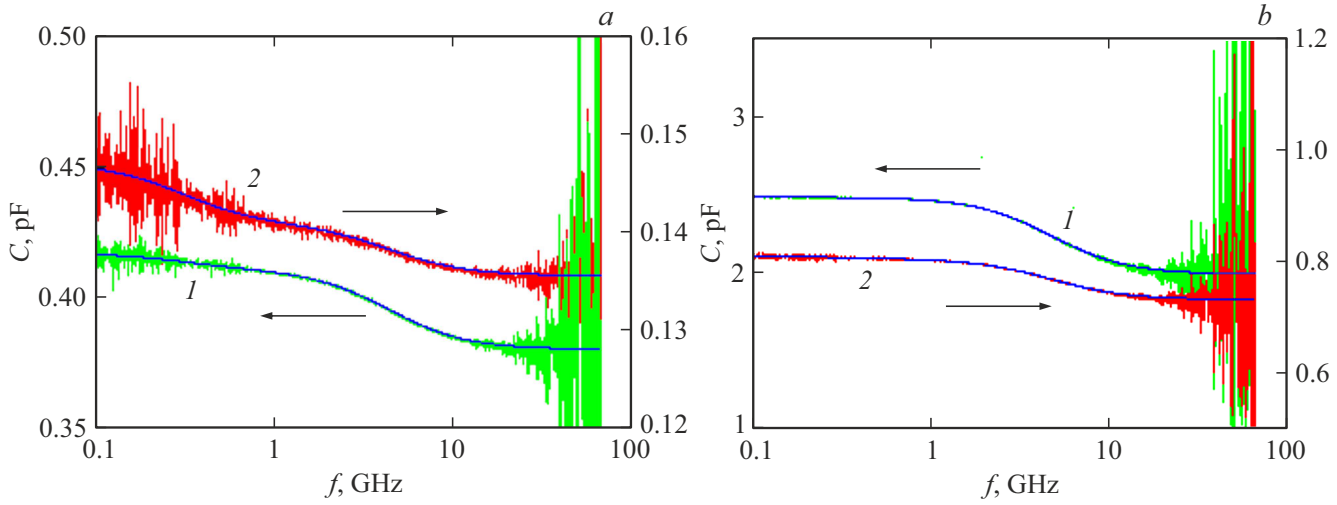


**Рис. 3.** Спектр емкости: *a* — антенна A1, *b* — антенна A2. $U = 0$ (*1*), 4.5 В (*2*). Сплошные линии *1*, *2* — модельный расчет.

зависящий от $U$ спектр $r(f)$ сопротивления растекания МВ тока в квазинейтральной области полупроводника с проводимостью $\sigma$, который мы рассчитываем по формуле [22]

$$r(f) = \frac{1}{2\pi}\left[\sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}}\ln\left(\frac{b}{a}\right) + \frac{2}{\sigma a}\operatorname{arctg}\left(\frac{b}{a}\right)\right], \qquad (3)$$

где $\mu_0$ — магнитная постоянная вакуума. Кривые $r(f)$ на рис. 2 построены при $\sigma = 9.5$ (A1), 8.5 $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$ (A2), удовлетворительно согласующейся с данными холловских измерений. Полученные спектры $R(f, U)$ в диапазоне 0.1–10 ГГц демонстрируют избыточное сопротивление, причем так же, как и в работе [6], видим два временных масштаба — $\tau_h$, $\tau_l$ ($\tau_h \ll \tau_l$).

Спектр импеданса $Z(f, U)$ будем аппроксимировать двухмасштабной (2*s*) моделью, обсуждение которой дано в разд. 4:

$$Z(f, U) = -\frac{i}{\omega C_0(U)} + \frac{R_l(U)}{1 + i\omega\tau_l} + \frac{R_h(U)}{1 + i\omega\tau_h} + r(f). \qquad (4)$$

Результаты расчета спектров $R(f)$ по формуле (4) представлены на рис. 2. Значения параметров функции (4) для $U = 0$, 4.5 В приведены в таблице. Еще раз подчеркнем, что спектр, описываемый выражением (4), не отвечает эквивалентной схеме на рис. 1, *a*. В этой схеме измеренное на постоянном токе сопротивление $r_c = R_c/S_a \approx 3\cdot 10^3 - 10^5$ Ом·см$^2$ при $U < 0$. В рассматриваемом диапазоне частот $f > 0.01$ ГГц можем полагать $R_c \to \infty$, т.е. по схеме рис. 1, *a* имели бы $Z(f) = -i/(\omega C_d) + r(f)$. Отличие схемы (4) от рис. 1, *a* — последовательное присоединение к емкости $C_0$ двух параллельно соединенных сопротивлений $R_{l,h}$ с емкостями $C_{l,h} = \tau_{l,h}/R_{l,h}$ (см. рис. 1, *b*). В модели (4) слагаемые $R_{l,h}/(1 + i\omega\tau_{l,h})$ описывают избыточное сопротивление, а также определяют поправку $\Delta C(f)$ к емкости $C_0$. Экспериментальные спектры емкости обоих контактов $C(f, U) = 1/[\omega X(f, U)]$ показаны на рис. 3, где также приведены результаты расчета по формуле (4) с параметрами из таблицы. Как видно из рис. 2 и 3, модель (4) хорошо описывает полученные спектры. В спектрах $C(f)$ на рис. 3 четко фиксируется переход $C_0 \to C_\infty = C_0 - \Delta C(f) < C_0$, который не наблюдался для образца GaAs в работе [6]. Отметим, что емкость $C_\infty$ не является параметром модели (4), т.е. наблюдаемый экспериментально переход $C_0 \to C_\infty$ автоматически получается в этой модели после определения параметров $R_{l,h}$, $\tau_{l,h}$, $C_0$.

В области низких ($f < 0.5$ ГГц) и высоких ($f > 50$ ГГц) частот разброс восстановленных значений R и C довольно велик, что особенно характерно для сопротивления $R(f)$ на низких частотах. Указанная особенность обусловлена шумами спектрометра, подробно проанализированными в работе [21]. Тем не менее в наиболее информативном диапазоне частот при $f > 0.1$ ГГц все особенности спектров $R(f, U)$, $C(f, U)$ прослеживаются достаточно четко.

В соответствии с $C$–$V$- и $Z$–$V$-методами диагностики, зависимость емкости контакта от напряжения смещения $C(U)$ позволяет определить концентрацию свободных носителей *n*. При этом уменьшению емкости с увеличением отрицательного смещения отвечает полупроводник *n*-типа. Такая ситуация имеет место в рассматриваемом образце. Как видно из рис. 3, особенность КШ в образце Si заключается в том, что емкость $C$ заметно уменьшается с ростом частоты, чего не наблюдалось для образца GaAs в работе [6]. Анализ в разд. 3 покажет, что толщине обедненного слоя d соответствует значение $C(f \to \infty, U) = C_\infty(U) = \varepsilon_0\varepsilon' S_a/d(U)$, где $\varepsilon_0$ — электрическая постоянная вакуума, $\varepsilon' = 11.7$ — диэлектрическая проницаемость кремния. На рис. 4 представлена полученная из измерений емкости зависимость $d(U)$ в нормированных переменных $u = U/U_c$, $v = (d/d_0)^2$. Значения нормирующих параметров на-

Параметры функции (4)

| Антенна | $U$, В | $\tau_h \cdot 10^{11}$, с | $R_h$, Ом | $\tau_l \cdot 10^9$, с | $R_l$, Ом | $C_0$, пФ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| A1 | 0<br>4.5 | 3.5<br>3.5 | 6.8<br>9.6 | 0.5<br>0.5 | 19<br>150 | 0.42<br>0.15 |
| A2 | 0<br>4.5 | 3.0<br>3.2 | 3.0<br>4.0 | 0.8<br>0.5 | 0.7<br>3.5 | 2.5<br>0.81 |

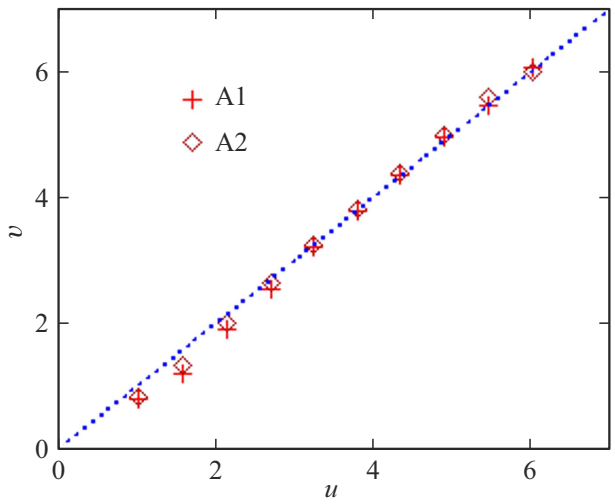


**Рис. 4.** Зависимость $d(U)$ в нормированных переменных. Штриховая кривая — функция $v = u$.

ходятся из условия наименьшего среднеквадратичного отклонения экспериментальных данных относительно функции $v = u$. По данным, на рис. 4 было получено $d_0 = d(U = 0) = 98$ нм, $U_c = 0.9$ В. В модели полного обеднения [23] $d_0 = \sqrt{2\varepsilon'\varepsilon_0 U_c/en}$, $e$ — заряд электрона. В результате находим концентрацию $n = 1.2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, удовлетворительно согласующуюся с приведенным выше результатом холловских измерений. При этом подвижность $\mu = \sigma/(en) \approx 4.7 \cdot 10^2$ см$^2$/(В · с).

В дополнение к выполненным исследованиям образца Si при комнатной температуре $T = 24\,^\circ$C были произведены измерения спектров $Z(f, U = 0)$ при температурах $T = 24$, $100\,^\circ$C для изучавшегося в работе [6] образца GaAs. Цель этих измерений заключалась в выявлении зависимости $\tau_{l,h}(T)$, характерной для глубоких состояний (ловушек), которые, как предполагалось в работе [6], определяли наблюдавшиеся особенности спектров $R(f)$. Полагая $\tau(T) = \tau_0 \exp(\Delta/(\kappa T))$, где $\Delta$ — энергия глубокого примесного уровня относительно дна валентной зоны, $\kappa$ — постоянная Больцмана, получим $\tau(T = 297\,\text{K})/\tau(T = 373\,\text{K}) = \exp(6.9 \cdot 10^{-4} \cdot \Delta/\kappa)$. Таким образом, при нагреве образца на $76\,^\circ$C время $\tau$ уменьшается более чем в 2 раза при $\Delta > 86$ мэВ — вполне вероятном значении по крайней мере для ловушек $l$-типа. Результаты измерений спектров $R(f, U = 0)$ при $T = 24$, $100\,^\circ$C представлены на рис. 5. Имеем $\tau_l(24\,^\circ\text{C}) = \tau_l(100\,^\circ\text{C}) = 6 \cdot 10^{-9}$ с, $\tau_h(24\,^\circ\text{C}) = 4.2 \cdot 10^{-11}$ с, $\tau_h(100\,^\circ\text{C}) = 4.7 \cdot 10^{-11}$ с. Таким образом, ожидавшееся уменьшение $\tau$ с ростом $T$ в проведенных измерениях не обнаружилось. Более того, получили $\tau_h(100\,^\circ\text{C}) > \tau_h(24\,^\circ\text{C})$.

Обратим внимание еще на одно существенное обстоятельство, свидетельствующее против гипотезы о ловушках. Характер спектров $R(f)$ оказался схожим, а временны́е масштабы $\tau_{l,h}$ достаточно близкими для образцов GaAs и Si — маловероятный факт для ловушек в двух существенно разных полупроводниках. Для высокочастотного эффекта с временем перезарядки $\tau_h$ очевидным кандидатом в ловушки является не полностью ионизованная легирующая примесь. Перезарядка частично ионизованной легирующей примеси предсказана в статье [17] и наблюдалась, например, в работе [19]. В нашем случае легирующие примеси, сильно различающиеся по параметру $\Delta = 5$ мэВ (S в GaAs), 45 мэВ (P в Si), вероятно, должны также различаться по времени перезарядки $\tau_h$, что не наблюдается в эксперименте. Кроме того, в образце Si обнаружилось довольно сильное изменение емкости в области предполагаемого действия $h$-ловушек (частотный диапазон $f > 5$ ГГц на рис. 3). Согласно теории ловушек [15,17,18], спектр емкости $C(f) = C_\infty + \Delta C/(1 + (\omega\tau)^2)$, где $\Delta C/C_\infty = (C_0 - C_\infty)/C_\infty = \alpha n_t/n$, параметр $\alpha < 1$,

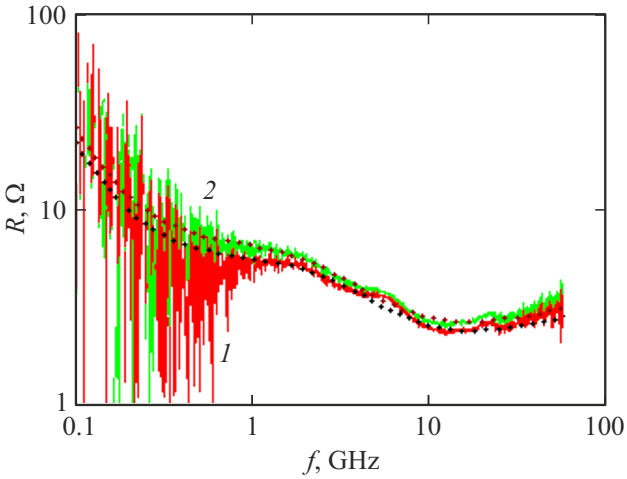


**Рис. 5.** Спектр сопротивления для образца GaAs при $T = 24\,^\circ$C (*1*), $100\,^\circ$C (*2*). Штриховые кривые — результат расчета.

$n_t$ — концентрация неионизованных атомов примеси. В результате из измерений при $U = 0$ получаем $n_t/n > 0.1–0.2$, что не является реалистичной оценкой для Si при комнатной температуре. Действительно, из условия электрической нейтральности следует соотношение для концентрации электронов $n$ в зоне проводимости [23]:

$$n = \frac{n_1}{2}\left(\sqrt{1 + \frac{4N_d}{n_1}} - 1\right), \qquad (5)$$

где $N_d$ — концентрация доноров, $n_1 = (1/2)N_c \times \exp(-\Delta/\kappa T)$, $N_c$ — плотность состояний. Принимая для Si $N_c = 3.2 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$, $N_d = 10^{17}$ см$^{-3}$, $\Delta = 45$ мэВ, $T = 295$ K, получим $n = 0.97 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$. Таким образом, концентрация неионизованных доноров $n_t/N_d = (1 - n/N_d)$ на $\sim 3\,\%$ существенно меньше получающейся из эксперимента. Вместе с тем аналогичная оценка для GaAs при $N_c = 4 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, $\Delta = 5$ мэВ дает $n_t/N_d \sim 30\,\%$. Однако в образце GaAs столь большие эффекты не наблюдались. В измерениях, представленных в работе [6], не было получено изменение емкости, аналогичное рис. 3. Концентрация $n_t/N_d$, не превышавшая 5 %, оценивалась по спектрам сопротивления $R(f)$, подобным показанным на рис. 2.

### 3.2. НЧ измерения

Цель НЧ иссследований образца GaAs также заключалась в обнаружении ловушек. Эффекты ловушек в $p$–$n$-переходах и КШ часто наблюдались в спектрах адмиттанса $Y(f) = Z^{-1}(f)$ и широко исследовались начиная с 1960-х годов [13–19]. Соответствующий метод исследования, называемый адмиттансной спектроскопией, реализуется с проходом по температуре в диапазоне частот $f < 1$ МГц при диаметре контакта $a > 300$ мкм. Используется тот факт, что время перезарядки глубоких уровней увеличивается с понижением температуры как $\tau = \tau_0 \exp(\Delta/\kappa T)$. При этом наблюдавшиеся особенности спектров $Z(f)$ подобны нашим измерениям на рис. 2 и 3. Перепад емкости $C_0 \to C_\infty$ при $\tau \sim 10^{-5} \cdot 10^{-6}$ с может наблюдаться на частотах $f \sim 1.6 \cdot (10^4 \cdot 10^5)$ Гц ($\omega\tau \approx 1$), попадающих в рабочий диапазон НЧ измерений, при охлаждении образца до температуры жидкого азота. По оценкам, для низкочастотных ловушек $\Delta C/C_\infty \sim 5\,\%$, $\tau_l(295\,\text{K}) \approx 10^{-9}$ с [6]. Принимая $\tau(77\,\text{K}) = 10^{-5} \cdot 10^{-6}$ с, имеем $\tau(T = 77\,\text{K})/\tau(T = 295\,\text{K}) \approx \exp(9.6 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta/\kappa)$. В результате получим оценку $\Delta \sim 62.5–84$ мэВ, соответствующую энергии состояния не очень большой, но вполне допустимой глубины для $l$-ловушек. Более глубокие состояния в НЧ измерениях могут обнаруживаться при $T > 77$ K. Таким образом, обнаружение $l$-ловушек с временем перезарядки при комнатной температуре $\tau_l \sim 10^{-9}$ с казалось вполне вероятным при охлаждении образца до азотной температуры, что не подтвердилось в выполненных НЧ измерениях.

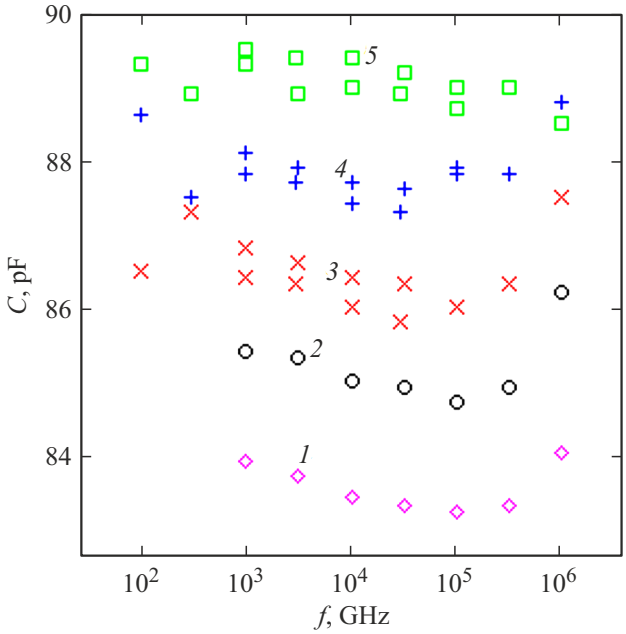


**Рис. 6.** НЧ спектры емкости для образца GaAs при разной температуре $T$, K: *1* — 77, *2* — 120, *3* — 150, *4* — 180 и *5* — 210.

Полученные при различных температурах спектры емкости и сопротивления удовлетворительно описываются схемой на рис. 1, *a* с единственным временны́м масштабом $\tau = R_c C_d$ (1$s$ модель). Согласно этой модели, $Z(f) = R_c/(1 + i\omega\tau)$, так как в НЧ диапазоне $Re(Z) \gg r$. В результате имеем $C(f) = \text{Im}(Y(f)/\omega) = C_d = \text{const}$, что подтверждается экспериментальными данными на рис. 6, т. е. спектры емкости не содержат ожидавшейся особенности. Для сопротивления получаем $R(f) = \text{Re}\,(Y(f)^{-1}) = R_c/(1 + \omega^2\tau^2)$, что также соответствует экспериментальным данным на рис. 7, как вблизи комнатной, так и при более высоких температурах. Кривым *1–4* на рис. 7 соответствует сопротивление $R_c = 5.2$, 1.2, 0.38, 0.11 МОм. При $T < 270$ K измерить спектр $R(f)$ не удалось с помощью использованного оборудования.

Полученная при комнатной температуре зависимость $C(U)$ образца GaAs использована для определения концентрации $n_f$ методом $C$–$V$, аналогично рис. 4. Получили $n_f = 4.8 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, что заметно выше результата микроволновой $Z$–$V$ диагностики $n_f = 4.1 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ в работе [6] при одинаковом значении $U_c = 0.88$ В. Как видно из рис. 3, для образца Si емкость $C_0$, измеряемая в диапазоне $f < 1$ ГГц, превышает $C_\infty$. В результате имеем $d(f \to 0) < d(f \to \infty)$, из-за чего для концентрации $n(f \to 0) > n(f \to \infty)$. Действительно, использование зависимости $C_0(U)$ в спектрах $C(f)$ на рис. 3 приводит к завышенному значению $n = 1.4 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ с тем же параметром $U_c = 0.9$ В (ср. с концентрацией $n = 1.2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, полученной в разд. 2.1). В то же время для образца GaAs в работе [6] переход $C_0 \to C_\infty$

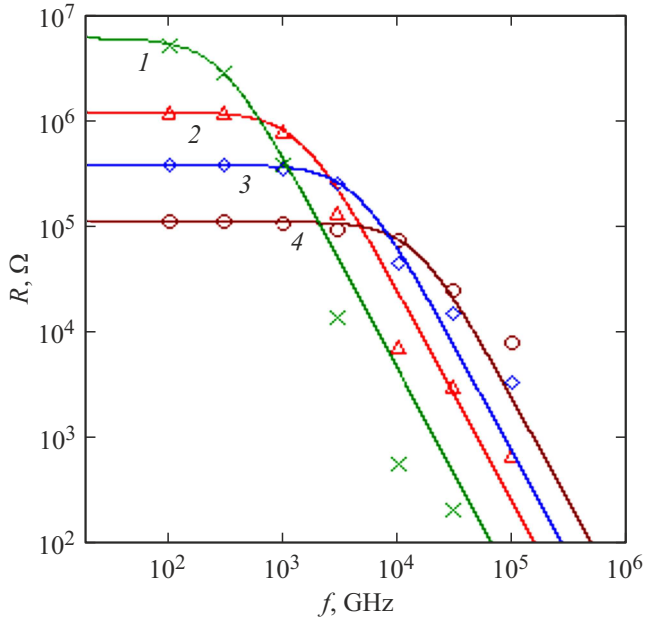


**Рис. 7.** НЧ спектры сопротивления для образца GaAs при разной температуре $T$, K: *1* — 275, *2* — 297, *3* — 320 и *4* — 345. Значки — экспериментальные данные, сплошные линии — расчет по схеме на рис. 1, *a*.

в диапазоне $f > 0.01$ ГГц не наблюдался, так же как и в НЧ измерениях при $f < 1$ МГц, т.е. изменение емкости приходится на диапазон частот $f = 1-100$ МГц, где спектр $C(f)$ не был измерен. Механизм изменения емкости для образцов Si и GaAs различен и в последнем случае может быть обусловлен перезарядкой ловушек. Вполне вероятно, что переход $C_0 \to C_\infty$ при $\omega\tau = 1$ реализуется в указанном частотном интервале, т.е. время перезарядки неионизованной донорной примеси S в GaAs $\tau \sim 10^{-8}$ с при комнатной температуре. Как показано в разд. 2.1, концентрация неионизованной донорной примеси довольно велика для GaAs, из-за чего эта примесь должна выполнять функцию ловушек. Тогда переход $C_0 \to C_\infty$ на частотах $10^2 \cdot 10^6$ Гц может наблюдаться при $T < 77$ K. Измерения при таких температурах не проводились в данной работе.

## 4. МВ модель — интерпретация

По итогам выполненных выше исследований, высказанная в работах [5,6] гипотеза о связи избыточного сопротивления с перезарядкой ловушек не нашла подтверждения. Далее предлагается другое объяснение, согласно которому наблюдаемые особенности МВ спектра $Z(f)$ могут быть связаны с транспортом остаточных носителей заряда в обедненной области, концентрация $n(x, U)$ которых определяется уравнением

$$n(x, U) = n_0 \exp\left\{\frac{e}{\kappa T}\left[\varphi(x) - (U_c + U)\right]\right\}, \qquad (6)$$

где распределение потенциала $\varphi(x)$ находится из решения уравнения Пуассона с соответствующими граничными условиями [23]:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{en_0}{\varepsilon_0\varepsilon'}\left\{\exp\frac{e(\varphi - (U_c + U))}{\kappa T} - 1\right\}. \qquad (7)$$

Невозмущенную концентрацию $n(x \to \infty)$ в (6),(7) теперь обозначаем как $n_0$. Толщина обедненной области $d(U) = d_0(1 + U/U_c)^{1/2}$ находится в приближении полного обеднения, предполагающем скачкообразное изменение концентрации $n$ на границе $x = d$:

$$n(x) = f(x) = \begin{cases} 0, & x \le d \\ n_0, & x > d \end{cases},$$

вследствие чего в правой части уравнения (7) исключается экспоненциальное слагаемое, а толщина $d_0$ определяется приведенным в разд. 2.1 выражением, которое использовано для нахождения концентрации $n = n_0$. Импеданс обедненного слоя КШ при $d(U) \ll a$ (одномерная геометрия) дается следующим выражением:

$$Z_S(f) = \int_0^d \frac{dx}{\sigma_c(x, f)} \cdot \frac{1}{S_a}, \qquad (8)$$

где $\sigma_c$ — комплексная проводимость, которую в полупроводниках в радиочастотном диапазоне обычно определяют соотношением, учитывающим токи проводимости и смещения:

$$\sigma_c(x, f) = e\mu n(x) + i2\pi f\varepsilon_0\varepsilon'. \qquad (9)$$

В КШ соотношение (9) не является точным, так как в материальном уравнении среды кроме дрейфового тока существенную роль играет ток диффузии, а также необходим учет переменной компоненты дрейфового тока, связанной со встроенным постоянным электрическим полем $E_{dc} = -d\varphi/dx$ в (7). В дрейфово-диффузионном приближении переменные ток проводимости $\tilde{j}$ и концентрация $\tilde{n}$ для одномерного транспорта связаны с переменным электрическим полем $\tilde{E}$ соотношениями [24,25]:

$$\tilde{j}(x) = e\mu n(x)\tilde{E} + \mu\kappa T\frac{d\tilde{n}}{dx} + e\mu E_{dc}\tilde{n}, \qquad (10а)$$

$$\frac{d\tilde{E}}{dx} = -\frac{e}{\varepsilon'\varepsilon_0}\tilde{n}. \qquad (10б)$$

В уравнении (10а), так же как и в (9), предполагается $\omega \ll \nu$, где $\nu$ — частота соударений. Для качественного анализа спектра импеданса (8) используем формулу (9), учитывающую только первое слагаемое в правой части уравнения (10а). Аналогичный подход применен в работе [25] для пояснения физической природы эффектов транспорта носителей в КШ. В этой же работе выполнено исследование на основании полной системы уравнений (10), подтвердившее качественный анализ. Применив к (8) теорему о среднем,

можем написать $Z_S(f) = (1/(\sigma_d + i\omega\varepsilon_0\varepsilon))(d/S_a)$. Приведенная формула вытекает также из 1$s$ схемы обедненной области на рис. 1, $a$, в которой $R_c = d/(\sigma_d S_a)$, $C_d = \varepsilon_0\varepsilon' S_a/d$ без последовательного сопротивления $r$ (3), которое формируется областью $x > d$, не учтенной в (8). Согласно выполненным НЧ измерениям для GaAs-образца, $C_d = 94$ пФ, $R_c = 1.2$ МОм при $U = 0$, $T = 297$ K. Принимая $\varepsilon' = 12.9$, получим $d = 152$ нм, $\sigma_d = 10^{-8}$ (Ом · см)$^{-1}$. Фактически 1$s$ схема заменяет эффективную проводимость $\sigma_{ef}(x, f) = \mathrm{Re}\,(\sigma_c(x, f))$ в (8) некоторой постоянной величиной $\sigma_d$, однородно распределенной по всему обедненному слою и не зависящей от частоты $f$.

Используя формулу (9), рассмотрим джоулевы потери $dQ(x)$ в элементарном участке $dx$ обедненного слоя, который характеризуется параллельно соединенными сопротивлением $dR = dx/(\sigma_{ef}(x)S_a)$ и реактансом $dX = dx/(i\omega\varepsilon_0\varepsilon' S_a)$. Если через слой протекает переменный ток с амплитудой $I_\sim$, то $dQ(x) = (1/2)|I_\sim|^2 J(x)dx/S_a$, где

$$J(x) = \frac{\sigma_{ef}(x)}{|\sigma_{ef}(x) + i\omega\varepsilon_0\varepsilon'|^2}. \qquad (11)$$

На рис. 8 показано распределение $J(x)/Jm$ на различных частотах диапазона $10^2$–$10^{11}$ Гц, где нормирующий фактор $J_m$ — максимальное значение функции $J(x)$ при $f = 10^2$ Гц, а в формуле (9) $\mu = 5 \cdot 10^2$ см$^2$/(В · с). Концентрация $n(x)$ в (9) рассчитана по уравнениям (6), (7) при $n_0 = 1.2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, $U = 0$, $U_c = 0.9$ В, $\varepsilon' = 11.7$. Можно видеть, что в НЧ диапазоне $f = 10^2$–$10^5$ Гц потери формируются в области $x < l_{lf} = 30$–$50$ нм, примыкающей к границе с металлом $x = 0$. Эта область определяет очень низкую среднюю проводимость $\sigma_d$ и большое сопротивление $R_c$, так как здесь $n(x) \ll n_0$. По измерениям образца GaAs в работе [6] $\sigma = 8.1$ (Ом · см)$^{-1}$ при $n_0 = 4.1 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, $\mu = 1.2 \cdot 10^3$ см$^2$/(В · с). Как и следовало ожидать, получили $\sigma_d \ll \sigma$. Несмотря на сделанное при вычислении интеграла (8) допущение, 1$s$ схема удовлетворительно описывает экспериментальные НЧ спектры на рис. 6 и 7.

Как видно из рис. 8, в МВ диапазоне характер функции $J(x)$ кардинально меняется. Можно выделить слой $l < d$ вблизи „дальней“ границы обедненного слоя $x = d$, в котором сосредоточены основные потери. Область $x < d - l$ не вносит вклад в потери, так как сопротивление этой области $R \sim R_c$ на частотах МВ шунтируется емкостью $C_0$ в формуле (4). Таким образом, остаточные носители в обедненном слое с концентрацией $n(x) < n_0$ дают вклад в потери, т. е. могут формировать избыточное сопротивление в МВ диапазоне. Приближенное вычисление интеграла (8), аналогичное расчету НЧ импеданса, не дает, однако, спектр $Z(f)$, соответствующий экспериментальным данным на рис. 2 и 3. В соответствии с 2$s$ моделью (4) слой $l$ разбивается на два подслоя $l_l + l_h = l$, $R_{l,h} = l_{l,h}/(\sigma_{l,h}S_a)$,

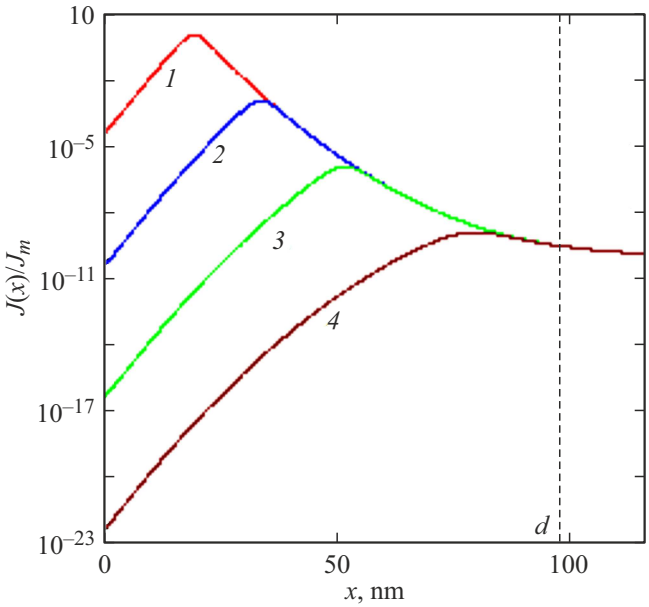


**Рис. 8.** Распределение джоулевых потерь в КШ. Частота $f = 10^2$ (*1*), $10^5$ (*2*), $10^8$ (*3*), $10^{11}$ (*4*) Гц.

$\tau_{l,h} = R_{l,h}C_{l,h}$, $C_{l,h} = \varepsilon_0\varepsilon' S_a/l_{1,h}$. Используя данные таблицы, для образца Si и антенны A1 при $U = 0$ находим: $\sigma_l = 2.1 \cdot 10^{-3}$ (Ом · см)$^{-1}$, $l_l = 1.2$ нм, $\sigma_h = 3 \cdot 10^{-2}$ (Ом · см)$^{-1}$, $l_h = 6.4$ нм. Структура эффективной проводимости образца $\sigma_{ef}(x)$, отвечающая 2$s$ схеме, качественно показана на рис. 8, где также изображена проводимость $\sigma_d$, определяющая сопротивление $R_c$ этой схемы. Можно видеть, что толщиной обедненного слоя является значение $d = d_{HF} = (\varepsilon_0\varepsilon' S_a/C_\infty) = 85.6$ нм, тогда как для емкости $C_0$ в формуле (4) получим $d_{LF} = (\varepsilon_0\varepsilon' S_a/C_0) = 78$ нм, причем $d_{HF} = d_{LF} + l_l + l_h$. Приведенное значение dHF несколько отличается от толщины $d_0$, полученной в разд. 3.1 по данным на рис. 4, так как этот рисунок отвечает осредненному значению параметра $d_0$ по всем напряжениям $U$ для обеих антенн. Отметим, что в силу соотношения $J(x)^{\text{МВ}} \ll J(x)^{\text{НЧ}}$ на рис. 8 имеем $R_{l,h} \ll R_c$, $\tau_{l,h} \ll \tau$ в МВ и НЧ моделях. На рис. 1, $b$ показана МВ схема диода Шоттки, отвечающая 2$s$ модели (4) при $R_c \gg (\omega C_0)^{-1}$. Эта схема справедлива и для диапазона НЧ, так как здесь $R_{l,h} \ll (\omega C_{l,h})^{-1}$, $R_c \gg R_{l,h}$, т. е. приходим к схеме на рис. 1, $a$ с заменами $C_d \to C_0$, $r \to R_l + R_h + r$. Последняя замена принципиальной роли не играет, так как в НЧ измерениях сопротивление $R(f) = R_c/(1 + \omega^2\tau^2) \gg r$, $R_{l,h}$.

Обратим внимание на аномальную зависимость параметров избыточного сопротивления $R_{l,h}$ в формуле (4) от диаметра антенны $a$. Как видно из таблицы, ожидаемая зависимость $R_{l,h}(U) \sim a^{-2}$ не реализуется, в то время как другие параметры этой формулы соответствуют ожиданиям — $C_0(U) \sim a^2$, $r \sim a^{-1}$. Для емкости при $f \to \infty$ также имеем $C_\infty(U) \sim a_2$. Возможно, сказывается трехмерная структура переменного тока

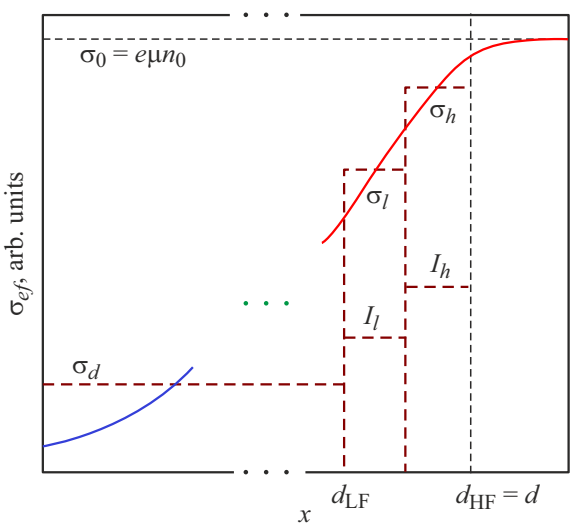


**Рис. 9.** Структура эффективной проводимости.

в невозмущенной области полупроводника $x > d$. Для GaA-образца в работе [6] зависимости $R_{l,h}(U) \sim a^{-2}$ оказались выполнены с хорошей точностью.

В предложенной 2$s$ схеме неизвестная нам эффективная проводимость обедненного слоя $\sigma_{ef}(x) = \mathrm{Re}\,(\sigma_c(x))$ в (8) заменяется ступенчатой функцией на рис. 9 со средними значениями $\sigma_{l,h}$ в слоях $l_{l,h}$. Как выяснилось, такое приближение позволяет адекватно описать экспериментальные МВ спектры без привлечения гипотезы о ловушках. Наше более общее предположение состоит в том, что в обедненном слое КШ из-за особенности транспорта носителей реализуется непрерывное распределение проводимости $\sigma_c(x, f)$, при котором расчет импеданса $Z(f) = Z_S(f) + r(f)$ с использованием формулы (8) дает экспериментальные спектры на рис. 2 и 3.

В литературе имеются теоретические исследования транспорта носителей в КШ в переменном электрическом поле. Так, в работе [26] на основе решения кинетического уравнения и уравнения Пуассона исследован линейный и нелинейный высокочастотный отклик диода Шоттки. Рассмотрен баллистический транспорт носителей заряда в КШ, когда длина свободного пробега $l_n \gg d$. Авторы предложили интерполяционную формулу для адмиттанса обедненной области вида:

$$Y_S(\omega) = j\omega C_d + \frac{1}{R_c(1 + (\omega/\omega_p)^2)}, \qquad (12)$$

где $\omega p = 2\pi f_p$ — плазменная частота в квазинейтральной области. Спектр (12) не описывается 1$s$ схемой на рис. 1, $a$ в диапазоне частот $\omega > \omega_p$, существенно превышающих рабочие частоты формулы (4), так как для нашего образца $f_p \sim 1-10$ ТГц. Отметим, что авторами работы [26] рассмотрена лишь высокочастотная асимптотика адмиттанса, тогда как область промежуточных частот $\tau^{-1} < f < f_p$ в формуле (12) описана интуитивно, как интерполяционная сшивка низкочастотной и высокочастотной частей спектра $Y_S(\omega)$. В работе [24] выполнен расчет импеданса КШ на основании дрейфово-диффузионных уравнений (10), которые характеризуют транспорт носителей в обедненном слое при $d \gg l_n$. Авторы пришли к выводу, что схема на рис. 1, $a$ не описывает МВ спектр $Z(f)$ уже в области частот наших измерений $f > 0.1$ ГГц. Однако расчет статического электрического поля в 0-м порядке теории возмущений был выполнен в приближении полного обеднения, которое приводит к большой ошибке вблизи границы квазинейтральной области. Более того, если основную роль в формировании полученных МВ эффектов в КШ играет тонкая область $l \sim l_n$, примыкающая к дальней границе обедненного слоя (см. рис. 9), то и транспорт в этой области не описывается дрейфово-диффузионными уравнениями. По-видимому, здесь действует промежуточный механизм транспорта с небольшим числом актов рассеяния носителей. Таким образом, рассмотренные в литературе модели нельзя считать достаточно адекватными.

Выполненный анализ дает основания полагать, что полученные в данной работе и в работах [5,6] эффекты могут быть связаны с особенностями транспорта носителей заряда в обедненном слое КШ. Таким образом, теория этого транспорта требует дальнейшего развития.

## 5. Заключение

Подводя итог выполненных исследований, перечислим основные положения, согласно которым связь избыточного сопротивления с перезарядкой ловушек, предлагавшаяся в работах [5,6] в качестве гипотезы, теперь не кажется достаточно убедительной, так как:

1) два существенно различных образца на основе GaAs и Si обладают сходными спектрами сопротивления $R(f)$;

2) слишком сильный высокочастотный эффект в образце Si не должен иметь место при малой относительной концентрации неионизованных доноров;

3) ожидавшаяся зависимость временны́х масштабов $\tau$ от температуры $T$ в спектрах $Z(f, T)$ не наблюдалась при нагреве образца;

4) характерный для ловушек переход $C_0 \to C_\infty$ отсутствовал в НЧ спектрах $C(f)$ при охлаждении образца GaAs до температуры жидкого азота. Возможная причина наблюдаемых МВ эффектов — замедление и диссипация при транспорте остаточных носителей заряда в обедненном слое КШ. Предложенная 2$s$ схема — есть следствие приближенного вычисления интеграла (8) с комплексной проводимостью $\sigma_c(x, f)$, определяемой этим транспортом. Предполагается, что реализующееся в КШ распределение проводимости дает полученные экспериментальные спектры $Z(f, U)$.

Оптимальные условия для наблюдения избыточного сопротивления реализуются в диапазоне частот

$f > 0.5$ ГГц при диаметре контакта $a < 100$ мкм в планарной геометрии антенной системы. Более низкие частоты мало информативны в отношении исследованных эффектов. К тому же шумы спектрометра затрудняют измерение спектра $R(f)$ в области $f < 0.1$ ГГц, как видно из рис. 2. Сравнение рис. 2, *a* и *b* показывает, что с увеличением диаметра $a$ превышение сопротивлений $R_{l,h}$ над $r$ в (4) уменьшается. При $a > 100-200$ мкм спектр $r(f) > R_{l,h}$ маскирует избыточное сопротивление. В проведенных здесь исследованиях, как и в предшествующих работах [5,6], выполнены все перечисленные условия.

В данной работе на образце Si мы продемонстрировали возможность определения полного набора электрофизических параметров полупроводника методом локальной МВ спектроскопии. В наших работах [4,6] этот же вывод сделан по результатам исследований однородной пластины и планарной структуры на GaAs. Реализованное нами латеральное разрешение 10–60 мкм может быть улучшено до 3–5 мкм и ограничивается характеристиками современных ЗС. В настоящее время существенно лучшее разрешение МВ диагностики (до 30–50 нм) достигается для СММ [9–12]. В недавних исследованиях [27–30] авторы пришли к оптимистичному выводу относительно определения концентрации $n$ в полупроводнике при помощи наноразрешающих СММ. Этот вывод противоречит более раннему исследованию [31], где абсолютные измерения n выполнялись с точностью лишь до порядка величины за счет влияния пленки окисла на поверхности полупроводника. Следует также учесть, что на наномасштабах полупроводник существенно отличается от прочих материалов (металлов, диэлектриков и др.). Вследствие холодной эмиссии электронов и наличия поверхностных состояний у поверхности полупроводника формируется 20–200 нм слой с нарушенной концентрацией $n$ (обедненный или обогащенный) [23]. Зонд СММ, поднесенный к поверхности на расстояние $\sim 1$ нм искажает характеристики этого слоя. Адекватный учет указанных обстоятельств необходим при нанодиагностике полупроводника, но не проводился в цитированных выше публикациях. В работах [32–35] для диагностики полупроводников использовался СММ среднего разрешения (не лучше 85 мкм). Для такого прибора влияние возмущенного нанометрового слоя существенно снижается, вследствие чего продемонстрированная возможность определения удельной электропроводности $\sigma$ однородного материала либо слоевого сопротивления пленочной структуры представляется обоснованной. В разработанном нами методе локальной МВ спектроскопии в полупроводнике формируется обедненный поверхностный слой с контролируемыми характеристиками, которые описываются классической теорией КШ. Это позволило наряду с $\sigma$ определить также концентрацию носителей $n$, а следовательно, и их подвижность $\mu$. В отличие от селективных по рабочей частоте СММ, достоверные измерения спектрометром производились нами в широкой частотной полосе 0.1–67 ГГц. В результате повысилась информативность диагностики, позволившая не только определить электрофизические характеристики, но также обнаружить и исследовать избыточное сопротивление.

## *Приложение*
## Коррекция экспериментальных спектров

Источником информации о параметрах тестируемого образца служат спектры $Z(f, U)$, которые восстанавливаются по спектру комплексного коэффициента отражения $\Gamma(f) = A(f) \cdot \exp(i\varphi(f)$, измеряемого на входе МВ зонда. Важной промежуточной задачей яв-ляется пересчет функции $\Gamma(f)$ в функцию $G(f) = (Z(f, U) - Z_{CM})/(Z(f, U) + Z_{CM})$, представляющую собой коэффициент отражения в плоскости пластины, с которой зонд приводится в контакт. Если зонд идеально согласован с волноводным трактом ЗС, то для станции СМ его волновой импеданс $Z_{CM} = 50$ Ом. Спектр $Z(f, U)$ восстанавливается предложенным в работе [6] АК методом, согласно которому зонд моделируется отрезком волноводной линии длины $l_{CM}$ с волновым числом $k_{CM}(f) = (\omega/c)n_{CM}(f)(1 - i\delta(f))$, где $n_{CM}$ — эффективный показатель преломления, $\delta$ — параметр потерь линии. Калибровка ЗС теперь сводится к определению функций $\delta(f)$ и электрической длины $l_e(f) = n_{CM}(f)l_{CM}$. С этой целью измеряется коэффициент $\Gamma_a(f)$ в отсутствие контакта зонда с образцом (режим Air), т. е. эталонные нагрузки не используются. Метод АК подробно описан и исследован в работе [21]. Калибровочные спектры $\Delta l_e(f) = l_e(f) - \langle l_e \rangle$, $\delta(f)$, полученные в процессе исследований образца Si, показаны на рис. П.1 ($\langle l_e \rangle = 3.045$ см — средняя по частоте электрическая длина зонда). В обоих спектрах (кривые *1*) можно видеть паразитные высокочастотные осцилляции, обусловленные осцилляциями в исходных калибровочных спектрах $A_a(f)$, $\varphi_a(f)$ (кривые *1* на рис. П.2). Осцилляции вызваны неидеальным согласованием зонда, т. е. $Z_{CM} \neq 50$ Ом [21]. На рис. П.2, *b* показано приращение фазы $\Delta\varphi_a(f) = \varphi_a(f) + 2(\omega/c)\langle l_e \rangle$, где $\varphi_a < 0$, причем $\varphi_a(f = 67\,\text{ГГц}) \approx -84$. В данной работе мы обращаем внимание на возможность коррекции экспериментальных данных путем сглаживания паразитных осцилляций, что привело к существенному улучшению спектров $R(f)$, $C(f)$, показанных на рис. 2 и 3 для образца Si.

Сглаживание осуществляется следующим образом. В спектрах $A(f)$, $\varphi(f)$ выделяется шумовая компонента сигнала $\xi_A(f) = A(f) - A_{sm}(f)$, $\xi_\varphi(f) = \varphi(f) - \varphi_{sm}(f)$. Здесь $A_{sm}(f)$, $\varphi_{sm}(f)$ — результат обработки функций $A(f)$, $\varphi(f)$ подпрограммой ksmooth из пакета Mathcad, которая убирает шумы спектрометра, не затрагивая осцилляторную компоненту. Функции $A_{sm}(f)$, $\varphi_{sm}(f)$ обрабатываются отдельной программой, удаляющей паразитные осцилляции. К полученным функциям $A_s(f)$, $\varphi_s(f)$ добавляются шумовые компоненты. Результирующие

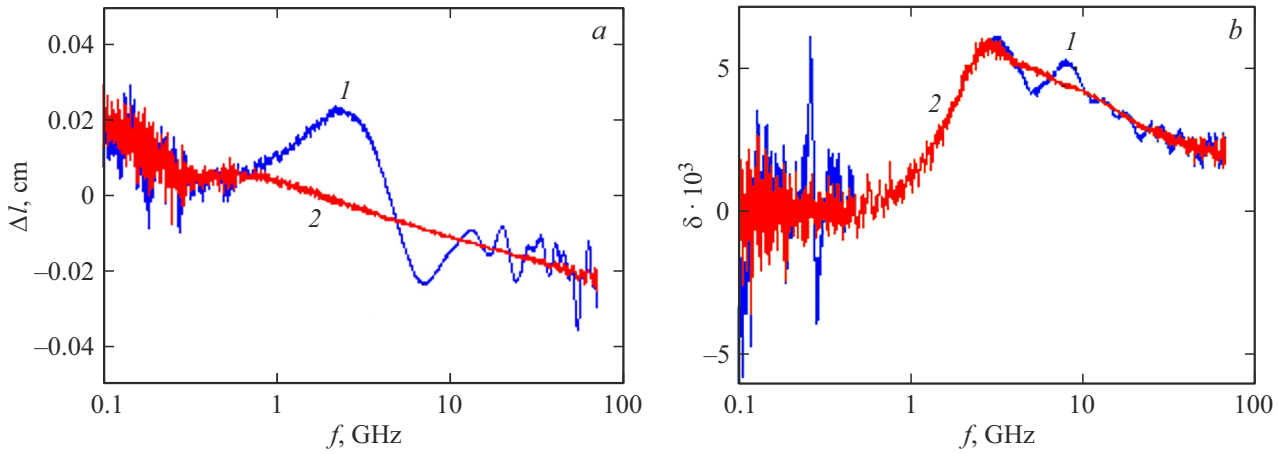


**Рис. П.1** Спектры приращения электрической длины ($a$) и параметра потерь ($b$) зонда: *1* — исходные спектры, *2* — корректированные спектры.

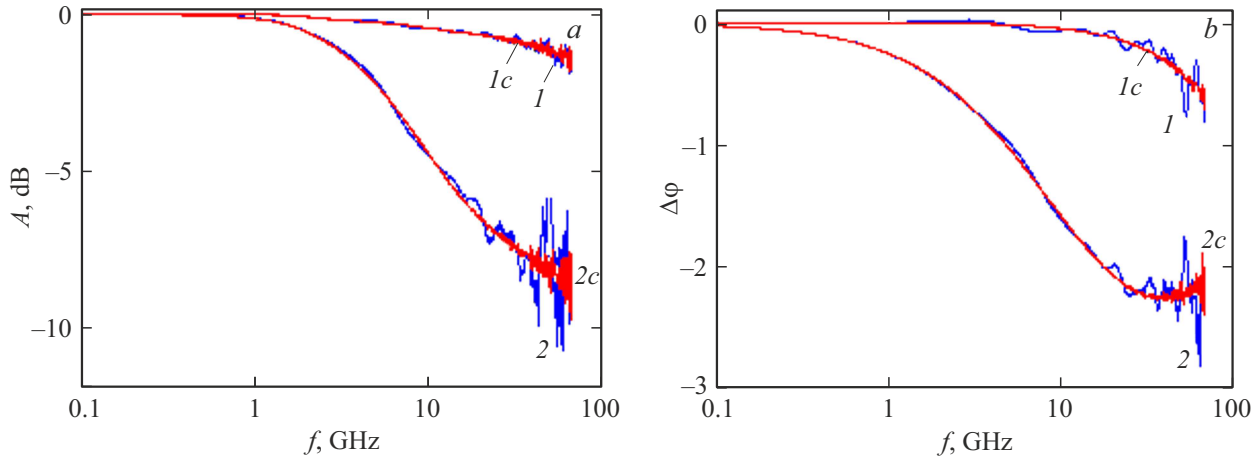


**Рис. П.2** Спектры амплитуды ($a$) и приращения фазы ($b$) коэффициента отражения: *1* — калибровочные спектры (Air), *2* — спектры образца Si (антенна A1, $U = 0$). Без индекса — исходные спектры, с индексом „$c$“ корректированные спектры.

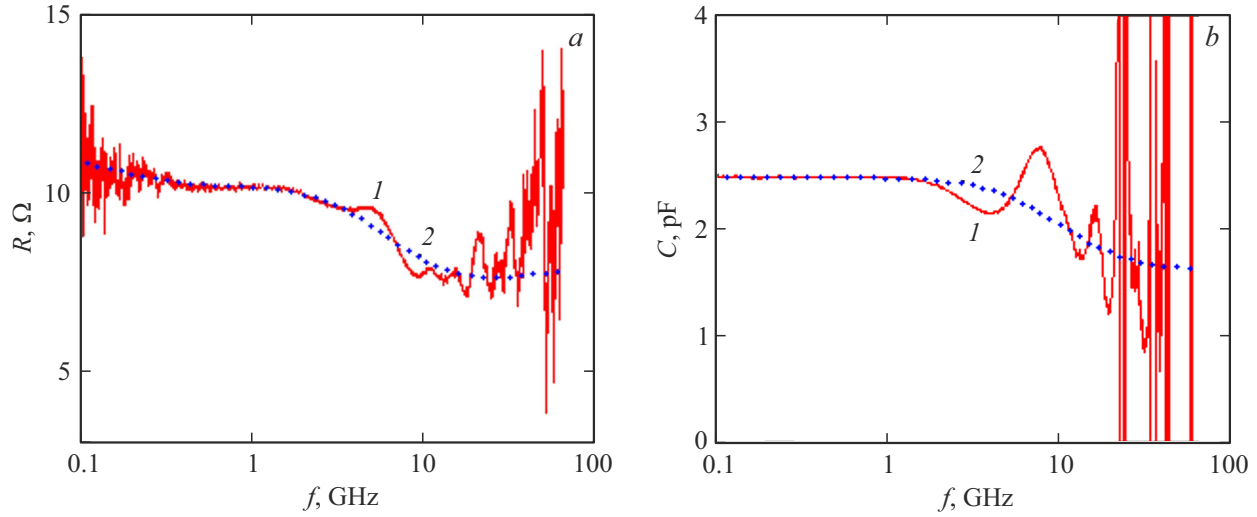


**Рис. П.3** Спектры сопротивления ($a$) и емкости ($b$). Антенна A2, $U = 0$. Кривые *1* — спектры без коррекции, *2* — расчет по формуле (4).

спектры $A_n(f) = A_s(f) + \xi_A(f)$, $\varphi_n(f) = \varphi_s(f) + \xi_\varphi(f)$ (кривые *1c* на рис. П.2) рассматриваются как корректированные экспериментальные данные, отвечающие идеально согласованному зонду $Z_{CM} = 50$ Ом. По этим данным определяются корректированные спектры $l_n(f) = \Delta l_n(f) + \langle l_e \rangle$, $\delta_n(f)$ (рис. П.1, кривые *2*). Аналогично обрабатываются спектры $A(f)$, $\varphi(f)$, полученные в контакте зонда с образцом (рис. П.2, кривые *2* и *2c*). По корректированным спектрам восстанавливаются характеристики образца $R(f)$, $C(f)$ (см. рис. 2 и 3) с использованием функций $l_n(f)$, $\delta_n(f)$ в АК методе.

Примеры восстановленных АК методом спектров $R(f)$ и $C(f)$ без коррекции экспериментальных данных представлены на рис. П.3. Сравнение с рис. 2 и 3 показывает существенные искажения высокочастотной части спектров, обусловленные паразитными осцилляциями в спектрах $A(f)$, $\varphi(f)$. Коррекция экспериментальных данных устраняет эти искажения. Важно отметить, что основные особенности функций $R(f)$, $C(f)$ наблюдаются и в искаженных спектрах. К таковым относятся избыточное сопротивление в спектре $R(f)$ с двумя временны́ми масштабами $\tau_{l,h}$, переход $C_0 \to C_\infty$ в спектре $C(f)$.

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект FFUF-2024-0042).

### Благодарности

Авторы признательны С.А. Краеву и Е.А. Архиповой, изготовив-шим антенную систему для исследованных образцов; В.Б. Шмагину и С.А. Королеву, выполнившим НЧ и ВДП измерения.
Использовано оборудование Центра коллективного пользования ИФМ РАН „Физика и технология микро- и наноструктур“.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## Список литературы

[1] S.M. Sze, K.K. Ng. *Physics of semiconductor devices. 3rd ed.* (Johen Wiley and Sons, Inc., 2007).
[2] D.K. Schroder. *Semiconductor material and device characterization.* 3rd ed. (John Wiley and Sons, Inc., 2006).
[3] А.Н. Резник, Н.К. Вдовичева. ЖТФ, **89** (11), 1813 (2019).
[4] А.Н. Резник, Н.В. Востоков, Н.К. Вдовичева, В.И. Шашкин. ЖТФ, **90** (11), 1944 (2020).
[5] А.Н. Резник, Н.В. Востоков. ЖТФ, **92** (3), 492 (2022).
[6] А.Н. Резник, Н.В. Востоков. ФТП, **57** (3), 169 (2023).
[7] A. Rumiantsev, R. Doerner. IEEE Microwave Mag., **14** (7), 46 (2013).
[8] A.Rumiantsev. *On Wafer Calibration Techniques Enabling Accurate Characterization of High-Performance Silicon Devices at the mm-Wave Range and Beyond* (Denmark, River Publishers, 2019).
[9] A. Imtiaz, T.M. Wallis, P. Kabos. IEEE Micrwave Mag., **15**, 52 (2014).
[10] S. Berweger, T.M. Wallis, P. Kabos. IEEE Micrwave Mag., **21** (10), 36 (2020).
[11] Z. Chu, L. Zheng, K. Lai. Ann. Rev. Mater. Res., **50** (1), 105 (2020).
[12] A. Tseliov. IEEE Micrwave Mag., **21** (10), 72 (2020).
[13] C.T. Sah, V.G.K. Reddi. IEEE Trans. Electron Dev., **11**, 345 (1964)
[14] E. Schibli, A.G. Milnes. Solid-State Electron., **11**, 323 (1968).
[15] W.G. Oldham, S.S. Naik. Solid-State Electron., **15**, 1085 (1972).
[16] M. Beguwala, C.R. Crwell. Solid-State Electron., **17**, 203 (1974).
[17] G. Vincent, D. Bois, P. Pinard. J. Appl. Phys., **46**, 5173 (1975).
[18] J.L. Pautrat, B. Katirciogly, N. Magnea, D. Bensahel, J.C. Pfister, L. Revoil. Solid-State Electron., **23**, 1159 (1980).
[19] А.В. Мурель, В.Б. Шмагин, В.Л. Крюков, С.С. Стрельченко, Е.А. Суровегина, В.И. Шашкин. ФТП, **51** (11), 1538 (2017).
[20] М. Хибель. *Основы векторного анализа цепей* (М., Изд. дом МЭИ, 2009). [M. Hiebel. *Fundamentals of Vector Network Analysis* (Rohde and Schwarz, 2007)].
[21] А.Н. Резник. Изв. вузов. Радиофизика, **67** (7), 607 (2024).
[22] L.E. Dickens. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **15**, 101 (1967).
[23] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1977). [V.L. Bonch-Bruevich, S.G. Kalashnikov. *Physics of Semiconductors* VEB. Berlin, 1982].
[24] D.W. Tsang, S.E. Schwarz. J. Appl. Phys., **50** (5), 3459 (1979).
[25] M. El-Gabaly. J. Appl. Phys., **55** (2), 571 (1984).
[26] Н.А. Мордовец, А.Я. Шульман. ЖТФ, **56** (11), 2189 (1986).
[27] O. Amster, F. Stanke, S. Friedman, Y. Yang, St.J. Dixon-Warren, B. Drevniok. Microelectron. Reliab., **76**, 214 (2017).
[28] S. Berweger, G.A. MacDonald, M. Yang, K.J. Coakley, J.J. Berry, K. Zhu, F.W. DelRio, T.M. Wallis, P. Kabos. Nano Lett., **17**, 1796 (2017).
[29] A. Buchter, J. Hoffman, A. Delvallee, E. Brinciotti, D. Hapiuk, C. Licitra, K. Louarn, A. Arnoult, G. Almuneau, F. Piquemal, M. Zeier, F. Kienberger. Rev. Sci. Instrum., **89**, 023704 (2018).
[30] X. Guo, X. He, Z. Degnan, B.C. Donose, K. Bertling, A. Fedorov, A.D. Rakic, P. Jacobson. Appl. Phys. Lett., **119**, 091101 (2021).
[31] H.P. Huber, I. Humer, H. Hochleitner, M. Fenner, M. Moertelmaier, C. Rankl, A. Imtiaz, T.M. Wallis, H. Tanbakuchi, P. Hinterdorfer, P. Kabos, J. Smoliner, J.J. Kopanski, F. Kienberge. J. Appl. Phys., **111**, 014301 (2012).
[32] A.N. Reznik, E.V. Demidov. J. Appl. Phys., **113**, 094501 (2013).
[33] A.N. Reznik, S.A. Korolyov. J. Appl. Phys., **119**, 094504 (2016).
[34] A.N. Reznik, S.A. Korolyov, M.N. Drozdov. J. Appl. Phys., **121**, 164503 (2017).
[35] S.A. Korolyov, A.N. Reznik. Rev. Sci. Instrum., **89**, 023706 (2018).

*Редактор А.Н. Смирнов*

# Small signal electrical circuit of a Schottky diode based on microwave spectrometry data

*A.N. Reznik, N.V. Vostokov*

Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** Microwave volt-impedance spectroscopy was used to study homogeneous *n*-Si and structured *n*-GaAs samples with a system of concentric barrier contacts on the surface. For the Si sample we have reconstructed the spectra of the complex impedance $Z(f, U)$ ($U$ is the bias voltage on the contact). Measurements have been done in the frequency range $f = 0.01-67$ GHz with a lateral resolution of $20-50\,\mu$m. Based on the spectra, the electrophysical characteristics of the semiconductor were determined: type, concentration and mobility of free charge carriers, specific conductivity, contact potential difference. Excess resistance and capacitance difference $C(f \to 0) > C(f \to \infty)$ of the Schottky contact were detected at $f = 0.1-20$ GHz. The microwave small-signal electric circuit of the Schottky contact is proposed. It is characterized by two time scales: low-frequency $\tau_l = (0.5-1) \cdot 10^{-9}$ s and high-frequency $\tau_h = (3-4) \cdot 10^{-11}$ s. In addition to the previously performed studies of the GaAs sample the microwave spectra $Z(f)$ were measured upon the sample heating to temperature $T = 100\,^\circ$C and at low frequencies $f = 10^2-10^6$ Hz with a temperature pass at $T = 77-345$ K. Based on all studies, the previously given hypothesis which relate the observed microwave effects with the deep states (traps) recharging was not confirmed. We proposed another interpretation, explaining the effects by the features of charge carrier transport in the depletion layer of the Schottky contact. The possibilities of a physical justification for this mechanism are discussed.