

УДК 621.382.001.63

Н. В. Гуркин, В. А. Шахнов

УСИЛЕНИЕ СЛАБЫХ СИГНАЛОВ В СКАНИРУЮЩЕЙ ЗОНДОВОЙ МИКРОСКОПИИ

При разработке туннельных и атомно-силовых зондовых микроскопов возникает необходимость усиления сверхмалых токов, лежащих в наноамперном диапазоне. Предложена схема трансимпедансного усилителя с отрицательным дифференциальным сопротивлением, исследованы режимы его функционирования.

Принцип действия туннельного микроскопа основан на хорошо известном в квантовой механике принципе туннелирования электронов через диэлектрический барьер в системе “Металл–диэлектрик–металл” (рис. 1) [1].

Если электроды находятся под одним потенциалом, то система пребывает в термодинамическом равновесии и уровни Ферми электродов совпадают. При подаче разности потенциалов ток в такой системе может появиться либо в результате перекрытия электронных облаков (при малых напряжениях и малых расстояниях, когда форма барьера практически не меняется), либо в результате автоэмиссии – вырыванием электронов из металла сильным полем, когда барьер

принимает несимметричную (треугольную) форму и эффективная толщина его при этом уменьшается (рис. 2).



Рис. 1. Энергетические уровни в системе “Металл–диэлектрик–металл” в состоянии равновесия при отсутствии смещения

В сканирующем туннельном микроскопе (СТМ) в качестве одного из электродов выступает исследуемый образец, который должен быть проводящим (металл, полупроводник, тонкая туннельно-прозрачная пленка диэлектрика на поверхности проводника, материал с большой поверхностной проводимостью и т.п.). В качестве другого электрода (зонда) используется заточенная в идеале до 1 атома на кончике игла, изготавливаемая

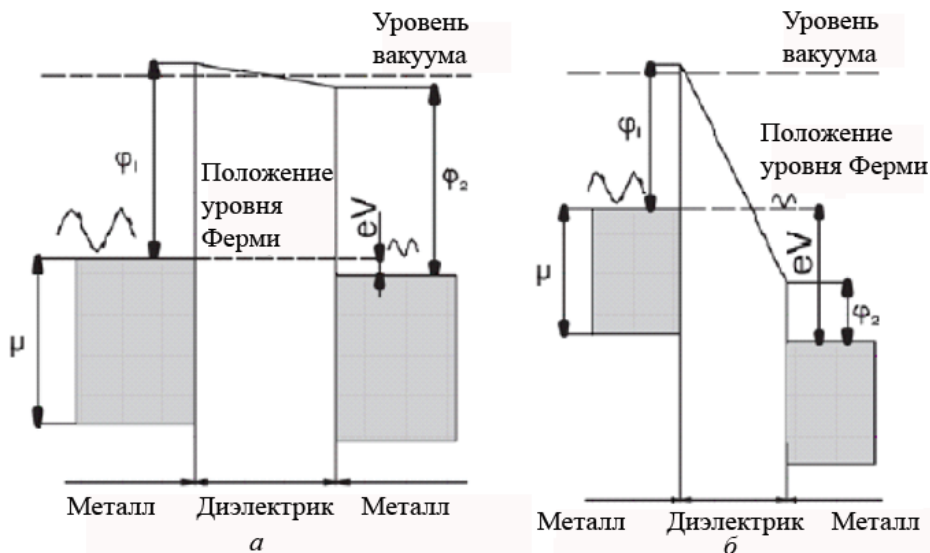


Рис. 2. Энергетические уровни системы металл–диэлектрик–металл при малом (а) и большом (б) смещениях

обычно из вольфрама, платины или ее сплавов и т.п. При этом туннельный микроскоп, работающий в области низких напряжений, оказывается очень чувствительным к расстоянию между поверхностью исследуемого образца и кончиком иглы.

В СТМ зонд подводится к поверхности образца на расстояние в несколько ангстрем. При этом образуется туннельно-прозрачный потенциальный барьер, высота которого определяется в основном значениями работы выхода электронов из материала зонда φ_p и образца φ_s . При качественном рассмотрении барьер можно считать прямоугольным с эффективной высотой, равной средней работе выхода материалов

$$\varphi^* = \frac{1}{2} (\varphi_p + \varphi_s).$$

Как известно из квантовой механики, вероятность тунnelирования электрона (коэффициент прохождения) через одномерный барьер прямоугольной формы равна

$$W = \frac{|A_t|^2}{|A_0|^2} \cong e^{-k\Delta Z},$$

где A_0 — амплитуда волновой функции электрона, движущегося к барьеру; A_t — амплитуда волновой функции электрона, прошедшего сквозь барьер; k — константа затухания волновой функции в области, соответствующей потенциальному барьеру; ΔZ — ширина барьера.

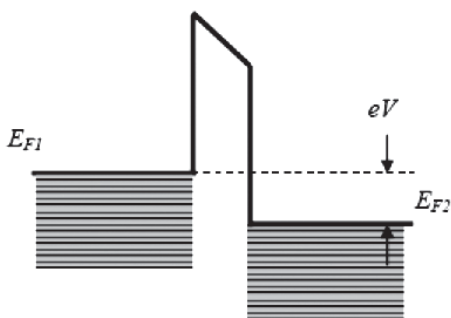


Рис. 3. Энергетическая диаграмма туннельного контакта двух металлов [1]

В процессе туннелирования участвуют в основном электроны с энергией в окрестности уровня Ферми E_F . В случае контакта двух металлов выражение для плотности туннельного тока (в одномерном приближении) имеет вид

$$j_t = j_0(\varphi^* e^{-A\sqrt{\varphi^*}\Delta Z} - (\varphi^* + eV)e^{-A\sqrt{\varphi^* + eV}\Delta Z}), \quad (1)$$

где параметры j_0 и A задаются следующими выражениями:

$$j_0 = \frac{e}{2\pi h(\Delta Z)^2}; \quad (2)$$

$$A = \frac{4\pi}{h}\sqrt{2m}. \quad (3)$$

При сохранении соотношения ($eV < \varphi$) выражение для плотности тока можно представить в более простом виде. Линеаризуя вторую экспоненту в выражении (1) по параметру eV , получаем

$$j_t = j_0 e^{-A\sqrt{\varphi^*}\Delta Z} \left(\varphi^* - (\varphi^* + eV) \left(1 - \frac{AeV\Delta Z}{2\sqrt{\varphi^*}} \right) \right). \quad (4)$$

С учетом существенно меньшего значения eV по сравнению с φ^* выражение (4) может быть записано следующим образом:

$$j_t = j_0 \frac{A\sqrt{\varphi^*}eV\Delta Z}{2} e^{-A\sqrt{\varphi^*}\Delta Z} = \frac{e^2\sqrt{2m\varphi^*}}{h^2} \frac{V}{\Delta Z} e^{-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m\varphi^*}\Delta Z}. \quad (5)$$

Поскольку в выражении (5) значение плотности тока в основном определяется экспоненциальной составляющей, то для ее качественной оценки можно использовать упрощенное выражение:

$$j_t = j_0(V) e^{-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m\varphi^*}\Delta Z},$$

в котором величина $j_0(V)$ считается не зависящей от изменения расстояния между зондом и образцом. Для типичных значений работы

Для туннельного контакта двух металлов константу затухания можно представить в виде

$$k = \frac{4\pi\sqrt{2m\varphi^*}}{h},$$

где m — масса электрона; φ^* — средняя работа выхода электрона; h — постоянная Планка.

При приложении к туннельному контакту разности потенциалов V между зондом и образцом появляется туннельный ток (рис. 3).

выхода ($\varphi \sim 4 \text{ эВ}$) константа затухания $k = 2\text{ \AA}^{-1}$, так что при изменении ΔZ примерно на 1 \AA ток меняется на порядок. Реальный туннельный контакт в СТМ не является одномерным и имеет более сложную геометрическую форму. Однако основные черты туннелирования, а именно экспоненциальная зависимость тока от расстояния между зондом и образцом, сохраняются также и в более сложных моделях, что подтверждается экспериментально.

Для больших напряжений смещения ($eV > \varphi^*$) из выражения (1) можно получить формулу Фаулера–Нордгейма для полевой эмиссии электронов в вакуум:

$$J = \frac{e^3 V^2}{8\pi h \varphi^* (\Delta Z)^2} e^{-\frac{8\pi\sqrt{2m}(\varphi^*)^{3/2} \Delta Z}{3ehV}}. \quad (6)$$

Экспоненциальная зависимость туннельного тока I от расстояния ΔZ позволяет регулировать расстояние между зондом и образцом в туннельном микроскопе с высокой точностью. Кроме того, зазор входит в выражение для туннельного тока как показатель степени экспоненциальной зависимости вероятности туннелирования. Этим обусловлена крайне резкая зависимость туннельного тока от расстояния, что позволяет строить системы с высочайшим разрешением по высоте. Следует, однако, отметить, что при расчете туннельного тока I_t по приведенным выражениям получаем, что его значение лежит в диапазоне $1 \text{ пА} \dots 10 \text{ нА}$. При I_t более 10 нА туннельный ток перерастает в лавинный и происходит автоэлектронная эмиссия, а отсюда — разрушение зонда и поверхности образца.

В отличие от туннельного микроскопа в основу работы сканирующего атомно-силового микроскопа (АСМ) заложен принцип силового взаимодействия между игольчатым зондом и поверхностью исследуемого материала (не обязательно металла). Для регистрации этого взаимодействия используются специальные зондовые датчики, представляющие собой упругую консоль с острым зондом на конце (рис. 4). Сила Ван-дер-Ваальса, действующая на зонд со стороны поверхности, приводит к изгибу консоли. Регистрируя изгиб, можно определить силу взаимодействия зонда с поверхностью материала [2].

В общем случае сила Ван-дер-Ваальса имеет как нормальную к поверхности, так и латеральную (лежащую в плоскости

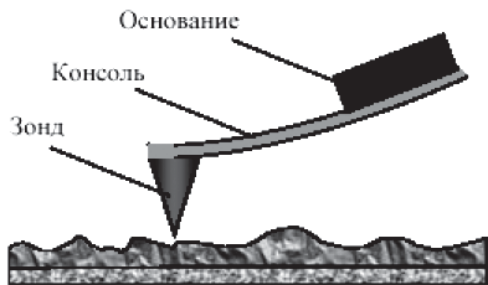


Рис. 4. Схематическое изображение зондового датчика АСМ [1]

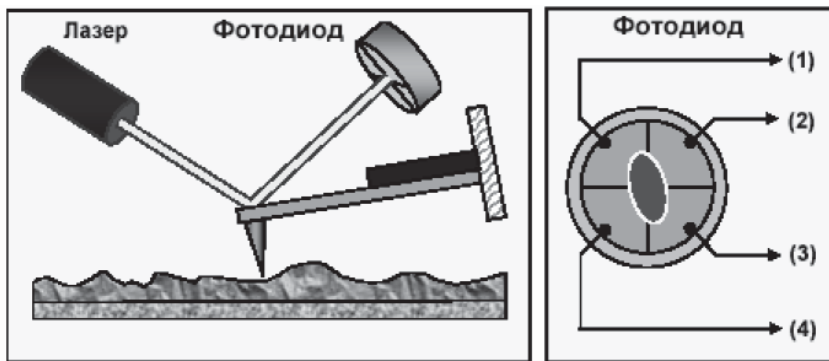


Рис. 5. Схема оптической регистрации изгиба консоли зондового датчика АСМ [1]

поверхности образца) составляющие. Реальное взаимодействие зонда с образцом имеет более сложный характер, однако, основные черты данного взаимодействия сохраняются — зонд АСМ испытывает притяжение со стороны образца на больших расстояниях и отталкивание на малых.

Получение АСМ-изображений рельефа поверхности связано с регистрацией малых изгибов упругой консоли зондового датчика. В атомно-силовой микроскопии для этой цели широко используются оптические методы, один из которых, связанный с фиксацией положения отраженного от консоли луча лазера, приведен на рис. 5.

Оптическая система АСМ юстируется таким образом, чтобы излучение полупроводникового лазера фокусировалось на консоли зондового датчика, а отраженный пучок попадал в центр фоточувствительной области фотоприемника. В качестве позиционно-чувствительных фотоприемников применяются четырехквадрантные полупроводниковые фотодиоды. Сигнал с фотодиодов усиливается четырехквадрантным усилителем фототока. При этом сигналы каждого из четырех фотодиодов (“1”, “2”, “3”, “4”) отдельно усиливаются, инвертируются, попарно суммируются и вычитаются для получения сигналов вертикального (“1”+“2”)–(“3”+“4”), горизонтального (“1”+“3”)–(“2”+“4”) отклонений консоли датчика и определения мощности излучения лазера (“1”+“2”+“3”+“4”). Ток, снимаемый с фотодиода, так же, как и ток туннельного микроскопа лежит в диапазоне пико- или наноампер.

Для усиления столь малых величин туннельного и фотодиодного токов требуется применять специальные усилительные устройства, к которым предъявляются следующие требования:

- высокая чувствительность (диапазон входных токов 1 пА... 10 нА);
- полоса пропускания до 50 кГц (для возможности сканирования в режиме реального времени);

— высокий коэффициент усиления по мощности K_p (не менее 80 дБ);

— термостабильность.

Среди схем усилителей, наиболее полно отвечающих указанным требованиям, следует отметить усилители, использующие во входном каскаде трансимпедансный усилитель, включенный по схеме, приведенной на рис. 6.

В качестве активного элемента в схеме такого усилителя используются операционный усилитель (ОУ), во входном каскаде которого используются дифференциальные пары на полевых транзисторах (например, типа AD820 Analog Devices). При этом

$$U_{\text{ВЫХ}} = I_{\text{ВХ}} R_1.$$

При использовании трансимпедансного усилителя фототока возникает проблема согласования фотодиода D_1 и входа ОУ. Входные токи смещения ОУ $I_{\text{см}-}$, $I_{\text{см}+}$ должны быть меньше, чем входной ток фотодиода D_1 , что обеспечит требуемую чувствительность усилителя. Ток фотодиода лежит в наноамперном диапазоне, следовательно, входные токи смещения ОУ $I_{\text{см}-}$, $I_{\text{см}+}$ должны быть меньше 1 нА. Также необходимо использовать ОУ с малым значением дрейфа входных токов смещения ОУ $I_{\text{см}-}$, $I_{\text{см}+}$. Для уменьшения влияния входных токов смещения ОУ применяется фильтр высоких частот на входе ОУ, но это резко уменьшает полосу пропускания усилителя. Для получения амплитуды сигнала выходного напряжения $U_{\text{ВЫХ}} > 1$ В, т.е. сигнала, который может впоследствии быть успешно обработан, из выражения (1) следует, что необходимо использовать резистор $R_1 > 1$ ГОм. Резистор с таким большим сопротивлением имеет большее значение собственных шумов, что снижает чувствительность усилителя и уменьшает отношение сигнал/шум. Плотность шумового тока сопротивления в цепи обратной связи можно записать как

$$i_{R_{\text{oc}}} = \sqrt{\frac{4kT\Delta f}{R_{\text{o.c}}}}.$$

При применении малозумящего ОУ (спектральная плотность шумового тока $(1 \dots 2) \cdot 10^{-14}$ А·Гц $^{-0,5}$) преобладающую роль играют шумы фотодиода и резистора обратной связи. Поэтому полное напряжение шума на выходе трансимпедансного усилителя фототока можно представить как

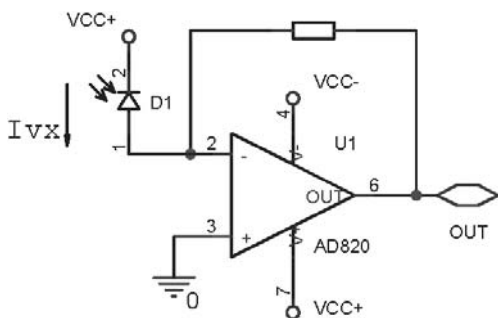


Рис. 6. Трансимпедансный усилитель туннельного и фотодиодного тока

$$U_{\text{ш.в.ых}} = K \sqrt{(i_{\text{ш.фот}}^2 + i_{R_{o.c}}^2) R_{o.c}^2},$$

где K — коэффициент усиления по напряжению.

Напряжение сигнала на выходе трансимпедансного усилителя фототока определяется по формуле

$$U_{c.\text{в.ых}} = S_I R_{o.c} P_{\text{изл}},$$

где S_I — интегральная токовая чувствительность фотодиода; $P_{\text{изл}}$ — мощность потока излучения, падающая на чувствительную площадку.

Используя приведенные выражения, получаем следующее выражение для отношения сигнал/шум трансимпедансного усилителя:

$$\left(\frac{U_c}{U_{\text{ш}}} \right)_{\text{в.ых}} = \frac{S_I P_{\text{изл}}}{\sqrt{i_{\text{ш.фот}}^2 + i_{R_{o.c}}^2}}. \quad (7)$$

Из выражения (7) следует, что чем больше сопротивление обратной связи, тем больше напряжение шума на выходе усилителя фототока и тем, соответственно, меньше отношение сигнал/шум. Большое значение сопротивления $R_{o.c}$ снижает полосу пропускания усилителя, так как полоса частот трансимпедансного усилителя определяется выражением

$$\Delta f = \frac{K_{OY}}{2\pi C_T R_{o.c}},$$

где K_{OY} — коэффициент усиления ОУ; C_T — входная емкость.

Оптимальное согласование фотодиода и фотодиодного усилителя, получение высоких значений параметров: коэффициента усиления ($K_p > 90$ дБ), большой полосы пропускания B , вплоть до частоты среза используемых транзисторов f_t , чувствительности, отношения сигнал/шум возможно с использованием элементов с отрицательным сопротивлением (ОС), для которых справедливо соотношение

$$R^- = \frac{\Delta U}{\Delta I} < 0.$$

Известно, что мощность в каком-либо элементе электрической цепи имеет постоянную и переменную составляющие $P = P_0 + P_{\approx}$, где $P_0 = I_0 U_0$ — мощность по постоянному току, а мощность по переменному току

$$P_{\approx} = \frac{1}{T} \int_0^T i u dt. \quad (8)$$

Здесь i и u — мгновенные значения тока $i = i_m \sin(\omega t)$ и напряжения $u = u_m \sin(\omega t + \varphi)$; T — период колебаний; φ — сдвиг фаз между напряжением и током.

Из приведенных формул можно выявить, что если любой элемент электрической цепи по отношению к постоянному току является только потребителем энергии, то по отношению к переменному току это не всегда так. Из выражения (8) следует, что если сдвиг по фазе между мгновенными значениями тока i и напряжения u равен $\varphi = 0$, то $P_{\approx} > 0$. Элемент в данном случае является активным сопротивлением, потребляющим переменную мощность. При $|\varphi| = \pi/2$ элемент не потребляет переменной мощности $P_{\approx} = 0$. В случае, когда сдвиг по фазе $\pi/2 < |\varphi| < \pi$ или $\pi < |\varphi| < 3\pi/2$, мощность $P_{\approx} < 0$. В этом случае элемент уже не потребляет энергию переменного тока, а наоборот, является ее источником, и сопротивление, которым обладает данный элемент, называется отрицательным сопротивлением $R^- = \frac{u}{i} < 0$ [3]. Элемент электрической схемы, имеющий ОС R^- , способен выделять мощность по переменному току и тем самым компенсировать потери в присоединенной к нему электрической цепи. Наряду с этим элемент с ОС способен преобразовывать энергию источника питания, в том числе и источника постоянного тока, в переменную мощность [4].

Представим цепь, состоящую из источника напряжения V_1 и двух соединенных последовательно сопротивлений одинаковой величины, но с разными знаками (R_n, R^-). Общее сопротивление такой цепи равно нулю. Таким образом, отрицательное сопротивление может компенсировать положительное сопротивление такой же величины;

$$I_{R_n} = \frac{U_{V_1}}{(R_n - R^-)},$$

$$\text{а } U_{R_n} = I_{R_n} R_n,$$

то мощность, потребляемая сопротивлением R_n , равна

$$P = I_{R_n} U_{R_n} = \frac{U_{V_1}^2}{R_n(1 - R^-/R_n)^2}.$$

В случае когда $R_n \approx R^-$, $I_{\text{вых}} \rightarrow \infty$ может быть получен высокий коэффициент усиления. Таким образом, мощность, потребляемая сопротивлением нагрузки в цепи с отрицательным сопротивлением, больше, чем в цепи без него. Дополнительная мощность может быть получена только от отрицательного сопротивления, так как мощность, отдаваемая источником, постоянна.

Рассмотрим схему усилителя (рис. 7), в которой в качестве устройства с отрицательным дифференциальным сопротивлением (NIC – negative impedance converter) выступает пара токовых зеркал (ТЗ) 1 и 2, охваченных положительной обратной связью по току.

В схеме усилителя источник тока I_1 через токовое зеркало Видлара на транзисторах Q_5, Q_6 задает ток I_0 , протекающий через

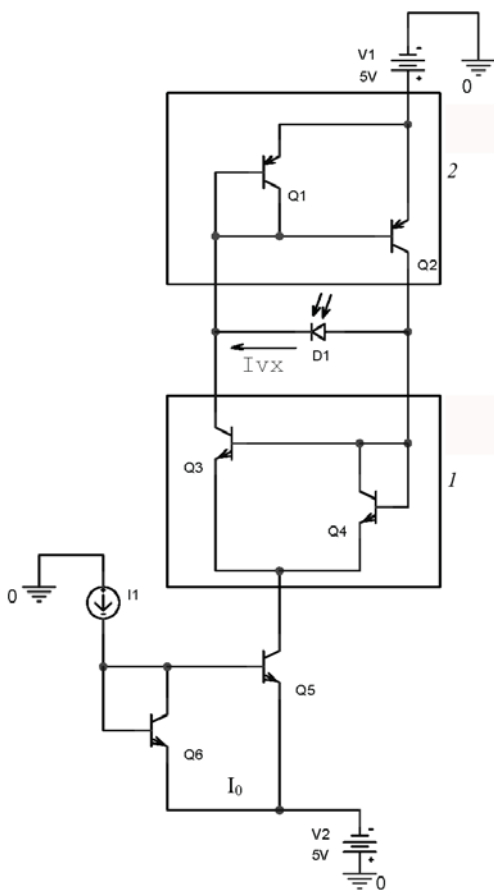


Рис. 7. Схема усилителя фототока фотодиода

коэффициент усиления по току для ТЗ $K_i = \frac{1 - \Delta}{1 + \Delta}$; $I_{out} = I_{in} \frac{1 - \Delta}{1 + \Delta}$.

Схема усилителя работает следующим образом. Входной ток фотодиода $I_{вх}$ поступает во входные цепи отражателей тока 1 и 2 и усиливается с коэффициентом усиления по току K_i . Отражатели тока 1 и 2 выполняют наряду с усилением сигнала функцию положительной обратной связи по току, поэтому усиление по “петле” обратной связи составляет $K = \frac{2K_i}{(1 - K_i^2)} = \frac{1 - \Delta^2}{4\Delta}$. Таким образом, ток в петле быстро нарастает и ограничителем его роста является генератор постоянного тока на транзисторах Q_5, Q_6 .

При моделировании в пакете OrCAD 9.2 рассмотренной схемы усилителя получено семейство статических вольт-амперных характеристик (ВАХ) (рис. 8) для различных значений входного сигнала $I_{вх}$, подаваемого на фотодиод D_1 . При этом изменялись значения тока I_0 , а

структуру с отрицательным сопротивлением. Источник постоянного тока является активной динамической нагрузкой для усилителя и позволяет получить высокий коэффициент усиления устройства. При отсутствии входного сигнала ($I_{вх} = 0$) коллекторный ток транзистора $Q_5 I_0$ в режиме, когда транзисторы ТЗ 1 и 2 (Q_3, Q_4, Q_1, Q_2), образующих НИС, находятся в открытом состоянии, делится пополам в обеих ветвях НИС. Для каждого из токовых зеркал 1 и 2 справедливы соотношения: $I_{in} + I_{out} = I$ и $I_{in} - I_{out} = \Delta I$, где ΔI — разница между входным и выходным током ТЗ, причем меру потерь тока при передаче можно оценить величиной $\Delta = \frac{I_{in} - I_{out}}{I_{in} + I_{out}}$, т.е. мерой погрешности отражателя тока.

Для биполярных транзисторов $\Delta = \frac{1}{1 + \beta}$. В этом случае

$$K_i = \frac{1 - \Delta}{1 + \Delta}; I_{out} = I_{in} \frac{1 - \Delta}{1 + \Delta}$$

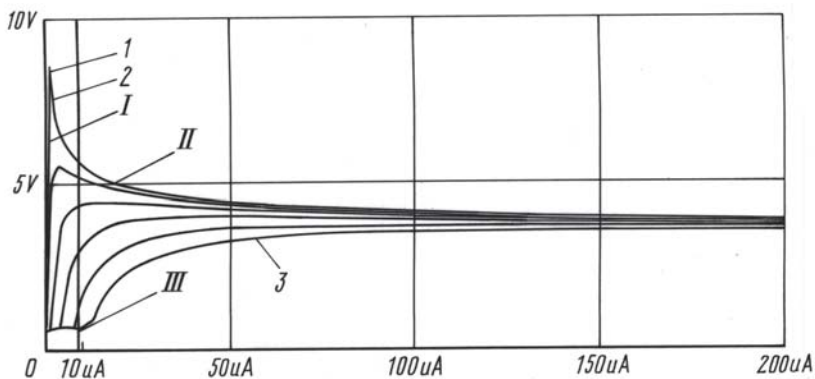


Рис. 8. Семейство статических ВАХ

выходной сигнал $U_{\text{вых}}$ снимался с устройства с отрицательным сопротивлением, состоящим из ТЗ 1 и 2. Из рис. 8 видно, что ВАХ усилителя имеют характерный S-образный вид, свойственный приборам с положительной петлей обратной связи по току.

На рис. 8 можно выделить две основные ветви: I — ветвь очень малых входных токов (большое положительное дифференциальное выходное сопротивление); II — ветви с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Отметим, что область перехода ветви I в ветвь II является крайне неустойчивой областью, поэтому не следует задавать ток I_0 источника тока вблизи этой области, иначе работа усилителя будет неустойчивой.

Работа усилителя определяется ходом нагрузочной прямой (прямая III, см. рис. 8). Для генератора постоянного тока нагрузочная прямая будет почти параллельна оси ординат Y и пересекает ось абсцисс X в точке, соответствующей значению тока I_0 . На рис. 8 кривые соответствуют различным значениям входных токов фотодиода. Верхняя кривая I соответствует нулевому входному току фотодиода $I_{\text{вх}} = 0$. При этом выбор ВАХ, которую пересекает нагрузочная прямая, осуществляется под управлением входного тока фотодиода. Таким образом, мы можем усиливать малый входной сигнал $I_{\text{вх}}$ фотодиода D_1 , вплоть до $I_{\text{вх}} = 1$ пА, при этом выходной ток будет определяться током I_0 источника тока, а выходное напряжение будет равно падению напряжения на структуре NiC.

Следует также отметить, что фотодиод D_1 находится в обратно смещенном состоянии (так называемый “фотодиодный режим”) и нагружен на низкие дифференциальные входные сопротивления отражателей тока — отсюда реализация высокого быстродействия и хорошая помехозащищенность от электромагнитных полей, несмотря на большой импеданс источника сигнала. В зависимости от выбора нагрузочной прямой на семействе ВАХ (см. рис. 8) может быть реализована

высокая линейность передаточной характеристики при больших токах I_0 источника тока или получен сверхширокий (80...90 дБ) диапазон принимаемой оптической мощности без захода в область насыщения транзисторов схемы при значениях тока $I_0 < 30$ мкА.

Выводы. Таким образом, при использовании усилителя, в котором в качестве усилительного устройства выступает НИС — элемент с отрицательным дифференциальным сопротивлением, для которого справедливо $R_- = \frac{\Delta U}{\Delta I} < 0$, можно добиться оптимального согласования фотодиода и фотодиодного усилителя, получения высокого значения коэффициента усиления ($K_p > 90$ дБ), большой полосы пропускания B , большой чувствительности, высокого значения отношения сигнал/шум, что значительно повысит достоверность получения информации при зондовой сканирующей микроскопии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М и р о н о в В. Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. – М.: Техносфера, 2004. – 144 с.
2. П у л Ч., О у э н с Ф. Нанотехнологии. – М.: Техносфера, 2004. – 328 с.
3. Б е н и н г Ф. Отрицательные сопротивления в электронных схемах. – М.: Сов. радио, 1975. – 288 с.
4. Г а р я и н о в С. А. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением. – М.: Энергия, 1966. – 240 с.

Статья поступила в редакцию 4.09.2007



Гуркин Николай Владимирович родился в 1980 г., окончил МГТУ им. Н.Э. Баумана в 2004 г. Аспирант МГТУ им. Н.Э. Баумана, автор шести научных работ в области электроники и нанотехнологии.

N.V. Gurkin (b. 1980) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2004. Post-graduate of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 6 publications in the field of electronics and nanotechnology.



Вадим Анатольевич Шахнов родился в 1941 г., окончил МВТУ им. Н.Э. Баумана в 1966 г. Д-р техн. наук, профессор, заведующий кафедрой “Конструирование и технология производства электронной аппаратуры” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 160 научных работ в области микроэлектроники, информационных технологий, нанотехнологии.

V.A. Shakhnov (b. 1941) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1966. D. Sc. (Eng.), professor, head of “Design and Production Technology of Electronic Apparatus” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 160 publications in the field of microelectronics, information technologies and nanotechnology.