

ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЕВЫХ ДЛИННЫХ ДИОДОВ С КОМПЕНСИРОВАННОЙ БАЗОЙ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Р. С. БАРСЕГЯН, Ш. КАНИЯЗОВ, Г. В. КОРНИЛЬЦЕВА,
В. И. МУРЫГИН, Р. А. ЦЕРФАС

Экспериментально исследуются избирательные свойства контура, состоящего из кремниевого диода, соединенного параллельно с дополнительной емкостью. Определяются частотная и токовая зависимости активной и реактивной части комплексного сопротивления диода. Рассматривается влияние температуры на резонансную частоту и добротность контура. Полученные результаты сравниваются с теорией [6, 7].

Введение

Изучение диодов, изготовленных из Si и Ge с компенсирующими примесями, дающими глубокие уровни, давно привлекает исследователей из-за своих особенностей. Такие диоды содержат участок отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) в прямой ветви статической вольт-амперной характеристики [1, 2, 3], а в цепи переменного сигнала, в некотором интервале смещающих токов, совместно с дополнительной емкостью обладают избирательными и усилительными свойствами, т. е. ведут себя как колебательный контур высокой добротности. Причем величина внешней емкости при этом незначительна, иногда достаточно монтажной емкости 15—20 пф [4, 5]. Таким образом, кремниевые диоды в цепи малого переменного сигнала ведут себя как элементы функциональной схемы, выполняя роль высокодобротной твердотельной индуктивности.

В настоящей работе исследуются избирательные свойства, частотная зависимость активной и реактивной составляющей полного комплексного сопротивления диода и колебательного контура (диод плюс емкость).

Исследуемый нами диод представляет прибор с двумя инжектирующими переходами — слева p^+n -переход, справа pn^+ , т. е. диод работает в режиме двойной инжекции. Контакты делают таким образом, чтобы расстояние между ними было в 10—20 раз больше диффузионной длины. Носители перемещаются в полупроводнике за счет дрейфа в токовом электрическом поле.

Для описания кинетики образования отрицательного сопротивления исследуемых нами диодов можно привлечь теорию, развитую в работах [2, 3]. Согласно этой теории возникновение участка ОДС связано с образованием и последующим рассасыванием пространственного заряда и наличием в базе диода незаполненных центров на глубоких уровнях. Учет пространственного заряда и незаполненных

па-8430.

центров означает учет дополнительного падения напряжения на полупроводнике. С ростом тока в базе диода скапливается значительное число дырок и электронов и объемный заряд становится меньше заряда подвижных носителей. В итоге напряжение на диоде при больших токах становится меньшим, чем при малых, что приводит к отрицательному сопротивлению. (Время жизни неосновных носителей в рассматриваемом интервале токов не зависит от уровня инжекции).

Для этого механизма характерно то, что полученные аналитические выражения ВАХ для участка ОДС асимптотически приближаются к вертикали, т. е. падение напряжения в толще диода с ростом тока стремится к постоянному значению $\left(V_{\min} = \frac{bd^2}{2u_n\tau_p} \right)$, что и наблюдается в эксперименте.

На основе предложенного механизма образования ОДС в работах [6, 7] теоретически исследованы динамические свойства полупроводниковых диодов, изготовленных из компенсированного материала. Так как эти работы являются пока единственными известными нам работами, описывающими динамические свойства таких диодов, рассмотрим их подробно с целью сравнения результатов эксперимента с расчетными данными.

Теория динамических свойств диода

Для исследования динамических свойств длинного диода на малом переменном сигнале в качестве исходной в работе [6] используется следующая система уравнений:

$$\begin{aligned} J &= e(u_n n + u_p p) E, \\ -\frac{n - n_0}{\tau_n} + \frac{1}{e} \frac{\partial J_n}{\partial x} &= \frac{\partial n}{\partial t}, \\ -\frac{p - p_0}{\tau_p} - \frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} &= \frac{\partial p}{\partial t}, \\ \frac{D}{e} \frac{dE}{dx} &= p - n + N_g - N_-, \end{aligned} \quad (1)$$

N_- — концентрация отрицательно заряженных акцепторов. Остальные обозначения обычные.

Обозначив через $\tilde{E}$ и $\tilde{J}$ амплитуду напряженности переменного электрического поля внутри базы и амплитуду переменного тока, авторы получили уравнение для $\tilde{E}$

$$a \frac{d^2 \tilde{E}}{dx^2} + b \frac{d\tilde{E}}{dx} + c\tilde{E} + d = 0, \quad (2)$$

где a , b , c и d — коэффициенты, зависящие от частоты смещающего тока и от значения постоянной составляющей поля.

В работе рассматриваются достаточно малые частоты так, чтобы

$$J_0 \gg D\omega E_0, \quad \omega \ll \tau_p^{-1}, \quad u_p E_0/d. \quad (3)$$

Приняв указанные неравенства для участка отрицательного сопротивления, на основе уравнения (2) авторы получили выражение для комплексного сопротивления, которое можно представить в виде

$$\tilde{z}_\alpha = -\rho(J, \omega) + i\omega L(J, \omega), \quad (4)$$

где $\rho(J, \omega)$ и $L(J, \omega)$ сложные функции частоты смещающего тока.

Однако при выполнении неравенства

$$1 \gg \frac{\omega}{\beta'} \frac{1 - \sqrt{1 - sJ_1/I}}{N_n + \alpha} \quad (5)$$

функцию $\rho(J, \omega)$ можно написать в виде

$$\rho(J, \omega) = \rho_{cr} \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right], \quad (6)$$

где

$$\rho_{cr} = \frac{1}{3} \frac{d}{s^2} \frac{1}{eu_n(N_n + \alpha)} \frac{J}{J_1} \left[1 - \sqrt{1 - s \frac{J_1}{I}} \right]^3, \quad (7)$$

$$\omega_0^2 = 2 \left(\frac{N_n + \alpha}{\tau_n N_0} \right)^2 \frac{1}{\left(1 - \sqrt{1 - s \frac{J_1}{I}} \right)} \frac{1 - \frac{N_n}{N_n + \alpha} \left(1 - \sqrt{1 - s \frac{J_1}{I}} \right)}{1 - \frac{3}{5} \frac{N_n}{N_n + \alpha} \left(1 - \sqrt{1 - s \frac{J_1}{I}} \right)}, \quad (8)$$

$$J_1 = 4eu_n(N_n + \alpha) \frac{V_{min}}{d}, \quad I - \text{интегральный ток.}$$

В этом приближении функция $L(J, \omega)$ определяется формулой

$$L(J, \omega) = L_c(J) \left[A - \left(\frac{\omega}{\omega_L} \right)^2 + \frac{5}{9} \left(\frac{\omega}{\omega_L} \right)^3 \right], \quad (9)$$

где

$$L_c(J) = \frac{1}{3} \frac{d}{s^2} \frac{\tau_n N_0}{eu_n} \frac{1}{(N_n + \alpha)^2} \frac{J}{J_1} \left[1 - \sqrt{1 - s \frac{J_1}{I}} \right], \quad (10)$$

$$A = 1 - \frac{1}{2} \frac{N_n}{N_n + \alpha} \left(1 - \sqrt{1 - s \frac{J_1}{I}} \right) + \frac{3}{5} \left[\frac{N_n}{N_n + \alpha} \left(1 - \sqrt{1 - s \frac{J_1}{I}} \right) \right]^2, \quad (11)$$

$$\omega_L^2 = \frac{5}{3} \frac{1}{\tau_n^2} \left(\frac{N_n + \alpha}{N_0} \right)^2 \left[1 - \sqrt{1 - s \frac{J_1}{I}} \right]^{-2}.$$

Далее рассматривается контур, состоящий из диода и параллельной с ним емкости.

Установлено, что при частоте

$$\omega_p^2 = 3 \frac{s^2}{d} \frac{eu_n (N_n + \alpha)^2}{\tau_n N_0 c \left(1 - \sqrt{1 - s \frac{J_1}{I}}\right)^3} \times \\ \times \frac{J_1}{I} \frac{1}{1 - \frac{1}{2} \frac{N_n}{N_n + \alpha} \left(1 - \sqrt{1 - s \frac{J_1}{I}}\right)} \quad (12)$$

импеданс цепи имеет максимальное значение. При этом добротность контура определяется формулой

$$Q = \frac{\beta' (N_n + \alpha) 4\sqrt{0,7}}{\omega_p \left[1 - \sqrt{1 - s \frac{J_1}{I}}\right] \left|\left(\frac{\omega_0}{\omega_p}\right)^2 - 1\right|}, \quad (13)$$

которая соответствует отношению резонансной частоты к полуширине полосы на уровне модуля напряжения, равного 0,7 от максимального.

В работе [7] показано, что частота ω_0 , при которой реальная часть комплексного сопротивления равна нулю, соответствует частоте генерации контура при прохождении постоянного тока через диод. Из формулы (4) и (9) видно, что реактивная часть сопротивления носит индуктивный характер (> 0), причем величина индуктивности определяется формулой (9).

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Некоторые результаты исследования избирательных и генерационных свойств были даны в работах [4, 5]. Измерения зависимости резонансной частоты от тока смещения, зависимости добротности от различных факторов у исследуемых образцов велись по обычной схеме с использованием автоматических частотных характериографов (ИЧХ-1, СТ-13 блок РБ-III). Добротность резонансной системы определялась из формы резонансной кривой как отношение резонансной частоты f_p к полуширине полосы пропускания Δf . При измерении параметров диода была принята эквивалентная схема в виде последовательно соединенных индуктивности и отрицательного сопротивления. Схема измерения этих параметров диода на различных частотах и при разных токах смещения через образец показана на рис. 1. Этот метод позволяет определять индуктивность L и отрицательное сопротивление ρ через измеряемые величины падений напряжений V_1 и V_2 . Падения напряжений на диоде и диод плюс эталонное сопротивление R_0 снимались через емкостные делители напряжения C_1-C_2 и C_3-C_4 ламповыми вольтметрами типа ВЗ-3. Емкостные делители напряжения

были необходимы для уменьшения влияния входных емкостей C_2, C_4 ламповых вольтметров. Описанный метод измерения применим в интервале частот от 150 КГц до $3-4 \text{ МГц}$ и дает точность не менее $8-10\%$. На основе указанной схемы измерения имеем следующие выражения для вычисления параметров:

$$\rho = \frac{k_2 V_2^2 - k_1 V_1^2}{2 \varepsilon_g^2 R_0} R_g - \frac{R_0}{2},$$

$$L = \frac{1}{\omega} \sqrt{\left(\frac{k_1 V_1 R_g}{\varepsilon_g} \right)^2 - \rho^2},$$

где ε_g — эдс генератора, R_g — внешнее сопротивление цепи переменного сигнала, $k_1 = 1 + \frac{C_1}{C_2}$, $k_2 = 1 + \frac{C_3}{C_4}$ — известные из схемы параметры. Для упрощения расчетных формул были использованы неравенства $R_g \gg R_0$ и $R_g \gg |z_d|$, т. е. необходимо, чтобы цепь переменного сигнала находилась в режиме генератора тока.

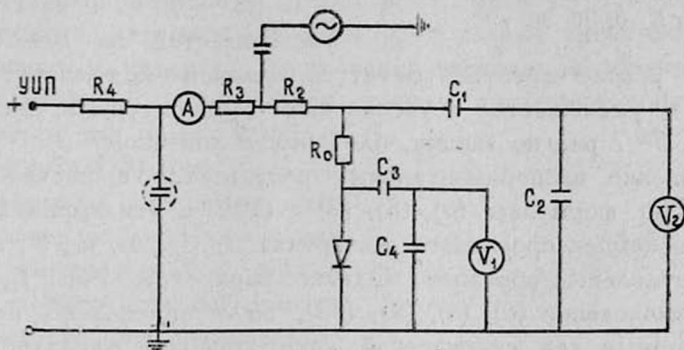


Рис. 1. Схема для измерения параметров диода.

$R_2=24\Omega$; $3k\Omega$; $R_1=560\Omega$.

Результаты и сопоставление с теорией

В работе [5] говорилось о резонансных кривых, имеющих несколько пиков. Удалось выяснить, что дополнительные пики возникают в избирательном режиме, близком к регенеративному. В этом случае контур, с одной стороны, обладает сильно выраженными нелинейными свойствами, с другой стороны, в контуре возникает генерация на частоте Ω_g , много меньшей резонансной частоты ω_p . Действие частоты генерации Ω_g на нелинейный контур приводит к появлению дополнительных резонансных пиков с частотами $\omega_p \pm \Omega_g$, $\omega_p \pm 2\Omega_g$, $\omega_p \pm 3\Omega_g \dots$. Такие дополнительные пики появляются в любом нелинейном контуре, имеющем достаточную добротность, при воздействии на него внешним генератором частотой, много меньшей резонансной.

Измерение зависимости резонансной частоты системы диод плюс параллельная емкость от тока смещения показывает, что частота возрастает с током. Однако у некоторых элементов наблюдается минимум у этой зависимости (рис. 2). При этом положение минимума у частотно-токовой зависимости совпадает с положением максимума дифференциального отрицательного сопротивления. Как правило, минимум этой зависимости исчезает с увеличением внешней емкости (рис. 2).

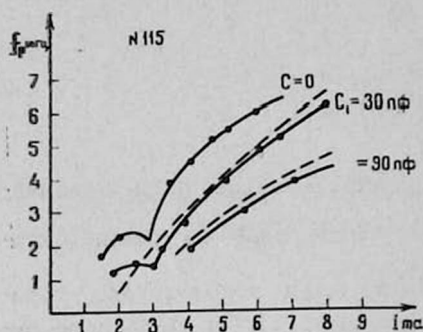


Рис. 2. Зависимость резонансной частоты от тока смещения при значениях емкости $C=0$; 30; 90 пФ.

чем темп роста частоты растет с увеличением температуры. Добротность Q уменьшается с увеличением температуры в указанном интервале в 5–7 раз по закону, близкому к линейному.

Сравнение экспериментальных результатов с расчетными проводилось по формулам (6), (8), (9) и (12). В эти выражения входят параметры компенсированного материала τ_p , τ_n , u_p , u_n , β' , не известные для отдельных образцов. Однако параметры $V_{\min}$, J_1 , необходимые для вычисления (6), (8), (9), (12), были определены по теоретической формуле для статической вольт-амперной характеристики из двух точек экспериментальной кривой. С другой стороны, значения $V_{\min} = \frac{bd^2}{2u_n\tau_p}$, $J_1 = 4eu_n(N_n + \alpha) \frac{V_{\min}}{d}$ вычислялись по возможным значениям параметров (u_n , τ_p , u_p , N_n) материала [8, 9], из которого были изготовлены диоды (например, для образца № 226 $V_{\min} = 2$ в, $J_1 = 4$ а/см²).

Для оценки N_n использовалась формула из работы [3]

$$N_n = n_1 \frac{N_g}{n_0}, \quad (19)$$

которая применима при термическом равновесии, n_0 — равновесная концентрация электронов в компенсированном материале, n_1 — концентрация электронов в зоне проводимости, когда уровень Ферми совпадает с глубоким уровнем.

С другой стороны, практически совершенно невозможно убрать емкость, вносимую измерительной схемой в диод, что не позволяет наблюдать минимум частотно-токовой зависимости у большинства элементов.

Измерения температурной зависимости f_p и Q в интервале от $+10$ до $+70^\circ\text{C}$ показали, что f_p увеличивается на 10–20%, при-

Из формулы (19) имеем

$$N_n = n_1 \frac{\rho_{\text{ком}}}{\rho_{\text{исх}}}, \quad (20)$$

где $\rho_{\text{исх}}$ и $\rho_{\text{ком}}$ — удельные сопротивления исходного кристалла до и после компенсации (Au , Co). Большинство диодов, исследованных нами, изготовлялось из материала, для которого $\rho_{\text{исх}} = 4-20 \text{ ом}\cdot\text{см}$, $\rho_{\text{ком}} = 30-100 \text{ ком}\cdot\text{см}$. Толщина кристалла n -кремния $= 3 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$. Площадь p - n -перехода $s = 10^{-3} \text{ см}^2$. Тогда значение N_n лежит в интервале $10^{13}-10^{14} \text{ см}^{-3}$ в зависимости от степени компенсации.

На рис. 2 даны экспериментальные и теоретические (пунктирные линии) кривые резонансной частоты контура (диоды + емкость) в зависимости от тока смещения. Из рис. 2 видно, что теория и эксперимент в интервале от 3 до 7,5 ма согласуются хорошо. При этом значения резонансной частоты изменяются от 1 до 6 МГц . Дополнительная емкость, параллельно присоединенная к диоду, была 30 пф и 90 пф . Для некоторых образцов резонанс наблюдался и при отсутствии внешней дополнительной емкости, по-видимому, роль ее выполняли паразитные емкости измерительных приборов, равные примерно 10 пф .

Зависимость квадрата резонансной частоты от обратного значения дополнительной емкости при данных значениях тока смещения линеаризуется, что и дает теоретическая формула (12) (рис. 3).

Из формулы (6) видно, что активная часть комплексного сопротивления уменьшается с ростом квадрата частоты. Эта зависимость была проверена экспериментально при различных значениях тока при комнатной температуре. Оказалось, что на низких частотах $\omega < \omega_0$ экспериментальные данные подчиняются формуле (6). Были построены зависимости ρ от f^2 (рис. 4а) ($\omega = 2\pi f$).

Из рис. 4а видно, что на низких частотах зависимость ρ от f^2 линеаризуется. Экстраполяция этой зависимости до пересечения с осью f^2 дает значение f_0^2 . Таким образом, была определена зависимость f_0^2 от тока смещения (рис. 4б).

Из рис. 4б видно, что экспериментальная кривая проходит через максимум, тогда как теоретическая кривая медленно возрастает с ростом тока. Чтобы узнать возможную причину этого несовпадения, проанализируем формулу (8) более подробно. В этой формуле N_n ,

N_0 , $\tau_n = \frac{1}{\beta' N_0}$ — величины, не зависящие от тока. Так как V_{min} соот-

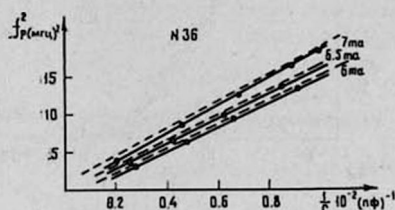


Рис. 3. Зависимость квадрата резонансной частоты от обратного значения емкости при величинах тока $I = 6; 6,5; 7 \text{ ма}$.

ветствует вертикальному участку вольт-амперной характеристики, то $\alpha = 2 \frac{D}{ed^3} V_{\min}$, следовательно и $J_1 = 4eu_n (\alpha + N_n) \frac{V_{\min}}{d}$, тоже не зависят от тока. Тогда остается только параметр s (площадь p - n -перехода), который может быть ответственным за прохождение через максимум зависимости ω_0 от интегрального тока. Из сравнения теоретической кривой с экспериментальной следует, что площадь p - n -перехода, через которую проходит ток, должна расти с увеличением тока, как показано на рис. 5. На этом рисунке дан график изменения площади p - n -перехода относительно значения его при $I = 4$ ма, в зависимости от тока. В интервале токов от 4 до 7 ма s должно возрасти в 1,5 раза. Таким образом, отсюда следует, что несовпадение теоретической кривой с экспериментальной при относительно больших токах может быть связано с тем, что эффективная площадь p - n -перехода на участке отрицательного сопротивления зависит от интегрального тока.

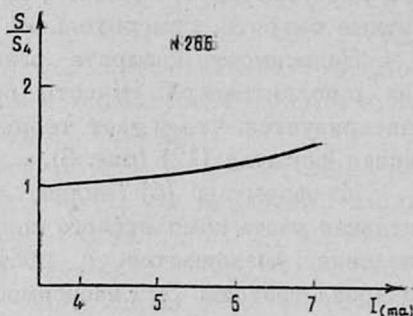
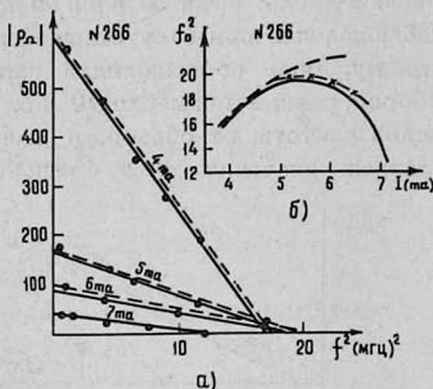


Рис. 4. а) Зависимость реальной части комплексного сопротивления диода от квадрата частоты при значениях тока: 4 ма, 5 ма, 7 ма. б) Зависимость f_0^2 от тока смещения.

Рис. 5. Зависимость статического сопротивления от тока смещения.

В самом деле, если площадь p - n -перехода является неплоской и неоднородной, то ее каждый „элементарный“ участок имеет свою вольт-амперную характеристику. В связи с этим, после поворотной точки некоторые участки снова „зажигаются“ и становятся активными в пропускании электрического тока. Следовательно, необходимо учесть такую зависимость в расчете. Однако теоретически невозможно установить аналитическую зависимость s от I по той причине, что неизвестна реальная модель p - n -перехода для отдельных образцов. Предположение, что площадь p - n -перехода плоска и однородна, не совсем точно в реальных образцах.

Токковая зависимость статического значения дифференциального сопротивления $\rho_{ст}$ (7) неплохо совпадает с экспериментальными дан-

ными (рис. 6). Учет зависимости площади p - n -перехода от интегрального тока (рис. 5б) улучшает соответствие теоретических и экспериментальных кривых (кривая с крестиками) зависимости $\rho_{ст}$ от I .

Измерение зависимости L от частоты сигнала и тока смещения показало, что индуктивность уменьшается с увеличением тока и частоты, рис. 7 (сплошные линии). Индуктивность, рассчитанная по формуле (9) для этого же образца в интервале частот от 1 до 5 МГц, уменьшается от 50 до 20 МкГ, рис. 7 (пунктирные линии).

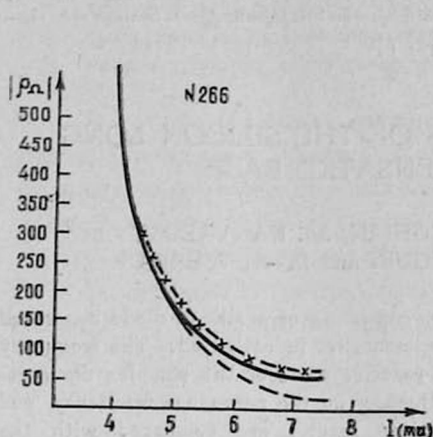


Рис. 6. Относительное изменение $\rho_{ст}$ от тока смещения.

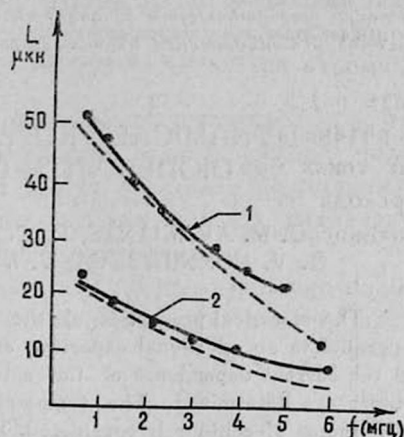


Рис. 7. Зависимость величины индуктивности от частоты при значениях тока смещения 1—4 ма, 2—5 ма.

Следует отметить, что формула (9) получена в приближении с точностью до третьего члена ряда по $\frac{\omega}{\omega_L}$, т. е. применима при сравнительно низких частотах. Однако для получения лучшего соответствия с экспериментом на больших частотах следует применять более точную формулу в [6].

Институт радиофизики и электроники
АН Армянской ССР

Поступила 27 сентября 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Авакьянц, Радиотехника и электроника, 10, 1880 (1965).
2. Г. М. Авакьянц, Б. А. Атакулов, И. Л. Дмитриченко, В. И. Мурыгин, Р. А. Церфас, Радиотехника и электроника, 10, 2037 (1965).
3. Г. М. Авакьянц, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 248 (1966).
4. Г. М. Авакьянц, Л. И. Алимова, В. И. Мурыгин, Ю. С. Скрипников, Р. А. Церфас, Радиотехника и электроника, 10, 2074 (1965).
5. Г. М. Авакьянц, А. В. Зуев, В. И. Мурыгин, Ю. С. Скрипников, В. И. Суров, Р. А. Церфас, Радиотехника и электроника, 10, 2077 (1965).
6. Г. М. Авакьянц, Ш. Каниязов, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 95 (1966).
7. Г. М. Авакьянц, Ш. Каниязов, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 105 (1966).
8. W. D. Davis, Phys. Rev., 115, 1006 (1959).
9. G. Betski, Phys. Rev., 111, 1515 (1958).

ԿՐԵՄՆԻՈՒՄԻ ԿՈՄՊԵՆՍԱՑՎԱԾ ԲԱԶԱՅՈՎ ԵՐԿԱՐ
ԴԻՈԴԵՆՆԵՐԻ ԴԻՆԱՄԻԿ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Ռ. Ս. ԲԱՐՍԵԳՅԱՆ, Շ. ԿԱՆԻՅԱԶՈՎ, Գ. Վ. ԿՈՐՆԻԼՅԵՎԱ,
Վ. Ի. ՄՈՒՐԻԳԻՆ, Ռ. Ա. ՑԵՐՖԱՍ

Փորձնականորեն հետազոտվում են կոնտուրի ընտրողական հատկությունները, որը բաղկացած է կրեմնիումի դիոդից ու նրան զուգահեռ միացված լրացուցիչ ունակությամբ։ Որոշվում է դիոդի կոմպլեքսային դիմադրության ակտիվ և ռեակտիվ մասի հաճախականային և հոսանքային կախումը։ Քննարկվում է ջերմաստիճանի ազդեցությունը կոնտուրի բարորակության և ռեզոնանսային հաճախականության վրա։ Ստացված արդյունքները համեմատվում են տեսության հետ [6, 7]։

THE DYNAMICAL PROPERTIES OF THE SILICON LONG
DIODES WITH COMPENSATED BASIS

G. M. AVAKIANTS, R. C. BARSEGHIAN, Sh. KANYAZOV,
G. V. KORNIŁTSEVA, V. I. MURYGUIN and R. A. TSERFAS

The electrical properties of the contour consisting of a silicon diode connected in parallel to an additional capacitor are experimentally investigated. The frequency and the current dependence of the active and reactive parts of the complex diode resistance are determined. The temperature influence on the resonance frequency and the Q-factor of contour is considered. The obtained results are compared with the theory [6, 7].