

В импульсном приближении мнимая часть амплитуды виртуального комптон-эффекта вперед, которая в глубоконеупругой области $v = 2p_3q \gg m_3^2$, $\xi = -\frac{q^2}{2p_3q} = \text{const}$ [1] определяет сечение глубоконеупругого рассеяния, в системе отсчета $p_3 = 0$, $q = (q^0, q_{\perp}, -q^0)$ имеет вид:

$$\frac{1}{\pi} \text{Im} T_{\mu\nu} = \left(p_{3\mu} - \frac{q p_3}{q^2} q_{\mu} \right) \left(p_{3\nu} - \frac{q p_3}{q^2} q_{\nu} \right) W_2,$$

$$\dot{W}_2 = \frac{m_3}{v} \int dp_{\perp} |\Psi(p_{\perp}, m_3(1-\xi))|^2$$

Таким образом, в низшем приближении квазипотенциальный подход в переменных светового фронта приводит к основному результату партонной модели — автомодельному поведению амплитуды рассеяния в глубоконеупругой области. Следует отметить, что в отличие от партонной модели, целиком основанной на квантовомеханических соображениях и использующей нефизическую систему бесконечного импульса, квазипотенциальный подход в переменных светового фронта основан на общих принципах локальной квантовой теории поля и является поэтому более последовательным. Кроме того, квазипотенциальный подход дает регулярный метод для получения поправок к автомодельной амплитуде глубоконеупругого рассеяния.

Авторы выражают благодарность А. Н. Тавхелидзе за постоянный интерес к работе, А. Н. Квицихидзе и В. А. Матвееву за замечания и дополнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. М., 1975.
2. Гарсеванишвили В. Р., Матвеев В. А. и др. Препринт, ОИЯИ, E2-8126, 1974.
3. Dirac P. A. M. «Rev. Mod. Phys.», 1949, 21, 392.
4. Weinberg S. «Phys. Rev.», 1966, 150, 1313.

Поступила в редакцию
24.7 1975 г.

Кафедра
квантовой статистики

УДК 621.382.21

В. Н. ДАМГОВ, М. Д. КАРАСЕВ, Г. Е. СОКОЛОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПЕДАНСА $p-n$ - ПЕРЕХОДА ПРИ ПРЯМЫХ ТОКАХ

Импеданс $p-n$ -перехода представляет собой очень удобный нелинейный элемент, который широко применяется в самых разнообразных преобразователях сигналов [1, 2, 3].

При использовании $p-n$ -перехода в качестве нелинейного реактивного элемента часто употребляют автоматическое отрицательное смещение за счет небольших прямых токов. В этом случае кроме барьерной емкости проявляются и другие эффекты, приводящие к заметному изменению нелинейной реактивной и активной составляющих импеданса $p-n$ -перехода. Это более сложное поведение $p-n$ -перехода может быть использовано при реализации некоторых нелинейно-параметрических преобразований сигналов, требующих одновременной пульсации реактивности и активной проводимости [2], и в тоже время оно еще недостаточно изучено.

Первые работы по экспериментальной проверке фундаментальной диффузионной теории плоскостного $p-n$ -перехода, разработанной Шокли, были проведены Н. А. Пениным [4] на лабораторных германиевых образцах, которые в большой степени соответствовали принятой Шокли идеальной модели полупроводниковой структуры с электронно-дырочным переходом.

Дальнейшая разработка теории $p-n$ -перехода показала, что отступления от модели идеального $p-n$ -перехода обусловлены прежде всего генерационно-рекомбинационными процессами в слое объемного заряда, что на практике можно учесть введе-

нием коэффициента m в аналитическое выражение вольтамперной характеристики p - n -перехода [3]:

$$i = I_0 (e^{\frac{qU}{mkT}} - 1). \quad (1)$$

При этом компоненты параллельной схемы замещения p - n -перехода выражаются следующим образом [3].

Активная дифференциальная проводимость перехода

$$G = \frac{q(I + I_0)}{mkT} \frac{\sqrt{\sqrt{1 + \omega\tau^2} + 1}}{\sqrt{2}}, \quad (2)$$

диффузионная емкость перехода

$$C_d = \frac{q(I + I_0)}{mkT} \frac{\tau}{\sqrt{2} \sqrt{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2} + 1}}, \quad (3)$$

барьерная емкость

$$C_0 = \frac{C_0}{\left(1 - \frac{U}{\Phi_k}\right)^n} \quad (4)$$

(обозначения общезвестны).

При исследовании нелинейно-параметрических процессов в колебательных системах с использованием p - n -перехода требуются количественные характеристики его импеданса, которые для прямых токов систематически не изучались.

Настоящее исследование предпринято с целью получения количественных зависимостей реактивного и активного компонентов комплексного импеданса p - n -перехода на малом переменном сигнале для некоторых кремниевых и германиевых полупроводниковых диодов, выпускаемых серийно промышленностью (Д202—Д205, Д206—Д208, Д245, Д226—Д226Г, Д7—Д7Ж, Д303).

Измерение проводилось мостовым методом [5]. Мост переменного тока позволял измерять по параллельной схеме дифференциальную активную проводимость G от 10^{-6} до 10^{-1} сим и емкость C от 10^1 до 10^4 пФ в диапазоне частот 5—500 кГц. Переменное напряжение на исследуемом образце поддерживалось постоянным на уровне 5 мВ. Аппаратурная погрешность при измерении активной и реактивной части полного сопротивления не превышала 1,5%. Характерной особенностью вольтамперных характеристик диодов явилось то, что для всех образцов коэффициент m в зависимости (1) лежал в пределах $1 < m < 2$ и был постоянным до токов, не превышающих 100—200 мкА.

На рис. 1 в двойном логарифмическом масштабе представлена типичная экспериментальная зависимость активной проводимости и емкости p - n -перехода для исследованных кремниевых диодов в диапазоне токов 0—100 мкА на частотах 5—500 кГц. На рис. 2 в полулогарифмическом масштабе представлена типичная зависимость компонентов комплексного импеданса p - n -перехода исследованных германиевых диодов при небольших отрицательных и положительных напряжениях в том же частотном диапазоне. Для удобства сравнения по оси абсцисс дополнительно нанесены для кремниевых диодов прямое напряжение, для германиевых диодов — прямой диф-

фузионный ток $I_{\text{диф}} = I_0 e^{\frac{qU}{mkT}}$. Параметры расчетных зависимостей найдены из аппроксимации экспериментальных вольтамперных характеристик. На рисунках указаны типовые экспериментальные значения для m и τ (разным частотам соответствуют разные значки экспериментальных точек).

Сплошными линиями показаны теоретические зависимости G и емкости

$$C = C_d + C_0^1.$$

Необходимое для расчетов время жизни неосновных носителей в базе диода τ измерялось частотным способом [3] и лежало для исследованных типов диодов в пределах $(2-30) \cdot 10^{-6}$ с. Коэффициент m определялся из экспериментальных вольтамперных характеристик, построенных в полулогарифмическом масштабе, и для всех исследованных типов диодов лежал в области значений $m=1,5$. Это можно объяснить присутствием значительной составляющей рекомбинационного тока слоя объемного заряда,

пропорционального величине $e^{\frac{qU}{2kT}}$ [3].

¹ Емкость C_n патрона диода не учитывалась, так как $C_n \ll C$.

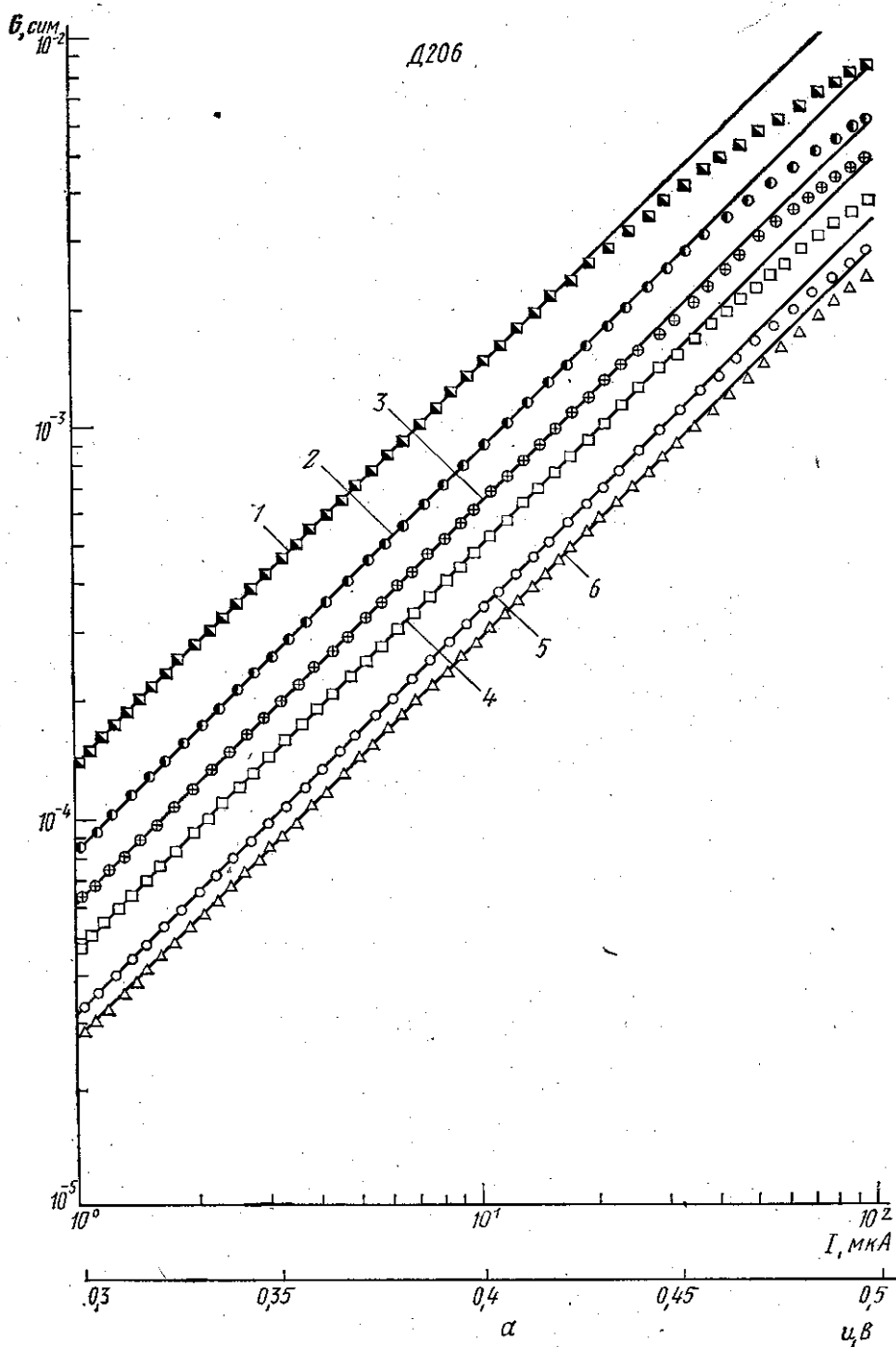
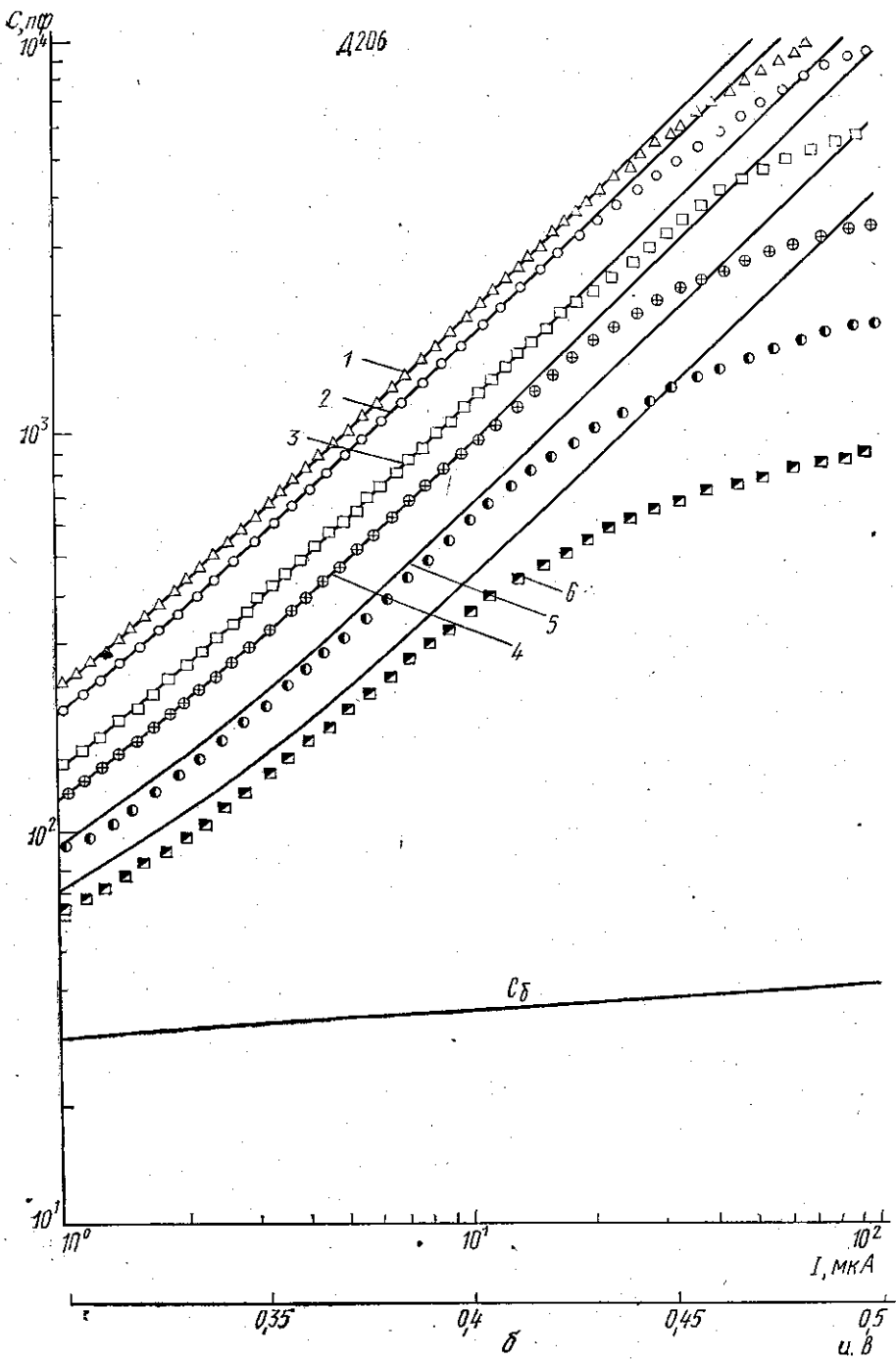


Рис. 1. Экспериментальная зависимость активной проводимости и емкости р-п-
 б — 5 кГц; б — 1 — 5, 2 — 15, 3 — 50,



перехода при $m=1,4$, $\tau=16$ мкс; $a - I$ —500, 2—200, 3—100, 4—50, 5—15 и 4—100, 5—200 и 6—500 кГц

Для сравнения и выявления влияния барьерной емкости на рис. 1, б и 2, б построены зависимости C_{δ} в области прямых смещений по формуле (4) и на базе экспериментальных данных, полученных резонансными измерениями C_{δ} при отрицательных напряжениях.

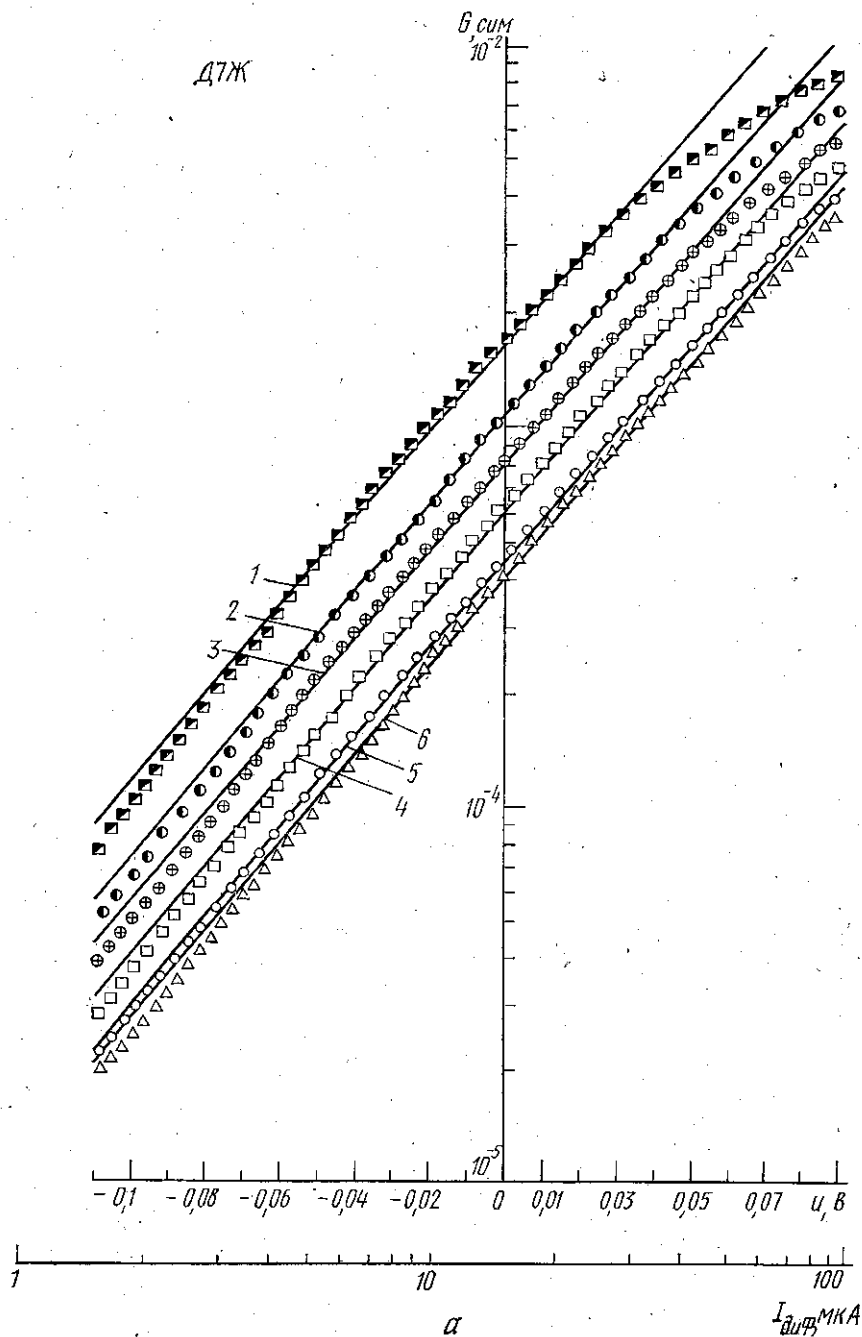
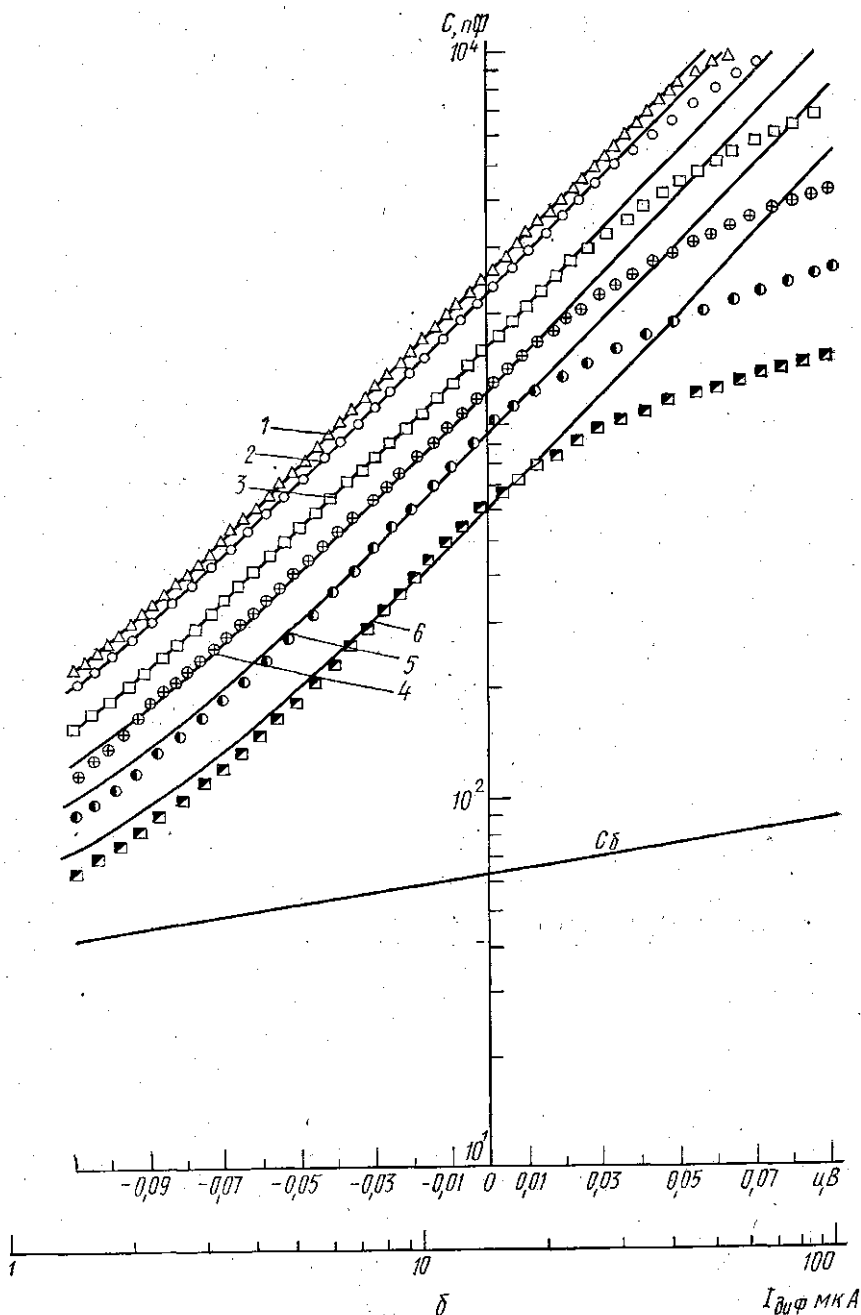


Рис. 2. Зависимость компонентов комплексного импеданса p - n -перехода

Из графиков рис. 1 и 2 видно хорошее совпадение теоретических и экспериментальных кривых при небольших смещениях. Однако как для кремниевых, так и для

германиевых диодов при прямых диффузионных токах выше 10—50 мкА для разных частот рост экспериментальных значений емкости замедляется (рис. 1, б и 2, б). Расхождение между приведенными выше теоретическими и экспериментальными величинами составляет при токе смещения 100 мкА и на частоте 500 кГц 100—300%.



при $m=1,45$, $\tau=13$ мкс. Обозначения те же, что на рис. 1

По-видимому, основной причиной различий является заметная зависимость времени жизни неосновных носителей в базе диода от силы прямого тока [3].

Анализируя полученные результаты, можно сделать следующие выводы.

Учет генерационно-рекомбинационных процессов в области объемного заряда перехода введением коэффициента m в аналитическую зависимость (1) дает хорошее совпадение теоретических и экспериментальных зависимостей компонентов импеданса прямосмещенных диодов при небольших прямых смещениях, что позволяет в практических расчетах с достаточной степенью точности пользоваться выражениями (2)–(4).

При небольших прямых смещениях необходимо также учитывать влияние барьерной емкости.

Ввиду отсутствия общей теории реактивных свойств полупроводниковых диодов при любых уровнях инжекции носителей в случае достаточно больших заходов в прямую область характеристики диода для практических расчетов необходимо пользоваться аналитическими аппроксимациями экспериментальных кривых, аналогичных рис. 1 и 2.

Пользуясь экспериментальными данными, можно определить величины элементов эквивалентной моделирующей $p-n$ -переход схемы при прямых токах, на базе которой практически с достаточной степенью приближения можно изучать физические процессы в нелинейных резонансных цепях с полупроводниковыми диодами.

В заключение необходимо еще раз подчеркнуть, что $p-n$ -переход при прямых токах проявляет себя как сложное комплексное сопротивление, которое является не только нелинейным, но и заметно инерционным, что обуславливает целый ряд особенностей при использовании его в резонансных системах радиофизических устройств.

Авторы выражают благодарность А. Э. Юновичу за обсуждение результатов данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карасев М. Д. «Успехи физических наук». 1959, 49, № 2, 217.
2. Карасев М. Д., Шарков Е. А. «Вестн. Моск. ун-та. Сер. III, физ., астроном.», 1966, № 4, 112.
3. Абдулаев Г. Б., Искендер-заде З. А. Некоторые вопросы физики электронно-дырочных переходов. Баку, 1971.
4. Пенин Н. А., Якунина К. В. «Радиотехника и электроника», 1957, 2, № 9, 1200.
5. Калашников С. Г., Пенин Н. А., Якунина О. В. «Радиотехника и электроника», 1956, 1, № 8, 1058.

Поступила в редакцию
23.1 1976 г.

Кафедра
физики колебаний

1/1/76

УДК 537.525.72

В. А. ГОДЯК, О. А. ПОПОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЧ-РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

В работе [1] была предложена теоретическая модель высокочастотного разряда для диапазона частот $\omega_{0i}^2 \ll \omega^2 \ll \omega_{0e}^2$ где ω — частота ВЧ-поля, а ω_{0i} и ω_{0e} — ионно-и электронно-плазменные частоты. В настоящем сообщении приводятся результаты экспериментального исследования ВЧ-разряда на частоте $f=15$ МГц в парах ртути в двух цилиндрических стеклянных трубках 1 ($\Phi=10$ см, $L=10$ см, $P=1,3 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.) и 2 ($\Phi=7$ см, $L=20$ см, $P=9 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.). Дисковые внутренние электроды были выполнены из графита (1) и нержавеющей стали (2). С помощью усовершенствованной зондовой методики [2] были измерены в центре разрядного промежутка концентрации электронов n , температуры электронов V_e и постоянные составляющие потенциала плазмы V_0 .

На рис. 1, 2 и 3 представлены экспериментальные и расчетные значения параметров разряда в зависимости от $U = \frac{U_\infty}{V_e}$ — приведенной к V_e амплитуды ВЧ-напряжения на электродах. $\frac{n}{n_k}$ и $U = \frac{V_\infty}{V_e}$ рассчитывались по формулам [1]: