

ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ КРЕМНИЯ С ПОМОЩЬЮ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОПУСКАНИЯ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Для исследования полупроводниковых материалов применяются бесконтактные методы, с помощью которых можно избежать влияния на результат измерения побочных ЭДС. Из этих методов измерения СВЧ-диапазона представляются наиболее перспективными, так как сравнительно просто позволяют определить подвижность, удельную электропроводность и диэлектрическую проницаемость материала. Из измерений этих параметров можно оценить концентрацию носителей, время релаксации и эффективную массу носителей заряда. Интерес представляют методы зондирования, в которых информацию о таких параметрах полупроводника, как удельная электропроводность и диэлектрическая проницаемость, можно получить путем прямого измерения потока энергии волны, прошедшей через объем исследуемого образца, так как для этого требуется сравнительно небольшой набор измерительного оборудования и упрощается обработка результатов.

Для обработки результатов измерений коэффициента пропускания использовалась зависимость излучения, прошедшего через полупроводниковую пластину, от диэлектрической проницаемости и удельной электропроводности среды. Расчет показывает, что для большинства полупроводников широкого применения с проводимостью $\sigma > 50$ См/м можно выделить диапазон частот в области 20–80 ГГц, на котором зависимость коэффициента пропускания от частоты зондирующего излучения будет близка к линейной. Удельную электропроводность можно определить по наклону этой зависимости.

В измерениях коэффициента пропускания использовался плоский образец, помещенный в прямоугольный металлический волновод, рассчитанный на применение в качестве зондирующей волны H_{10} . Для измерений использовалась схема «на прохождение». Электромагнитные колебания от генераторов, работающих в диапазоне 35–53 и 53–78 ГГц, проходили через ферритовый вентиль в металлический прямоугольный волновод. Ширина металлических волноводов a обеспечивала распространение волны H_{10} . Волна, прошедшая через образец, попадала на термисторный датчик. Напряжение с измерительного резистора, включенного последовательно с датчиком, регистрировалось

микровольтметром измерителя Ф 136, обеспечивающим измерение напряжения до 100 нВ. Измеряемое напряжение пропорционально потоку энергии, прошедшей через образец электромагнитной волны. Оценки показывают, что предельные значения удельной электропроводности, ограниченные чувствительностью датчика и микровольтметра, составляют порядка 10^3 См/м.

Выражение для коэффициента пропускания τ образца толщиной d (отношение потока энергии излучения, прошедшего через образец к потоку энергии падающего излучения) имеет вид:

$$\tau = (1 - \rho)^2 e^{-2\beta d}, \quad (1)$$

где ρ – комплексный коэффициент отражения, β – коэффициент затухания:

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon}{2}} \sqrt{-1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0\omega}\right)^2}}. \quad (2)$$

Коэффициент ρ следует из условий для векторов волны \vec{E} и \vec{H} на границе с поверхностью образца [1]:

$$\rho = \frac{\left(\sqrt{\varepsilon^*} - 1\right)^2}{\left(\sqrt{\varepsilon^*} + 1\right)^2}. \quad (3)$$

где $\varepsilon^* = \varepsilon - i(\sigma / \varepsilon_0\omega)$ – комплексная диэлектрическая проницаемость.

На рис. 1 приведены зависимости модуля τ от частоты для разных значений удельной проводимости образца n-Si с толщиной $d = 0,5$ мм, полученные с помощью расчета по формулам (1)–(3). В расчетах учитывалось уменьшение ε с ростом частоты в диапазоне 30–80 ГГц, в котором время релаксации носителей заряда становится сравнимым с периодом электромагнитных колебаний.

Для значения $\sigma = 1$ См/м в диапазоне частот 30–80 ГГц коэффициент τ практически не зависит от частоты. Для значений удельной электропроводности $\sigma > 30$ (Ом·м)⁻¹, как показывают расчеты, можно выделить диапазон частот до ~ 80 ГГц, в котором зависимость τ от частоты близка к линейной.

Преобразование формулы (1) для больших значений σ , соответствующих условию $\sigma/\varepsilon\varepsilon_0\omega \gg 1$, дает упрощенное выражение для τ :

$$|\tau| \approx 2\pi\sqrt{\varepsilon} \frac{\varepsilon_0}{\sigma} \nu. \quad (4)$$

Из соотношения (4), пренебрегая изменением ε с частотой в узком диапазоне частот, можно выразить удельную электропроводность

формулой, которая позволяет определить σ по наклону частотной характеристики:

$$\sigma = 2\pi\varepsilon_0\sqrt{\varepsilon}\left(\frac{d\tau}{d\nu}\right)^{-1} \approx 5,6 \cdot 10^{-11}\sqrt{\varepsilon}\left(\frac{d\tau}{d\nu}\right)^{-1}. \quad (5)$$

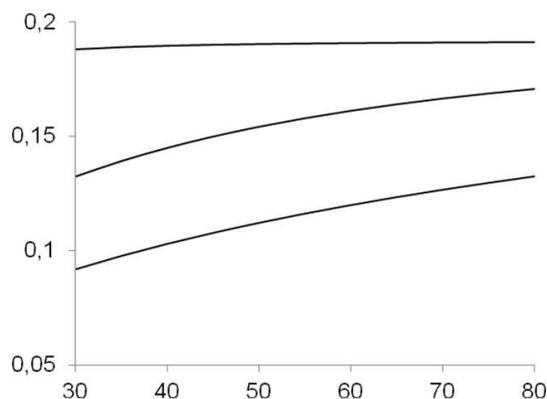


Рисунок 1 – Расчетные зависимости модуля коэффициента пропускания от частоты зондирующей волны для разных значений удельной электропроводности σ : 1.– 1 См/м, 2.– 10 См/м, 3.– 50 См/м, (n-Si)

Значения удельной электропроводности, полученные с помощью линейных участков частотных характеристик в диапазоне 40–75 ГГц, хорошо согласуются с расчетными данными собственной проводимости образца при температурах порядка комнатной в предположении бальцмановского распределения носителей заряда.

На рис. 2 сопоставляются измеренные зависимости коэффициента пропускания для образцов n-Si различной толщины с расчетными частотными характеристиками модуля коэффициента пропускания τ . Для образца с толщиной 0,5 мм наблюдается близкая линейная частотная зависимость, которая хорошо согласуется с расчетной.

Из кривых 3 и 4 видно, что на частотах свыше ~ 60 ГГц происходит заметное отклонение измеренной зависимости от линейной. Для выяснения причин этого расхождения коэффициент пропускания рассчитывался с учетом многократных внутренних отражений от граней образца [2].

Расчеты показали, что наблюдаемое отклонение от линейной зависимости можно объяснить увеличением затухания зондирующих волн, обусловленного как увеличением эффективной длины распространения при большей толщине образца, так и частичным интерференционным гашением волн, отраженных от граней образца.

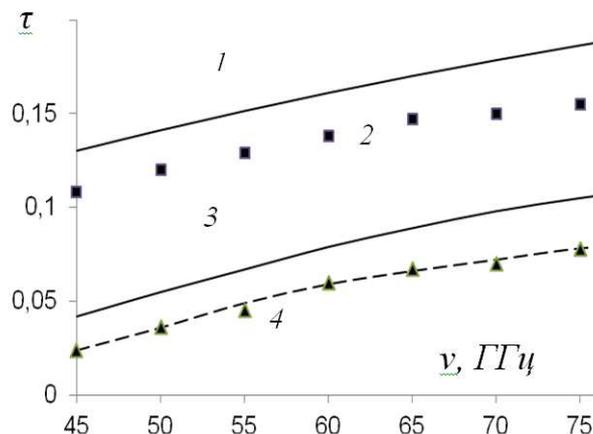


Рисунок 2 – Измеренные зависимости коэффициента пропускания от частоты для образцов n-Si толщиной $d = 0,5$ мм (2) и 1,0 мм (4) с одинаковой удельной электропроводностью $\sigma_{ст} = 100$ См/м. Сплошные кривые 1 и 3 – расчет модуля τ по формулам (1)–(3) для образцов n-Si $d = 0,5$ и 1,0 мм соответственно. Пунктирная линия – расчет модуля τ для образца n-Si с толщиной $d = 1$ мм с учетом многократных внутренних отражений

С учетом данной модели зависимость модуля коэффициента пропускания с учетом условия $\sigma/\epsilon\epsilon_0\omega \gg 1$, представлена на рис. 2 пунктирной линией. Видно, что данные, полученные из измерений, хорошо согласуются с расчетной кривой.

Из сравнения данных, полученных для пластин различной толщины, установлено, что на результат измерения могут значительное влияние оказывать внутренние отражения от граней образца.

Наряду с этим, когда длина волны становится сравнимой с толщиной образца начинает сказываться интерференционное гашение зондирующей волны. Поэтому, целесообразно проводить измерения на образцах, толщина которых значительно меньше длины волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Наука. 1989. – 543 с.
2. K. Murata, A. Hanawa, R. Nozaki Broadband complex permittivity measurement techniques of materials with thin configuration at microwave frequencies // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 98. – № 8. – P.084107/1–084107/8.