

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ФИЗИКА

УДК 537.633.2

В. Р. Мадьяров

Белорусский государственный технологический университет

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ПОМОЩЬЮ ЧАСТОТНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ФАЗОВОГО СДВИГА ЗОНДИРУЮЩЕГО СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ

В данной работе предложена методика оценки времени релаксации носителей заряда в пластинках *n*-Si и *n*-Ge. В технически достижимом диапазоне частот 30–80 ГГц становится заметной зависимость диэлектрической проницаемости образца от частоты зондирующего излучения. Время релаксации τ оценивается по наклону зависимости частотного уменьшения диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ от квадрата частоты, которая в этом диапазоне частот с достаточной степенью точности пропорциональна τ^3 . Значения $\Delta\epsilon$ определялись с помощью интерферометра по величине сдвига фазы зондирующей волны. Для исследуемых образцов полученные значения τ находятся в диапазоне 0,2–0,8 пс. Аппроксимация полученных температурных зависимостей времени релаксации степенными функциями показывает, что наблюдаемое уменьшение времени релаксации описывается зависимостями $\tau = 7 \cdot 10^{-10} T^{-1,34}$ для Ge и $\tau = 3,8 \cdot 10^{-10} T^{-1,28}$ для Si. Наиболее вероятным механизмом такого поведения является рассеяние носителей заряда на тепловых колебаниях решетки. В сочетании с методами определения концентрации носителей заряда и удельной проводимости предлагаемая методика может применяться для оценки эффективной массы носителей заряда в полупроводниковых материалах в широком температурном диапазоне.

Ключевые слова: волны миллиметрового диапазона, время релаксации носителей, перенос носителей заряда, частотная зависимость.

V. R. Mad'yarov

Belarusian State Technological University

ESTIMATION THE RELAXATION TIME OF THE CARRIERS IN SEMICONDUCTORS USING THE PHASE SHIFT FREQUENCY DEPENDENCES OF THE PROBING MICROWAVE RADIATION

The paper proposes a method to estimate the relaxation time of charge carriers in *n*-Si and *n*-Ge wafers. In the technically achievable frequency range of 30–80 GHz, the observed dependence of the dielectric constant of the sample on probing radiation frequency becomes appreciable. The relaxation time τ is estimated by the slope of the dependence of dielectric constant decrease value $\Delta\epsilon$ on frequency squared, which in this range is proportional to the cubic power of τ with sufficient accuracy. The values of $\Delta\epsilon$ were determined by interferometer from the phase shift of the probing wave. For both samples, the obtained values τ are in the range of 0.2–0.8 ps. The approximation of the obtained relaxation time temperature dependences shows that the observed decrease in the relaxation time can be described by the equations $\tau = 7 \cdot 10^{-10} T^{-1,34}$ for Ge and $\tau = 3.8 \cdot 10^{-10} T^{-1,28}$ for Si. The most likely mechanism of this behavior is the scattering of free charge carriers by lattice thermal vibrations. Combined with the concentration and conductivity measurement methods the proposed technique may be used to evaluate the effective mass of charge carriers in semiconductor materials in a wide temperature range.

Key words: millimeter waves, carrier relaxation time, charge carrier transfer, frequency dependence.

Введение. Методы на основе зондирования полупроводников излучением СВЧ-диапазона применяются для определения параметров электронного

переноса, а также для регистрации проводимости поверхности полупроводников при определении коэффициента рекомбинации [1–3]. Из решения

кинетического уравнения Больцмана следует выражение для частотного сдвига диэлектрической проницаемости в СВЧ-области через параметры зонной структуры полупроводника. Эти решения существенно упрощаются, если в измерениях использовать монокристаллический образец с заданной ориентацией кристаллографической плоскости относительно направления зондирования, для которой энергетическая поверхность наиболее близка к сферической. В этом случае для оценки времени релаксации применимы упрощенные соотношения. В данной работе представлены результаты экспериментального определения времени релаксации τ по величине частотного уменьшения $\Delta\epsilon$ диэлектрической проницаемости, полученной из интерферометрических измерений.

Основная часть. Для определения частотной зависимости $\Delta\epsilon$ использовалось решение уравнения Больцмана для переноса носителей заряда под действием электрического поля волны. Функция распределения носителей заряда по энергии $f(W)$ в пространстве волновых векторов \vec{k} в приближении сферических энергетических долин удовлетворяет уравнению

$$e\vec{E} \cdot \frac{1}{\hbar} \nabla_{\vec{k}} f(\vec{k}, \vec{r}) = -\frac{f(\vec{k}, \vec{r}) - f_0}{\tau}, \quad (1)$$

где e – элементарный заряд; \vec{E} – локальная напряженность электрического поля волны с частотой ω , $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$; f_0 – равновесная часть функции распределения; τ – время релаксации.

В предположении, что f_0 является функцией Максвелла – Больцмана, из кинетических соотношений следует выражение для диэлектрической проницаемости образца [4]:

$$\epsilon = \epsilon_{\text{ст}} - \frac{1}{1 + [\epsilon_0 \omega / e^2 L(\omega)]^2}, \quad (2)$$

где

$$L(\omega) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \left\langle \frac{\tau}{1 + i\omega\tau} \right\rangle \sum_k \frac{n_k}{m_k^*}, \quad (3)$$

а $\epsilon_{\text{ст}}$ – диэлектрическая проницаемость на постоянном токе; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная; m_k^* и n_k – эффективные массы и концентрации носителей в k -й энергетической долине.

Из (2) с учетом (3) для Ge и Si в приближении сферических энергетических поверхностей следует формула для $\Delta\epsilon$:

$$\Delta\epsilon = \epsilon_{\text{ст}} - \epsilon = \frac{\sigma_0 \tau}{\epsilon_0 [1 + (\omega\tau)^2]}, \quad (4)$$

где σ_0 – удельная проводимость на постоянном токе.

Из выражения (4) можно оценить время τ , если измерить $\Delta\epsilon$ на различных частотах. Частотная зависимость $\Delta\epsilon$ будет заметно сказываться, если

параметр $\omega\tau = 2\pi\nu\tau \sim 1$. Значения τ составляют обычно 10^{-13} – 10^{-12} с, поэтому частоты, на которых целесообразно проводить измерения фазового сдвига, лежат, по крайней мере, в диапазоне ~50–100 ГГц. Для этого диапазона частот из формулы (4) следует, что скорость изменения $\Delta\epsilon$ в зависимости от квадрата частоты пропорциональна τ^3 :

$$\frac{d(\Delta\epsilon)}{d(\nu^2)} \approx 4\pi^2 \sigma_0 \tau^3. \quad (5)$$

Очевидно, эта зависимость заметнее проявляется для образцов с более высокой проводимостью. Из (5) следует формула для определения времени релаксации по наклону частотной зависимости $\Delta\epsilon(\nu^2)$:

$$\tau = \left[\frac{\epsilon_0}{4\pi^2 \sigma_0} \frac{d(\Delta\epsilon)}{d(\nu^2)} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (6)$$

Частотные измерения диэлектрической проницаемости проводились на двухплечевом интерферометре, собранном по схеме фазовой компенсации.

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки. В качестве источника зондирующей волны применялся генератор Г4-142, рабочая частота которого перестраивается в диапазоне 30–80 ГГц (что соответствует диапазону длин волн 3,75–10,00 мм). Зондирующая волна через волновод подавалась в разветвитель, а после него – на секцию с образцом и на фазовращатель. Выравнивание амплитуд прошедшей волны в обоих плечах обеспечивалось с помощью аттенюатора. Прошедшее излучение регистрировалось пленочным термомпарным приемником, подключенным к осциллографу. Значение сдвига диэлектрической проницаемости рассчитывалось по измеренному фазовому сдвигу $\Delta\phi$ прошедшей волны. Значение $\Delta\phi$ определялось по шкале фазовращателя при появлении минимального сигнала с детектора. Точность определения фазового угла составляла не хуже $0,5^\circ$. Измерения проводились на низкоомных монокристаллических образцах германия и кремния n -типа толщиной 0,55 и 0,45 мм соответственно. Образцы зондировались в направлении оси [100]. Предварительно измерялся эффективный коэффициент пропускания образцов, по величине которого определялись коэффициент пропускания образца за один проход k_1 и удельная проводимость. Учет многократных отражений приводит к формуле коэффициента k_1 в области высоких частот:

$$k_1 = \frac{e^{-\alpha d} (1 - \rho^2)}{[1 - \rho^2 (1 - \rho) e^{-2\alpha d}]} = \frac{k_0 (1 - \rho^2)}{[1 - \rho^2 (1 - \rho) k_0^2]}, \quad (7)$$

где α – коэффициент поглощения зондирующего излучения; d – толщина образца; ρ – измеренное значение коэффициента отражения от поверхности образца; k_0 – измеренный эффективный коэффициент пропускания.

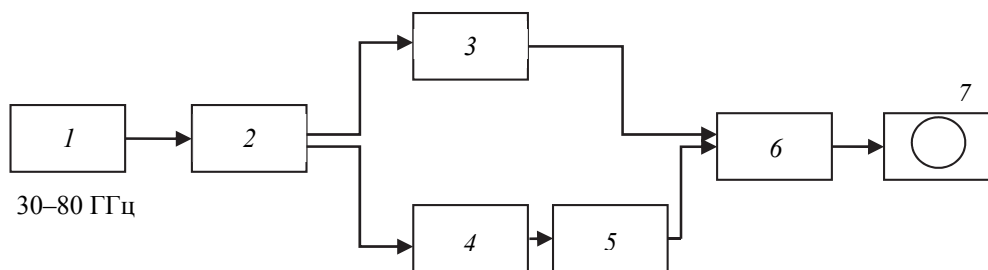


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 – перестраиваемый СВЧ-генератор (Г4-142); 2 – разветвитель; 3 – образец; 4 – аттенуатор; 5 – образцовый фазовращатель; 6 – приемник (пленочная термопара); 7 – осциллограф

На рис. 2 представлены зависимости фазового сдвига $\Delta\phi$ от частоты в диапазоне 30–75 ГГц для образцов *n*-Ge и *n*-Si. Наблюдается рост фазового сдвига с частотой, причем для германия значение сдвига $\Delta\phi$ больше по сравнению со значениями, полученными для *n*-Si.

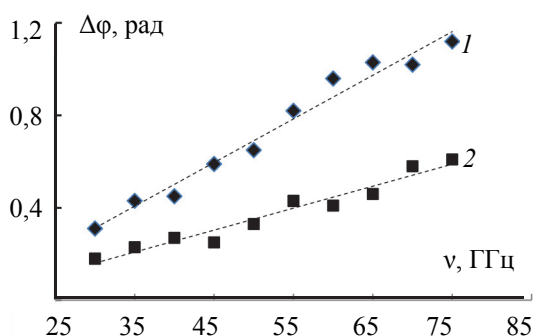


Рис. 2. Зависимости фазового сдвига зондирующей волны от частоты для образцов: 1 – *n*-Ge с концентрацией примеси $\sim 7 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $\sigma_0 = 96 \text{ См/м}$, $d = 0,55 \text{ мм}$; 2 – *n*-Si, $\sim 5 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $\sigma_0 = 102 \text{ См/м}$, $d = 0,45 \text{ мм}$ ($T = 295 \text{ К}$)

На рис. 3 и 4 приведены зависимости частотного сдвига диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ от частоты для образцов *n*-Ge и *n*-Si.

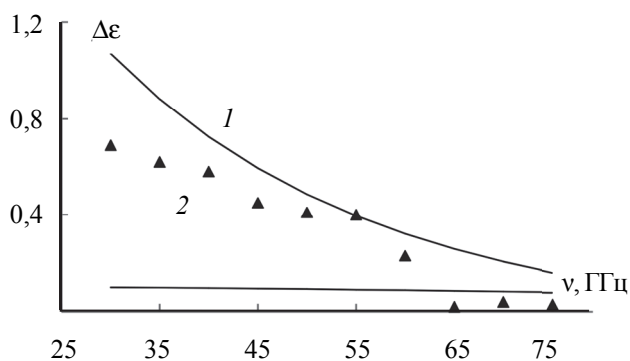


Рис. 3. Расчетные (сплошные линии) и измеренная зависимости частотного сдвига диэлектрической проницаемости от частоты для образца *n*-Ge, $\sigma_0 = 96 \text{ См/м}$, $d = 0,55 \text{ мм}$ ($T = 295 \text{ К}$): 1 – $\tau = 0,8 \text{ пс}$; 2 – $\tau = 0,2 \text{ пс}$

Сплошные кривые построены путем расчета диэлектрической проницаемости по формуле (4) для значений времени релаксации $\tau = 2 \cdot 10^{-13}$ и $8 \cdot 10^{-13} \text{ с}$. Значение $\epsilon_{ст}$, которое использовалось в расчетах, измерялось при комнатной температуре и составило 16,4 для германия и 11,9 для кремния.

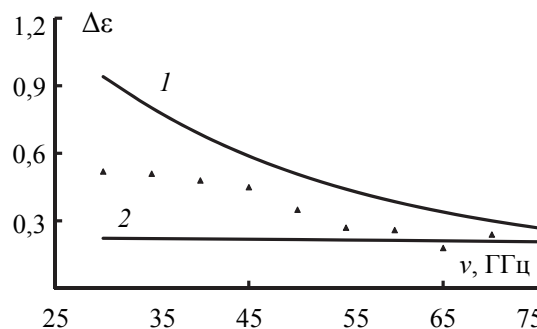


Рис. 4. Расчетные (сплошные линии) и измеренная зависимости частотного сдвига диэлектрической проницаемости от частоты для образца *n*-Si, $\sigma_0 = 102 \text{ См/м}$, $d = 0,45 \text{ мм}$ ($T = 295 \text{ К}$): 1 – $\tau = 0,8 \text{ пс}$; 2 – $\tau = 0,2 \text{ пс}$

Значения $\Delta\epsilon$, определенные по измеренному сдвигу разности фаз, укладываются между указанными расчетными кривыми до частоты 50 ГГц. На более высоких частотах наблюдается увеличение разброса величины сдвига $\Delta\epsilon$. Для образца кремния этот разброс несколько меньше и наблюдается на более высоких частотах. Анализ данных показывает, что кривые, полученные для измеренных значений τ , лучше всего соответствуют времени $\tau \sim (3-5) \cdot 10^{-13} \text{ с}$.

Такое значение по порядку величины соответствует времени релаксации носителей вследствие их рассеяния на тепловых колебаниях решетки.

На рис. 5 представлены зависимости времени релаксации τ от температуры для обоих образцов, полученные путем расчета по формуле (6). Предварительно для каждой температуры определялось значение производной $d(\Delta\epsilon) / d(\nu^2)$ из соответствующей зависимости, в диапазоне зондирующих частот 30–55 ГГц. В этом диапазоне зависимость $\Delta\epsilon(\nu^2)$ близка к линейной и наблюдается наименьший разброс $\Delta\epsilon$.

Аппроксимация полученных экспериментальных данных степенными функциями показывает, что наблюдаемое уменьшение времени релаксации описывается следующими зависимостями: $\tau = 7 \cdot 10^{-10} T^{-1,34}$ для Ge и $\tau = 3,8 \cdot 10^{-10} T^{-1,28}$ для Si.

В рассматриваемой области температур основным механизмом, влияющим на подвижность, является рассеяние на тепловых колебаниях решетки. Поэтому подвижность носителей в таких полупроводниках должна быть обратно пропорциональна температуре.

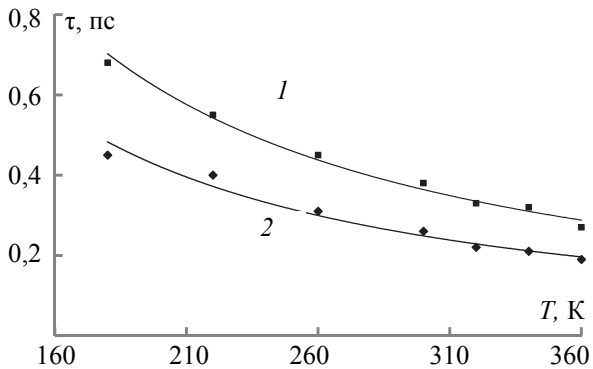


Рис. 5. Измеренные температурные зависимости времени релаксации для *n*-Ge (1) и *n*-Si (2) и аппроксимирующие кривые

В исследуемом температурном диапазоне концентрация электронов в образце почти не изменяется. Тогда наблюдаемая температурная зависимость времени релаксации согласуется с известной температурной зависимостью подвижности носителей заряда, которая пропорциональна времени релаксации [5]. Оценка подвижности для кремния с использованием значения $\tau = 3 \cdot 10^{-13}$ с (при $T = 295$ К) и эффективной массы $m^* = 0,55m_0$ (m_0 – масса электрона) дает $\mu = e\tau / m^* = 0,16$ м²/(В · с), что хорошо согласуется с известными данными.

Заключение. Предложена методика бесконтактного определения времени релаксации носителей заряда в плоских образцах примесных полупроводников, в основе которой лежит измерение фазового сдвига зондирующей волны на частотах $\sim 10^{11}$ Гц. Полученные значения времени релаксации согласуются с известными данными. Наблюдаемое поведение времени релаксации с температурой в диапазоне 180–300 К находится в соответствии с известными представлениями о зависимости подвижности от температуры. В сочетании с методами определения концентрации и удельной проводимости предлагаемая методика может применяться для определения эффективной массы носителей заряда в полупроводниковых материалах в широком температурном диапазоне.

Литература

1. Excess carrier lifetime measurement for plasma-etched GaN by the microwave photoconductivity decay method / H. Watanabe [et al.] // *Jap. J. Appl. Phys.* 2007. Part 1. Vol. 46, no. 1. P. 35–39.
2. Palais O., Arcary A. Contactless measurement of surface recombination velocity in silicon wafers // *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93, no. 8. P. 4686–4690.
3. Separation of the bulk lifetime and surface recombination velocities in semiconductor wafer by a single laser microwave photoconductance / F. X. Chen [et al.] // *Scnicond. Sci. Technol.* 2004. No. 19. P. 959–963.
4. Зеегер К. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. 615 с.
5. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. 455 с.

References

1. Watanabe H., Kato M., Ichimura M., Arai E., Kanechika M., Ishiguro O., Kachi T. Excess carrier lifetime measurement for plasma-etched GaN by the microwave photoconductivity decay method. *Jap. J. Appl. Phys.*, 2007, part 1, vol. 46, no. 1, pp. 35–39.
2. Palais O., Arcary A. Contactless measurement of surface recombination velocity in silicon wafers. *J. Appl. Phys.*, 2003, vol. 93, no. 8, pp. 4686–4690.
3. Chen F. X., Cui R. Q., L Xu L., Meng F. Y., Zhao Z. X., Zhou Z. B. Separation of the bulk lifetime and surface recombination velocities in semiconductor wafer by a single laser microwave photoconductance. *Scnicond. Sci. Technol.*, 2004, no. 19, pp. 959–963.
4. Zeeger K. *Fizika poluprovodnikov* [Physics of semiconductors]. Moscow, Mir Publ., 1977. 615 p.
5. Zi S. *Fizika poluprovodnikovykh priborov* [Physics of semiconductor devices]. Moscow, Mir Publ., 1984. 455 p.

Информация об авторе

Мадьяров Владимир Рафкатович – кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры физики. Белорусский государственный технологический университет (220006, г. Минск, ул. Свердлова, 13а, Республика Беларусь). E-mail: Madyarov@belstu.by

Information about the author

Mad'yarov Vladimir Rafkatovich – PhD (Physics and Mathematics), Associate Professor, Assistant Professor, the Department of Physics. Belarusian State Technological University (13a, Sverdlova str., 220006, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: Madyarov@belstu.by

Поступила 19.03.2019