

УДК 537.633.2

В. Р. Мадьяров

Белорусский государственный технологический университет

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОВОДИМОСТИ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ПО ЧАСТОТНЫМ
ХАРАКТЕРИСТИКАМ ПРОПУСКАНИЯ СВЧ-ВОЛН**

Измерения интенсивности излучения, прошедшего через полупроводниковую пластину, дают информацию о проводимости зондируемой среды. Коэффициент пропускания СВЧ-излучения проводящей среды зависит от диэлектрической проницаемости и удельной электропроводности среды. Расчет показывает, что для большинства полупроводников широкого применения с проводимостью $\sigma > 30$ 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. Из сравнения данных, полученных для пластин различной толщины, установлено, что на результат измерения могут значительное влияние оказывать многократные внутренние отражения от граней образца, когда длина волны становится сравнимой с его толщиной. Наряду с этим возможно образование стоячей волны, в результате чего возникает дополнительное интерференционное гашение излучения. 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, что носители заряда подчиняются бальцмановскому распределению.

Ключевые слова: СВЧ-излучение, волновод, электромагнитные волны, коэффициент пропускания, удельная электропроводность.

V. R. Madiarov

Belarusian State Technological University

**STUDIES OF SEMICONDUCTOR MATERIAL CONDUCTIVITY BY MEANS
OF FREQUENCY RESPONSE IN MICROWAVE REGION**

Measurements of intensity of the radiation passed through semiconductor wafer provide the information on conductivity of the sample material to be probed. Microwave radiation transmission coefficient of the medium depends on dielectric permeability and specific conductivity of the medium. Estimation shows that for the majority of widely used semiconductors with conductivity $\sigma > 30$ S/m it is possible to allocate frequency range 20–80 GHz where frequency response of probing radiation transmission coefficient is very close to the linear. Specific conductivity is possible to calculate using slope of the measured linear dependence. Comparison between the data obtained for wafers of two different thicknesses shows that measured results are considerably influenced by multiple internal reflections from both sides of the sample when the wavelength becomes comparable with sample thickness. In addition, cancellation due to interference between incident and reflected waves may also be effective. Specific conductivity values obtained by means of linear part of frequency response for silicon wafers in the range of 40–75 GHz are in good agreement with the estimated data of intrinsic conductivity of the probed sample at room temperatures if Boltzman distribution is assumed for charge carriers.

Key words: microwave radiation, waveguide, electromagnetic waves, transmission coefficient, specific conductivity.

Введение. Для исследования полупроводниковых материалов применяются бесконтактные методы, с помощью которых можно избежать влияния на результат измерения побочных ЭДС [1]. Из этих методов измерения СВЧ-диапазона представляются наиболее перспективными, так как сравнительно просто позволяют определить подвижность, удельную электропроводность и диэлектрическую проницаемость материала. Измерив эти параметры, можно оце-

нить концентрацию носителей, время релаксации и эффективную массу носителей заряда [2]. Известны методы определения параметров переноса полупроводников, основанные на измерении фазы и амплитуды отраженных от образца СВЧ-волн [3]. 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. Тем не менее возрастают требования как к чувствительности регистрирующей аппаратуры, так и к мощности источника излучения. В данной работе приведены описание методики и результаты определения проводимости плоских полупроводниковых образцов на основе измерений коэффициента пропускания излучения в диапазоне частот 40–75 ГГц.

Основная часть. Определение коэффициента пропускания проводилось по величине затухания потока излучения, направленного перпендикулярно к поверхности образца. Частота зондирующего излучения должна быть намного ниже частоты отсечки электромагнитной волны (плазменной частоты) ω_p , которая находится по формуле

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n e^2}{\varepsilon_0 m^*} \right)^{\frac{1}{2}},$$

где n – концентрация носителей заряда в объеме полупроводникового образца; e – элементарный заряд; ε_0 – диэлектрическая постоянная; m^* – эффективная масса носителей заряда.

Оценки по этой формуле для концентрации носителей $n = 5 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $m^* = 0,55m_0$ (m_0 – масса электрона) дают значение $\omega_p = 1,9 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ или $\nu_p = 3 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$.

Для уменьшения дифракционных эффектов и связанных с ними потерь мощности зондирующей электромагнитной волны в измерительном тракте должно выполняться условие $\lambda < l$, где λ – длина зондирующей волны в пустом измерительном тракте, l – поперечный размер образца. При $l \sim 1 \text{ см}$ частота зондирующего излучения должна быть порядка 50–100 ГГц. Характерная глубина ослабления зондирующего излучения на таких частотах в полупроводнике с удельной электропроводностью $\sigma \sim 10^3 \text{ См/м}$ составляет $(\mu_0 \omega \sigma)^{-1/2} \sim 0,3 \text{ мм}$. Поэтому для определения параметров полупроводников с достаточно высокой концентрацией примеси следует использовать образцы с толщиной в доли миллиметра и регистрирующую аппаратуру с высокой чувствительностью.

В измерениях коэффициента пропускания использовался плоский образец, помещенный в прямоугольный металлический волновод. Для волны H_{10} , распространяющейся вдоль волновода в немагнитной среде с удельной электропроводностью σ и диэлектрической проницаемостью ε , комплексная постоянная распространения γ_{10} равна [4]:

$$\gamma_{10} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon^* - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2}, \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота зондирующей волны; c – скорость света в вакууме; $\varepsilon^* = \varepsilon - i(\sigma / \varepsilon_0 \omega)$ – комплексная диэлектрическая проницаемость; λ – длина зондирующей волны в пустом волноводе; a – ширина волновода.

Для большинства полупроводников (Si, Ge, GaAs, CdS и др.) значения ε лежат в пределах от 12 до 20, а отношение $\lambda / 2a < 1$, так как $\lambda < \lambda_c$, где $\lambda_c = 2a$ – критическая длина волны H_{10} . Поэтому можно считать $\varepsilon \gg \lambda / 2a$ и формулу (1) можно упростить:

$$\gamma_{10} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon^*} = \alpha + i\beta. \quad (2)$$

Выделив вещественную и мнимую части ε^* в (2), получим формулы для коэффициентов α и β , от которых зависит изменение амплитуды и фазы прошедшей через образец волны:

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon}{2}} \sqrt{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon \varepsilon_0 \omega} \right)^2}}, \quad (3)$$

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

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

$$\tau = (1 - \rho)^2 e^{-2\beta d} = |\tau| e^{i\varphi}, \quad (4)$$

где ρ – комплексный коэффициент отражения. Формула для ρ получается из условий для векторов волны \vec{E} и \vec{H} на границе с поверхностью образца [5]:

$$\rho = \left(\frac{\sqrt{\varepsilon^*} - 1}{\sqrt{\varepsilon^*} + 1} \right)^2. \quad (5)$$

Выражения (3)–(5) можно использовать как основу для определения σ и ε зондируемого образца по данным измерений модуля и фазы ρ коэффициентов пропускания или отражения.

На рис. 1 приведены зависимости модуля τ от частоты для разных значений удельной проводимости образца n -Si толщиной $d = 0,5 \text{ мм}$, полученные с помощью расчета по формуле (4) с использованием (3) и (5). 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 [4].

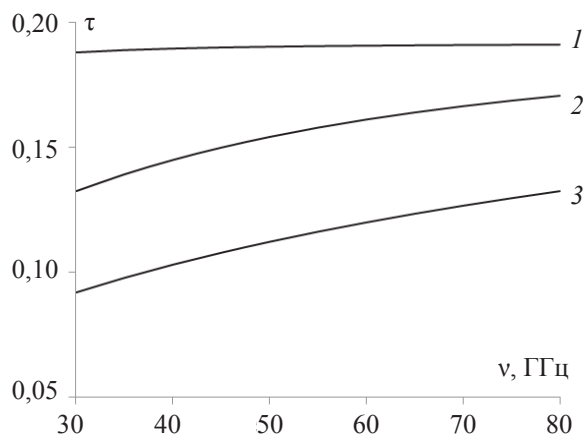


Рис. 1. Расчетные зависимости модуля коэффициента пропускания от частоты зондирующей волны для разных значений удельной электропроводности σ : 1 – 1 См/м; 2 – 10 См/м; 3 – 50 См/м (n -Si, $\epsilon_{ст} = 12,3$)

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 (4) для значений σ , соответствующих условию $\sigma / \epsilon \epsilon_0 \omega \gg 1$, дает упрощенное выражение для τ :

$$|\tau| \approx 2\pi\sqrt{\epsilon} \frac{\epsilon_0}{\sigma} \nu. \quad (6)$$

Из соотношения (6), пренебрегая изменением ϵ с частотой в узком диапазоне частот, можно выразить удельную электропроводность формулой, которая позволяет определить σ по наклону частотной характеристики:

$$\sigma = 2\pi\epsilon_0\sqrt{\epsilon} \left(\frac{d\tau}{d\nu} \right)^{-1} \approx 5,6 \cdot 10^{-11} \sqrt{\epsilon} \left(\frac{d\tau}{d\nu} \right)^{-1}. \quad (7)$$

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.

На рис. 2 сопоставляются измеренные зависимости коэффициента пропускания для образцов n -Si различной толщины с расчетными частотными характеристиками модуля коэффициента пропускания τ , полученными по формуле (4) с использованием (3) и (5). В расчетах использовались значения удельной электропроводности на постоянном токе $\sigma_{ст} = 100$ См/м и диэлектрической проницаемости в постоянном поле $\epsilon_{ст} = 12,4$, соответствующие этим параметрам для измеряемых образцов.

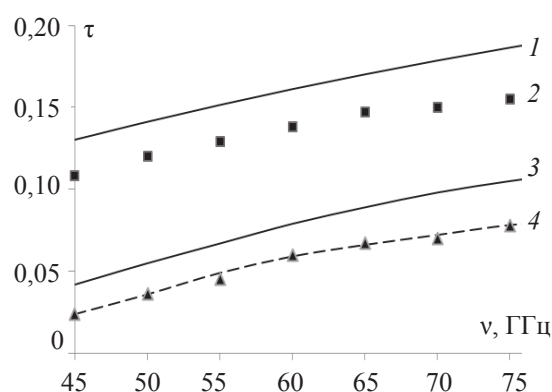


Рис. 2. Измеренные зависимости коэффициента пропускания от частоты для образцов n -Si толщиной $d = 0,5$ мм (2) и 1 мм (4) с одинаковой удельной электропроводностью $\sigma_{ст} = 100$ См/м.

Сплошные кривые 1 и 3 – расчет модуля τ по формулам (3)–(5) для образцов n -Si толщиной $d = 0,5$ и 1 мм соответственно. Пунктирная линия – расчет модуля τ для образца n -Si толщиной $d = 1$ мм с учетом многократных внутренних отражений по формуле (9)

Для образца толщиной 0,5 мм наблюдается близкая линейной частотная зависимость, которая хорошо согласуется с расчетной. Однако на частотах свыше примерно 60 ГГц происходит заметное отклонение измеренной зависимости от линейной.

Данные, полученные для образца толщиной 1 мм, значительно отклоняются от расчетной кривой, полученной в предположении однократного прохождения объема образца.

Для выяснения причин заметного уменьшения коэффициента пропускания излучения по сравнению с расчетным рассматривалась модель, в которой учитывалось внутреннее затухание зондирующей волны в сочетании с многократными внутренними отражениями от граней образца.

Пусть интенсивность I_0 первой отраженной от образца волны определяется коэффициентом

отражения ρ и равна ρI_0 . Тогда интенсивность прошедшей в объем образца волны будет равна $(1 - \rho)I_0$. После первого внутреннего отражения от грани образца из него выйдет волна с интенсивностью $I_0(1 - \rho)^2 \exp(-\beta d)$, так как при каждом однократном отражении от грани образца выполняется равенство $\tau + \rho = 1$. Коэффициент пропускания первой прошедшей сквозь образец волны после первого внутреннего отражения будет равен $(1 - \rho)^2 \exp(-\beta d)$.

После двойного прохождения вторая волна, вышедшая со стороны падения, будет иметь интенсивность $I_0 \rho (1 - \rho)^2 \exp(-2\beta d)$. Интенсивность волны, отразившейся от грани со стороны падения и прошедшей сквозь образец, после третьего прохождения объема образца будет равна $I_0 \rho^2 (1 - \rho)^2 \exp(-3\beta d)$.

Таким образом, интенсивности волн, выходящих из образца со стороны падения, будут равны $\rho I_0, I_0 \rho (1 - \rho)^2 \exp(-2\beta d), I_0 \rho^3 (1 - \rho)^2 \exp(-4\beta d), \dots, I_0 \rho^{2k-1} (1 - \rho)^2 \exp(-2k\beta d)$. Суммирование интенсивностей этих волн дает полную интенсивность отраженного от образца излучения и приводит к формуле для расчета полного коэффициента отражения:

$$\rho^* = \rho + (1 - \rho)^2 \sum_{k=1}^{\infty} \rho^{2k-1} e^{-2k\beta d} = \rho + \frac{\rho(1 - \rho)^2}{e^{2\beta d} - \rho^2}. \quad (8)$$

Аналогично суммирование интенсивностей волн, выходящих из образца, дает формулу для расчета полного коэффициента пропускания:

$$\tau^* = (1 - \rho)^2 \sum_{k=1}^{\infty} \rho^{2k} e^{-(2k+1)\beta d} = \frac{(1 - \rho)^2}{e^{\beta d} - \rho^2 e^{-\beta d}}. \quad (9)$$

Выделив из выражений (8) и (9) вещественную и мнимую части, можно определить модуль и фазу коэффициентов отражения и пропускания.

Зависимость модуля коэффициента пропускания с учетом условия $\sigma / \epsilon_0 \omega \gg 1$, рассчитанная по формуле (9), представлена на рис. 2 пунктирной линией.

Видно, что данные, полученные из измерений, хорошо согласуются с расчетной кривой, построенной с учетом затухания зондирующих волн в образце вследствие многократных внутренних отражений от его граней. Таким образом, наблюдаемое отклонение от линейной зависимости можно объяснить, если учесть увеличение затухания зондирующих волн в образце в результате внутренних отражений при большей толщине образца.

В области частот 60–70 ГГц длина волны в материале образца составляет $\lambda = c / \nu(\epsilon)^{1/2} \sim 1,2$ мм и становится сравнимой с его толщиной. Поэтому после каждого прохождения волны в объеме образца и последующего отражения возможно образование стоячей волны, вследствие чего

возникает дополнительное интерференционное гашение излучения.

На рис. 3 сопоставлены расчетные и измеренные зависимости удельной электропроводности σ от температуры. Значения σ определялись с помощью формулы (7) по наклону линейной части частотной характеристики в области частот 40–75 ГГц.

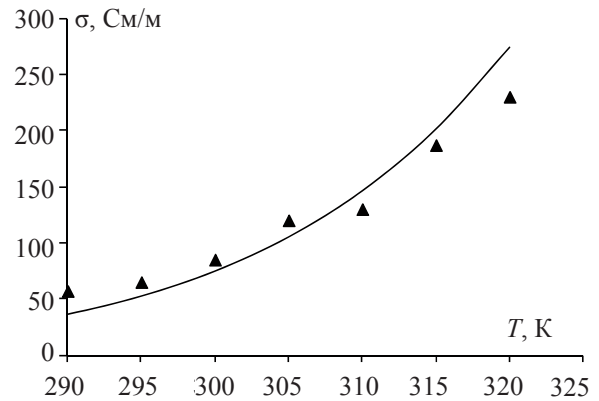


Рис. 3. Расчетная (сплошная линия) и измеренная зависимости удельной электропроводности образца n -Si толщиной $d = 0,5$ мм от температуры. Концентрация носителей заряда в образце при $T = 293$ К составляла $n = 1; 5 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$

Расчетная зависимость удельной электропроводности от температуры построена с использованием выражения для удельной электропроводности:

$$\sigma = \sigma_0 T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{W}{2kT}\right), \quad (10)$$

где σ_0 – удельная электропроводность при температуре $T = 293$ К; W – ширина запрещенной зоны ($W = 1,1$ эВ).

При использовании формулы (10) предполагалось, что зондируемый образец при температурах порядка комнатной обладает собственной проводимостью, а распределение носителей заряда по энергии является бoльцмановским.

В диапазоне температур $T = 290$ – 320 К для образца n -Si толщиной 0,5 мм наблюдается удовлетворительное соответствие расчетных и измеренных данных удельной электропроводности.

Заключение. Предложена упрощенная методика определения удельной электропроводности плоского полупроводникового образца с удельной электропроводностью в диапазоне 10 – 10^3 См/м по линейной области частотной характеристики коэффициента пропускания излучения миллиметрового диапазона. Показано, что проводить измерения целесообразно

на образцах, толщина которых значительно меньше длины волны зондирующего излучения из-за влияния отражений от граней образца и уменьшения энергии прошедшей волны, а также вследствие возможного эффекта интерференци-

онного гашения. Значения удельной электропроводности, полученные с помощью частотных характеристик, хорошо согласуются с расчетными данными собственной проводимости образца при температурах порядка комнатной.

Литература

1. Кучис Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. М.: Советское радио, 1990. 263 с.
2. Мадьяров В. Р. Исследование релаксационных свойств полупроводников с помощью интерферометрии миллиметрового диапазона // Труды БГТУ. 2013. № 6: Физ.-мат. науки и информатика. С. 54–56.
3. Козарь А. В., Пирогов Ю. А., Селин В. И. Об отражении СВЧ-волны от полупроводниковой пластины конечной толщины // Вестн. Московского университета. Сер. физ. астрон. 1973. Т. 14, № 6. С. 729–733.
4. Никольский В. В., Никольская Т. И. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989. 543 с.
5. Murata K., Hanawa A., Nozaki R. Broadband complex permittivity measurement techniques of materials with thin configuration at microwave frequencies // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 98, no. 8. P. 084107/1–084107/8.

References

1. Kuchis E. V. *Gal'vanomagnitnyye efekty i metody ikh issledovaniya* [Galvanomagnetic effects and methods to study them]. Moscow, Sovetskoe radio Publ., 1990. 263 p.
2. Madiarov V. R. Interferometric studies of semiconductor relaxation properties in millimeter range. *Trudy BGTU* [Proceedings of BSTU], 2013, no. 6: Physical-mathematical sciences and informatics, pp. 54–56 (In Russian).
3. Kozar A. V., Pirogov Yu. A., Selin V. I. On microwave reflection from semiconductor wafer of a final thickness. *Vestnik Moscovskogo universiteta* [Bulletin of Moscow university], series Physics and Astronomy, 1973, vol. 14, no. 6, pp. 729–733 (In Russian).
4. Nikolskiy V. V., Nikolskaya T. I. *Elektrodynamika i rasprostraneniye radiovoln* [Electrodynamics and propagation of radio waves]. Moscow, Nauka Publ., 1989. 543 p.
5. Murata K., Hanawa A., Nozaki R. Broadband complex permittivity measurement techniques of materials with thin configuration at microwave frequencies. *J. Appl. Phys.*, 2005, Vol. 98, no. 8, pp. 084107/1–084107/8.

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

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

Поступила 03.03.2015

УДК 674.055:621.934(043.3)

В. В. Чаевский¹, А. А. Гришкевич¹, В. В. Жилинский¹, О. Чернашеюс²¹Белорусский государственный технологический университет²Вильнюсский технический университет имени Гедиминаса**ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ZrN-Ni-Co-ПОКРЫТИЙ
НА ЛЕЗВИЯХ СТАЛЬНЫХ НОЖЕЙ ДЕРЕВОРЕЖУЩЕГО ИНСТРУМЕНТА**

Определены параметры электролитического синтеза из сернокислого электролита Ni-Co-покрытий на стальную поверхность. Подобраны режимы и сформированы КИБ методом ZrN-покрытия, гальваническими КИБ методами комбинированные ZrN-Ni-Co-покрытия на лезвиях стальных (марки Р6М5) ножей дереворежущего фрезерного инструмента.

Сформированные гальванические Ni-Co-слои не перемешиваются со стальной основой и ZrN-покрытием.

Значение микротвердости ZrN-Ni-Co-покрытий в 1,2–1,5 раза превышает величину микротвердости Ni-Co-покрытия на стальной подложке и стали без покрытия.

Основным видом износа стального лезвия ножа с Ni-Co- и ZrN-Ni-Co-покрытиями при резании ламинированных древесностружечных плит (ДСтП) является абразивный износ. Покрытия на поверхности стальных лезвий ножей фрез уменьшают интенсивность их износа. Величина рассчитанного объемного износа лезвия ножа с ZrN-Ni-Co-покрытием при резании ламинированных ДСтП в лабораторных условиях имела более чем в 3 раза меньшее значение, чем для лезвия с Ni-Co-покрытием.

Проведенные опытно-промышленные испытания на ОАО «Минскдрев» модифицированных фрез с комбинированными ZrN-Ni-Co-покрытиями на лезвиях ножей показали увеличение периода стойкости фрез при резании сосны (штапик) до 30% по сравнению с инструментом без покрытий.

Ключевые слова: лезвия, нож, инструмент, покрытия, износ, период стойкости.

V. V. Chayuski¹, A. A. Grishkevich¹, V. V. Zhylnski¹, O. Cernashejus²¹Belarusian State Technological University²Vilnius Gediminas Technical University**PHYSICAL AND MECHANICAL PROPERTIES OF ZrN-Ni-Co-COATINGS
ON THE EDGES OF STEEL KNIVES OF WOOD-CUTTING TOOLS**

The article deals with the investigations of the structure, element composition as well as mechanical and tribological properties of ZrN-Ni-Co-coatings formed on the edges of steel (kind R6M5) knives of wood-cutting tools.

Ni-Co-coatings are synthesized from sulfate electrolyte on the steel surface. Modes were selected and ZrN-coating, combined ZrN-Ni-Co-coating are formed by PVD method, by electroplating and PVD methods.

Formed electroplated Ni-Co-layers are not mixed with the steel substrate and the ZrN-coating.

The microhardness value of combined ZrN-Ni-Co-coatings is 1.2–1.5 times more than that of the steel base and bare steel.

When cutting laminated chipboard by steel knives of milling tool with Ni-Co- and ZrN-Ni-Co-coatings under laboratory conditions, abrasive surface wear type of edges is observed. The wear intensity of the edges of knives with deposited coatings is reduced. The value of calculated bulk wear of the edges of knives with ZrN-Ni-Co-coatings had more than 3 times less value in comparison with the knives with Ni-Co-coatings.

Pilot testing of the tool modified with combined ZrN-Ni-Co-coatings at JSC “Minskdrėv” when cutting pine confirmed relevance of the tests carried out, as well as showed an increase in durability period of cutters up to 30% compared with the bare tool.

Key words: edges, knives, tool, wear, durability period, coatings.

Введение. Высокое значение величины полного периода стойкости режущего инструмента современного оборудования на деревообрабатывающих производствах – одно из основных условий эффективной работы. Физико-механические свойства материала инструмента являются одними из определяющих факторов, оказывающих влияние на его период стойкости. При резании

древесностружечных плит (ДСтП) действие входящих в их состав абразивосодержащих частиц, имеющих твердость, соизмеримую с твердостью инструментального материала, приводит к возрастанию сил трения на задней поверхности резца и к более интенсивному абразивному износу контактных поверхностей инструмента [1]. При резании ДСтП хвостовыми фрезами со стальными