

ции $G(E)$, входящей в выражение для характерного времени рассеяния электронов (1). $B(E)$ всегда положительно и при $E \rightarrow 0$ также стремится к нулю. Кроме того, как показали проведенные расчеты, в пределе малых E членом $B(E)$ можно пренебречь, и найденная функция $G(E)$ совпадет с полученной Конуэлл и Вайскопфом (2). Однако для электронов с энергией $\geq 0,2$ эВ вклад слагаемого $B(E)$ в функцию $G(E)$ становится существенным и им нельзя пренебречь при расчетах характерного времени электрон-примесного взаимодействия (рис. 3).

В заключение отметим, что полученное в настоящей работе аналитическое выражение для характерного времени электрон-примесного взаимодействия в ковалентных кристаллах справедливо в более широком энергетическом интервале, чем формула Конуэлл — Вайскопфа.

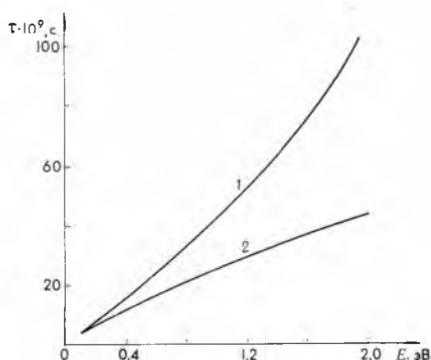


Рис. 3. Зависимость характерного времени электрон-примесного взаимодействия от энергии:

1 — расчет по формуле Конуэлл — Вайскопфа; 2 — настоящая работа

Список литературы

1. Glassbrenner C. J. and Slack G. A. // Phys. Rev. 1964. V. A134. P. 1058.
2. Goland A. N., Paskin A. // J. Appl. Phys. 1964. V. A35. P. 2188.
3. Conwell E. and Weisskopf V. F. // Phys. Rev. 1950. V. 77. P. 388.
4. Brooks H. // Phys Rev. 1951. V. 83. P. 879.
5. Lanno M. and Allan G. // Sol. Stat. Comm. 1980. V. 33. P. 293.

Поступила в редакцию 02.09.85.

УДК 535

ФО ТХИ НГУЕТ ХАНГ

ТЕНЗОРЫ НОРМАЛЬНОЙ РЕФРАКЦИИ И ИМПЕДАНСА В ОПТИКЕ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Реакция многих веществ на воздействие электромагнитного поля описывается одним тензором диэлектрической проницаемости, однако существуют кристаллы, для которых действие электромагнитного поля описывается только тензором магнитной проницаемости. В [1] рассмотрено влияние тензора магнитной проницаемости μ на распространение света в тонкой магнитной пленке. Существует ряд теорем, касающихся этой величины: теорема Крамера — Кронига о связи между действительной и мнимой частями проницаемости; флуктуационно-диссипативная теорема связывает проницаемость с тепловыми флуктуациями намагниченности [2, 3]. В [4] проведены измерения эффекта Фарадея в гадолиний-галлиевом гранате $Gd_3Ga_5O_{12}$ в диапазоне 1—2,5 МКМ при $T=4,2$ К и магнитных полях до 50 Кэ. Результаты [4] являются доказательством существования гироманнитного эффекта Фарадея, обусловленного процессией вектора намагниченности под действием магнитного поля световой волны. На возможность отличия магнитной проницаемости от единицы на оптических частотах в ферромагнетиках указывается и во втором издании монографии [5].

В настоящей работе получены явные выражения для тензоров нормальной рефракции и импедансов в анизотропной магнитной среде при косом падении плоской волны на ее границу из изотропной среды. Эти тензоры нужны для решения задач отражения волн на границе раздела анизотропных сред [6—9]. С помощью тензоров нормальной рефракции решается обратная задача пропускания для однородных слабопогло-

щающих монокристаллов. Излагаются теоретические предпосылки для нового метода определения тензора магнитной проницаемости среды μ в произвольном (не обязательно кристаллофизическом) базисе.

Рассмотрим тензоры нормальной рефракции и импеданса в магнитной активной среде в общем случае косоуго падения плоских гармонических электромагнитных волн на ее границу. Уравнения Максвелла и уравнения связи при этом имеют вид [9, 10]:

$$\begin{cases} \left(\bar{q}^\times \frac{d}{dz} + ik\bar{b}^\times \right) \bar{H} = -ik\bar{D}, \\ \left(\bar{q}^\times \frac{d}{dz} + ik\bar{b}^\times \right) \bar{E} = ik\bar{B}, \end{cases} \quad (1)$$

$$\bar{D} = \varepsilon \bar{E} + i\alpha \bar{H}, \quad \bar{B} = i\beta \bar{E} + \mu \bar{H}. \quad (2)$$

Здесь \bar{q}^\times — антисимметричный тензор, дуальный единичному вектору нормали к границе \bar{q} [10]; $z = \bar{q}\bar{r}$; \bar{r} — радиус-вектор; \bar{b} — тангенциальная составляющая вектора рефракции \bar{m} падающей гармонической волны; $k = \omega/c$ — волновое число; μ — тензор магнитной проницаемости; ε — скалярная диэлектрическая проницаемость, а α и β — тензоры, описывающие гиротропию [11]. Для однородной среды эти тензоры не зависят от координат.

Выразив нормальные компоненты $\bar{q}\bar{H}$ и $\bar{q}\bar{E}$ через тангенциальные составляющие $\bar{H}_t = I\bar{H}$ и $\bar{E}_t = I\bar{E}$ и воспользовавшись тождеством

$$\bar{H} = \bar{H}_t + \bar{q} \cdot \bar{q} \bar{H}, \quad (3)$$

придем к соотношению [8, 9]

$$\begin{pmatrix} \bar{H} \\ \bar{E} \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} \bar{H}_t \\ \bar{E}_t \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где

$$V = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix} + \frac{1}{\alpha_q \beta_q + \varepsilon \mu_q} \begin{pmatrix} -\bar{q} \cdot [\bar{q} (\beta_q \alpha + \varepsilon \mu) I - i\beta_q \bar{a}] \varepsilon \bar{q} \cdot [\bar{a} + i\bar{q} (\beta_q - \beta) I] \\ \bar{q} \cdot [\mu_q \bar{a} - i\bar{q} (\mu_q \alpha - \alpha_q \mu) I] - \bar{q} \cdot [i\alpha_q \bar{a} + \bar{q} (\varepsilon \mu_q + \alpha_q \beta) I] \end{pmatrix},$$

$$\bar{a} = \bar{b}^\times \bar{q}, \quad \alpha_q = \bar{q} \alpha \bar{q}, \quad \beta_q = \bar{q} \beta \bar{q}, \quad \mu_q = \bar{q} \mu \bar{q}; \quad (5)$$

$I = 1 - \bar{q} \cdot \bar{q}$ — проективный оператор. Точка между векторами означает их прямое произведение, а единица — единичный оператор. Подставив (2) в (1), получим

$$\begin{pmatrix} -\bar{q}^\times & 0 \\ 0 & \bar{q}^\times \end{pmatrix} \frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \bar{H} \\ \bar{E} \end{pmatrix} = ik \begin{pmatrix} \bar{b}^\times + i\alpha & \varepsilon \\ \mu & i\beta - \bar{b}^\times \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{H} \\ \bar{E} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Используя (3), (4), после несложных вычислений получаем [6]

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \bar{H}_t \\ [\bar{q}\bar{E}] \end{pmatrix} = ikM \begin{pmatrix} \bar{H}_t \\ [\bar{q}\bar{E}] \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} A &= i\bar{q}^\times \alpha I - \frac{1}{\alpha_q \beta_q + \varepsilon \mu_q} \{ (\bar{b} + i\bar{q}^\times \alpha \bar{q}) \cdot [i\beta_q \bar{a} + \bar{q} (\beta_q \alpha + \varepsilon \mu) I] \}, \\ B &= \varepsilon I + \frac{\varepsilon}{\alpha_q \beta_q + \varepsilon \mu_q} (\bar{b} + i\bar{q}^\times \alpha \bar{q}) \cdot [i\bar{q} (\beta - \beta_q) \bar{q}^\times + \bar{b}], \\ C &= I\mu I + \frac{1}{\alpha_q \beta_q + \varepsilon \mu_q} \{ -I\mu \bar{q} \cdot [i\beta_q \bar{a} + \bar{q} (\beta_q \alpha + \varepsilon \mu) I] + \\ &\quad + (iI\beta \bar{q} - \bar{a}) \cdot [\mu_q \bar{a} + i\bar{q} (\alpha_q \mu - \mu_q \alpha) I] \}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$D = -i\beta\bar{q}^{\times} + \frac{1}{\alpha_q\beta_q + \varepsilon\mu_q} \{ \varepsilon I \mu_q \cdot [\bar{b} + i\bar{q}(\beta - \beta_q)\bar{q}^{\times}] + \\ + (i\beta\bar{q} - \bar{a}) \cdot [-i\alpha_q\bar{b} + \bar{q}(\varepsilon\mu_q + \alpha_q\beta)\bar{q}^{\times}] \}.$$

При заданной тангенциальной составляющей \bar{b} нормальные компоненты η_i векторов рефракции $\bar{m}_i = \bar{b} + \eta_i\bar{q}$ совпадают с ненулевыми собственными значениями матрицы M (8). Эти компоненты можно найти из уравнения нормалей [11]. Мы имеем

$$|a\eta^2 + b\eta + c| = 0, \quad (10)$$

где

$$a = \bar{q}^{\times 2}, \quad b = \bar{q} \cdot \bar{b} + \bar{b} \cdot \bar{q} + i\bar{q}^{\times} \alpha - i\beta\bar{q}^{\times}, \\ c = \varepsilon\mu + \bar{b}^{\times 2} + i\bar{b}^{\times} \alpha - i\beta\bar{b}^{\times} + \beta\alpha. \quad (11)$$

Уравнение (10) является биквадратным уравнением относительно η . Если найдено η_{\pm} , то тензоры нормальной рефракции N_H и импеданса γ определяются выражениями

$$N_H = [(\eta_+ + \eta_-)I - P]^{-1}(\eta_+ \eta_- I + Q), \quad (12)$$

$$\gamma = [(\eta_+ + \eta_-)B - AB - BD][BC + (A - \eta_+ I)(A - \eta_- I)], \quad (13)$$

где

$$P = A + BDB^{-1}, \quad Q = B(C - DB^{-1}A). \quad (14)$$

Показатель степени « $\bar{\cdot}$ » означает псевдообратный тензор, который вычисляется по формуле [12]:

$$\alpha^{-} = -\frac{\bar{n}^{\times} \tilde{\alpha} \bar{n}^{\times}}{\alpha_t}. \quad (15)$$

Тильда означает транспонированный тензор, черта над буквой — взаимный тензор, а индекс « t » — след тензора.

Для негиротропных сред $\alpha = 0, \beta = 0$ в случае косоуго падения можно получить явный вид тензоров нормальной рефракции и импеданса

$$N_H = \frac{\bar{q}^{\times} \left[(\eta_+ + \eta_-)I + \bar{q}\mu I \cdot \bar{b} - \frac{\mu_q}{\bar{b}^2 - \varepsilon\mu_q} \bar{b} \cdot \left(\varepsilon I \mu_q \bar{q} - \frac{\bar{b}\mu_q}{\mu_q} \cdot \bar{b} \right) \right] \bar{q}^{\times} \frac{1}{\mu_q} \times \\ \times \left[\eta_+ \eta_- - \bar{a} \cdot \bar{a} - \frac{\varepsilon}{\mu_q} \bar{q}^{\times} \tilde{\mu} \bar{q}^{\times} + \frac{1}{\mu_q^2} \bar{b} \cdot \tilde{a} \tilde{\mu} \bar{q}^{\times} + \right. \\ \left. + \frac{\bar{b}^2}{\mu_q (\bar{b}^2 - \varepsilon\mu_q)} \left(\varepsilon I \mu_q \bar{q} \cdot \bar{q}\mu I - \frac{\bar{b}\mu_q}{\mu_q} \bar{b} \cdot \bar{q}\mu I \right) \right]}{(\eta_+ + \eta_-)^2 + (\eta_+ + \eta_-) \frac{\bar{q}\mu\bar{b} + \bar{b}\mu\bar{q}}{\mu_q} + \\ + \frac{\varepsilon}{\mu_q (\varepsilon\mu_q - \bar{b}^2)} [\bar{q}\mu\bar{b} \cdot \bar{b}\mu\bar{q} - \bar{b}^2 (\bar{q}\mu I) (I\mu\bar{q})]} \quad (16)$$

$$\gamma = \frac{\bar{q}^{\times} \left[(\eta_+ + \eta_-) \left(\frac{1}{\mu_q} \bar{b} \cdot \bar{b} - \varepsilon \right) + \frac{1}{\mu_q^2} (\bar{q}\mu\bar{b} + \bar{b}\mu\bar{q}) \bar{b} \cdot \bar{b} - \frac{\varepsilon}{\mu_q} (\bar{q}\mu I \cdot \bar{b} + \right. \\ \left. + \bar{b} \cdot I\mu\bar{q}) \right] \bar{q}^{\times} \left[\left(-\varepsilon + \frac{1}{\mu_q} \bar{b} \cdot \bar{b} \right) \left(\frac{\bar{a} \cdot \bar{a}}{\varepsilon} + \frac{1}{\mu_q} \bar{q}^{\times} \tilde{\mu} \bar{q}^{\times} \right) + \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{\mu_q} \bar{b} \cdot \bar{q}\mu I + \eta_+ I \right) \left(\frac{1}{\mu_q} \bar{b} \cdot \bar{q}\mu I + \eta_- I \right) \right]}{\varepsilon (\eta_+ + \eta_-) \left(\varepsilon - \frac{\bar{b}^2}{\mu_q} \right) \left[(\eta_+ + \eta_-) + \frac{1}{\mu_q} (\bar{q}\mu\bar{b} + \bar{b}\mu\bar{q}) \right] + \\ + \frac{\varepsilon^2}{\mu_q^2} [\bar{b}\mu\bar{q} \cdot \bar{q}\mu\bar{b} - \bar{b}^2 (\bar{q}\mu I) (I\mu\bar{q})]} \quad (17)$$

Для нормального падения $\bar{b} = 0, \bar{a} = 0$ тензор нормальной рефракции совпадает с тензором показателя преломления безграничной среды. Аналогичным образом получим явный вид тензоров нормальной рефракции и импеданса в активной среде

$$N_H = \frac{\left[I + n_+ n_- I \left(\frac{\tilde{\beta}_1 \tilde{n}^\times \tilde{\mu}_1^{-1} \tilde{n}^\times \tilde{\alpha}_1}{(\tilde{\mu}_1^{-1})_t} - \tilde{\varepsilon}_1^{-1} \right) \tilde{n}^\times \tilde{\mu}_1^{-1} \tilde{n}^\times \right] \left[\frac{1}{n_+} + \frac{1}{n_-} + i \left(\beta_1 + \frac{\mu_1^{-1} \tilde{n}^\times \alpha_1 \tilde{n}^\times \mu_1^{-1}}{(\mu_1^{-1})_t} \right) \tilde{n}^\times \right]}{\left(\frac{1}{n_+} + \frac{1}{n_-} \right)^2 + i [(\tilde{\alpha}_1 + \beta_1) \tilde{n}^\times]_t \left(\frac{1}{n_+} + \frac{1}{n_-} \right) + (\alpha_1 \tilde{n}^\times)_t (\beta_1 \tilde{n}^\times)_t - \tilde{n} (\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\beta}_1) \tilde{n} + \frac{\tilde{n}^\times \mu_1^{-1} \tilde{n}^\times \alpha_1 \tilde{n}^\times \mu_1^{-1} \tilde{n}^\times \beta_1}{(\mu_1^{-1})_t}}, \quad (18)$$

$$\gamma = \left(\frac{1}{n_+} + \frac{1}{n_-} \right) I - \frac{N_H}{n_+ n_-} + i I \alpha_1^{-1} \tilde{n}^\times, \quad (19)$$

где

$$\varepsilon_1 = \varepsilon + \alpha \mu^{-1} \beta, \quad \alpha_1 = -\frac{\alpha}{\varepsilon} \left(\mu + \frac{\beta \alpha}{\varepsilon} \right)^{-1}, \quad (20)$$

$$\mu_1 = \mu + \frac{\beta \alpha}{\varepsilon}, \quad \beta_1 = -\mu^{-1} \beta (\varepsilon + \alpha \mu^{-1} \beta)^{-1}.$$

Для случая нормального падения в анизотропных неактивных средах имеем тензоры показателя преломления и импеданса

$$N_H = \frac{1}{n_+ n_-} \left(n_+ n_- I - \varepsilon \frac{\tilde{n}^\times \tilde{\mu} \tilde{n}^\times}{n \mu \tilde{n}} \right), \quad \gamma = \frac{N_H}{\varepsilon}, \quad (21)$$

$$N_H^2 = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\tilde{n}^\times \tilde{\mu} \tilde{n}^\times}{n \mu \tilde{n}}. \quad (22)$$

В заключение рассмотрим задачу определения тензора магнитной проницаемости μ , коэффициента диэлектрической проницаемости ε среды с использованием тензора показателя преломления (21). Из (21), (22) с помощью соотношения (15) получим

$$(N_H)^- = \varepsilon^{-1} I \mu^{-1} I = \beta, \quad (23)$$

или

$$\beta = \varepsilon^{-1} (\mu^{-1} - \mu^{-1} \bar{q} \cdot \bar{q} - \bar{q} \cdot \bar{q} \mu^{-1} + \bar{q} \mu^{-1} \bar{q} \cdot \bar{q}). \quad (24)$$

Для того чтобы найти ε , μ^{-1} неизвестной среды, воспользуемся ее срезами, тремя взаимно перпендикулярными плоскостями ($\bar{q}_1 \perp \bar{q}_2 \perp \bar{q}_3$, $[\bar{q}_1 \bar{q}_2] = \bar{q}_3$). Записывая уравнение (24) для трех срезов и складывая левые и правые части полученных равенств с учетом свойства $\bar{q}_1 \cdot \bar{q}_2 + \bar{q}_2 \cdot \bar{q}_3 + \bar{q}_3 \cdot \bar{q}_1 = 1$ и соотношений

$$\begin{aligned} \varepsilon^{-1} \bar{q}_1 \mu^{-1} \bar{q}_1 &= \bar{q}_1 \beta_2 \bar{q}_1 = \bar{q}_1 \beta_3 \bar{q}_1, \\ \varepsilon^{-1} \bar{q}_2 \mu^{-1} \bar{q}_2 &= \bar{q}_2 \beta_1 \bar{q}_2 = \bar{q}_2 \beta_3 \bar{q}_2, \\ \varepsilon^{-1} \bar{q}_3 \mu^{-1} \bar{q}_3 &= \bar{q}_3 \beta_1 \bar{q}_3 = \bar{q}_3 \beta_2 \bar{q}_3, \end{aligned} \quad (25)$$

получаем

$$\varepsilon^{-1} \mu^{-1} = \beta_1 + \beta_2 + \beta_3 - (\bar{q}_1 \beta_2 \bar{q}_1 \cdot \bar{q}_1 \cdot \bar{q}_1 + \bar{q}_2 \beta_3 \bar{q}_2 \cdot \bar{q}_2 \cdot \bar{q}_2 + \bar{q}_3 \beta_1 \bar{q}_3 \cdot \bar{q}_3 \cdot \bar{q}_3). \quad (26)$$

В [13] описан метод определения тензора показателей преломления N_H для одной из граней образца.

С другой стороны, показатели преломления можно найти из уравнения нормалей. Пусть $\tilde{n} = \bar{q}_3$, тогда получим

$$n_{\pm}^2 = \frac{\varepsilon \{ (\mu_{11} + \mu_{22}) \pm [(\mu_{11} + \mu_{22})^2 - 4(\mu_{22} \mu_{11} - \mu_{12} \mu_{21})]^{1/2} \}}{2(\mu_{22} \mu_{11} - \mu_{12} \mu_{21})}. \quad (27)$$

Здесь μ_{ij} , $i, j = 1, 2, 3$ — элементы обратного тензора магнитной проницаемости; n_{\pm} можно измерить методом Фурье-спектроскопии.

Соотношения (26), (27) решают поставленную задачу в ковариантной форме для любого кристалла. Таким образом, для определения ε ,

μ^{-1} неизвестного кристалла необходимо найти тензоры показателей преломления для трех взаимноортогональных направлений, перпендикулярных к граням исследуемого образца.

Автор выражает глубокую благодарность профессору Л. М. Барковскому за постановку задачи, а также В. В. Жилко за интерес к работе.

Список литературы

1. Агеев А. Н., Гриднев В. Н., Руткин О. Т., Смоленский Г. А. // ФТТ, 1983. Т. 25. Вып. 2. С. 478.
2. Gougaу V. S. // J. Appl. Phys. 1957. V. 28. P. 283.
3. Уайт Р. М. Квантовая теория магнетизма. М., 1972.
4. Криничик Г. С., Копчик С. В., Ганьшина Е. А. // ФТТ. 1982. Т. 24. Вып. 5. С. 1270.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982.
6. Барковский Л. М., Борздов Г. Н. // ЖПС. 1974. Т. 20. Вып. 6. С. 1107.
7. Барковский Л. М., Борздов Г. Н. // Оптика и спектр. 1975. Т. 39. Вып. 1. С. 150.
8. Барковский Л. М., Борздов Г. Н., Федоров Ф. И. // Препринт № 304. Ин-т физики АН БССР. Минск, 1983.
9. Барковский Л. М., Борздов Г. Н., Лаврукович В. И. // ЖПС. 1976. Т. 25. Вып. 3. С. 526.
10. Федоров Ф. И. Оптика анизотропных сред. Минск, 1958.
11. Федоров Ф. И. Теория гиротропии. Минск, 1976.
12. Барковский Л. М., Борздов Г. Н. // ЖПС. 1975. Т. 23. Вып. 1. С. 143.
13. Жилко В. В. // Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. 1984. Вып. 3. С. 82.

Поступила в редакцию 19.10.85.

УДК 539.1

*В. Л. ГУРАЧЕВСКИЙ, М. МАШЛАН, ЛИВИ ПЕПЕ,
А. Л. ХОЛМЕЦКИЙ, В. А. ЧУДАКОВ, Г. П. ШПЕНЬКОВ*

ИЗУЧЕНИЕ АУСТЕНИТА В ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ СЕРОГО ЧУГУНА МЕТОДОМ КОНВЕРСИОННОЙ МЁССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Механическая обработка стали приводит к фазовым превращениям на поверхности. Так, в работе [1] обнаружено полное превращение остаточного аустенита в α -Fe и карбиды в результате полирования. Нами проводится аналогичный цикл работ по изучению структурных и фазовых изменений в тонких $\sim 10^2$ нм поверхностных слоях чугуна, возникающих в результате шлифования.

Объектом исследования выбран цилиндрический образец диаметром 12 мм и высотой 20 мм из серого чугуна марки СЧ 21-40 (концентрация углерода 3,4 %). Торцевая поверхность образца шлифовалась на плоскошлифовальном станке с абразивным кругом из карбида кремния до 7 класса шероховатости со смазочно-охлаждающей жидкостью.

Измерения мёссбауэровских спектров проводились на ЯГР-спектрометре постоянных ускорений с управлением от микро-ЭВМ «Электроника-60» методом регистрации конверсионных электронов, основанным на измерении световых характеристик электрических разрядов, вызываемых электронами в разреженном воздухе [2]. Исследуемый образец помещали вблизи входного окна фотоумножителя (ФЭУ). Электростатическое поле, необходимое для инициации разрядов, создавалось за счет разности потенциалов на фотокатоде ФЭУ и образце. Мишень облучалась касательным пучком гамма-квантов. Толщина исследуемого слоя в соответствии с пробегом конверсионных электронов в железе составляет 10^2 мм. В измерениях использовался источник ^{57}Co в матрице палладия.

Скоростное разрешение спектрометра по нитропруссиду натрия 0,22 мм/с. Временная стабильность параметров скоростной шкалы не