

Используя (11), можно получить из (8) и (9) выражения для  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$ , определяющие фактически область существования медленных ПМВ ( $\text{Im } \kappa_1 < 0$ ,  $\text{Im } \kappa_2 < 0$ ):

$$\kappa_1 + \kappa_2 + \xi k \frac{\sqrt{(1-\beta)(1-\beta^2)} [\beta(1-\alpha)\delta + i\gamma]}{(1-\alpha)(1-\beta)}, \quad (12)$$

$$\kappa_1 \kappa_2 = -k^2 \frac{(1-\alpha)(1-\beta)\beta\delta^2(1-2\delta^2) - 4i\gamma\delta(1-\beta^2)(1-\beta) + \xi A(2-\beta)}{\beta(1-\beta)(1-\alpha)}. \quad (13)$$

Возвращаясь к прежним обозначениям, запишем дисперсионное уравнение медленных ПМВ

$$\frac{\varepsilon_{xx}\varepsilon_v k_0^2}{k^2 \cos\theta} = \cos\theta \left[ \varepsilon_{xx} \left( 1 + \frac{\varepsilon_{zz} + \varepsilon_v}{\varepsilon_{zz}} \sin^2\theta \right) - 2i\varepsilon_{xy} \frac{\varepsilon_{zz} + \varepsilon_v}{\varepsilon_{zz} - \varepsilon_v} \sin\theta \right] - 2\xi \sqrt{\frac{\varepsilon_v}{\varepsilon_{zz}}} \left[ \varepsilon_{xy} \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{zz} - \varepsilon_v} \cos 2\theta - i\varepsilon_{xx} \sin^3\theta \right]. \quad (14)$$

При непосредственной подстановке можно убедиться в том, что выражения (12)–(14) действительно являются решениями уравнений (2)–(4). При  $\theta=0$  (14) переходит в (5), а при  $|\varepsilon_{zz}| \gg |\varepsilon_v|$  — в (6).

Полученные соотношения могут служить основой для более полного анализа результатов экспериментов по медленным ПМВ.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Байбаков В. И., Дацко В. Н. — Письма ЖЭТФ, 1972, т. 15, в. 4, с. 195—198.
- [2] Байбаков В. И., Дацко В. Н. — ФТТ, 1984, т. 26, в. 1, с. 297—299.
- [3] Байбаков В. И., Кистович Ю. В. — Радиотехн. и электрон., 1983, т. 28, в. 3, с. 544—547.
- [4] Руйбис Г., Толугис Р. — ФТП, 1982, т. 16, в. 7, с. 1316—1318.
- [5] Ханкина С. И., Яковенко В. М. — ФТП, 1979, т. 13, в. 9, с. 1795—1798.
- [6] Beletski N. N., Yakovenko V. M. — Sol. St. Commun., 1980, v. 34, N 10, p. 837—841.
- [7] Давыдов А. Б., Захаров В. А. — ФТТ, 1975, т. 17, в. 1, с. 201—207.

Институт физико-технических и радиотехнических измерений  
Менделеево

Получено 26.05.1987  
Принято к печати 2.02.1988

*ФТП, том 22, вып. 9, 1988*

## БЕСКОНТАКТНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ И ПОДВИЖНОСТИ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Сидорин В. В.

Методы исследования свойств полупроводников по спектрам поглощения и отражения света и ИК эллипсометрия не позволяют измерять подвижность свободных носителей заряда, требуют большого количества априорной информации для измерения их концентрации [1, 2]. Эти недостатки преодолены в предложенном методе, являющемся оптическим аналогом методов, основанных на эффекте Холла в полупроводниках. Его сущность заключается в измерении параметров электромагнитного излучения, возбуждаемого свободными носителями заряда в полупроводнике при воздействии на него постоянным магнитным полем и внешним возбуждающим электромагнитным излучением. Коэффициент Холла, концентрация и подвижность носителей заряда определяются по соотношению значений параметров постоянного магнитного поля, возбуждающего и возбужденного излучений. Полупроводник рассматривается как изотропная плазма твердого тела с концентрацией свободных носителей

заряда  $n$ , подвижностью  $\mu_H$  и удельным сопротивлением  $\rho$ . Воздействие на такую среду плоской однородной линейно поляризованной электромагнитной волной с электрической составляющей поля  $E_y = E_{my} \sin \omega t$ , параллельной поверхности материала (горизонтальная поляризация), и ориентированным перпендикулярно поверхности постоянным магнитным полем с индукцией  $B_z$  (рис. 1) приводит к возбуждению электромагнитного поля той же частоты  $\omega$  с компонентой электрического поля  $E_x = (1/\rho) R_H B_z E_{my} \sin \omega t$ , где  $R_H$  — коэффициент Холла,  $E_{my}$  — амплитуда электрической компоненты возбуждающего поля,  $t$  — время. Структура этого поля состоит из одной компоненты электрического поля  $E_x$  и двух магнитных компонент с равными амплитудами и частотами:  $H_y = H_z$ . Плотность потока мощности этого излучения является суперпозицией плотностей потоков мощности

$$\Pi_z = [\vec{E}_x \vec{H}_y] = 1/2 E_{mx}^2 / Z, \quad (1)$$

$$\Pi_y = [\vec{E}_x \vec{H}_z] = 1/2 E_{mx}^2 / Z \quad (2)$$

и равна

$$\Pi_{\Sigma} = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{1}{Z} \left( \frac{R_H B_z E_{my}}{\rho} \right)^2, \quad (3)$$

где  $Z$  — волновое сопротивление полупроводника.

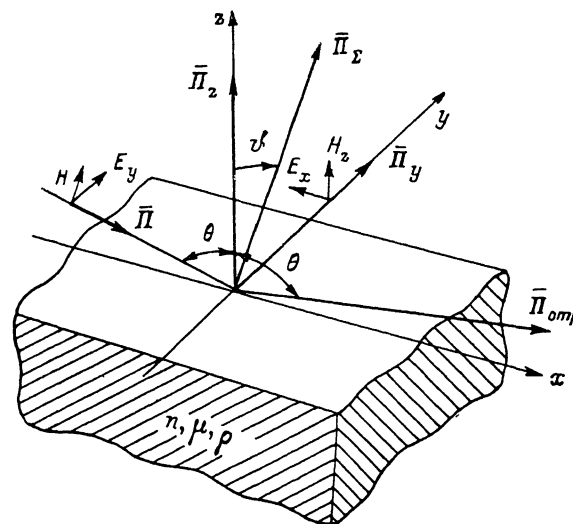


Рис. 1. Возбуждение вторичного электромагнитного излучения при облучении находящегося в магнитном поле полупроводника электромагнитной волной горизонтальной поляризации.

Возбужденное излучение распространяется в плоскости, перпендикулярной плоскости падения возбуждающего излучения под углом  $\vartheta = \arctg H_{my} / H_{mz}$  к нормали на поверхности исследуемого материала, составляющим (ввиду равенства амплитуд  $H_{my}$  и  $H_{mz}$ )  $45^\circ$ . Мощность возбужденного излучения не зависит от угла падения возбуждающего излучения  $\theta$ , а определяется его мощностью, величиной индукции постоянного магнитного поля и электрофизическими параметрами полупроводника. Возбуждение вторичного электромагнитного поля приводит к смещению максимума плотности потока мощности результирующего отраженного излучения  $\Pi_{\Sigma \text{отр}}$  из плоскости падения возбуждающего излучения в сторону вектора  $\Pi_{\Sigma}$  в плоскости, общей для векторов  $\Pi_{\Sigma}$  и  $\Pi_{\Sigma \text{отр}}$ , на угол  $\varphi = \arctg \Pi_{\Sigma} / \Pi_{\Sigma \text{отр}}$ . Максимум плотности потока мощности определяется как

$$\vec{\Pi}_{\Sigma \text{отр}} = \vec{\Pi}_{\Sigma} + \vec{\Pi}_{\Sigma \text{отр}}. \quad (4)$$

Это излучение является, как и возбуждающее, горизонтально поляризованным, но повернутым в плоскости поверхности облучаемого материала относи-

ельно ориентации излучения, падающего на угол  $\alpha = \arctg E_{mx}/E_{my}$ . Эти особенности отражения линейно поляризованного электромагнитного излучения от помещенного в магнитное поле полупроводника позволяют осуществить пространственную и поляризационную фильтрацию возбужденного свободными носителями заряда излучения, используя в качестве первичной измерительной информации такие параметры, как мощность отраженного излучения в направлении нормали к поверхности полупроводника, угол поворота плоскости поляризации отраженного излучения в плоскости падения, мощность излучения в плоскости, перпендикулярной плоскости падения под углом  $45^\circ$  к нормали.

По измеренным значениям мощностей возбуждающего  $P_1$  и вторичного (переизлученного) сигнала  $P_2$  параметры полупроводника определяются как

$$R_H = \frac{\rho}{AB_z} \left( \frac{\bar{Z}}{\sqrt{2}} \frac{P_2}{P_1} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

$$n = A \frac{B_z}{e\rho} \left( \frac{\sqrt{2}}{\bar{Z}} \frac{P_1}{P_2} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

$$\mu_H = \frac{1}{AB_z} \left( \frac{\bar{Z}}{\sqrt{2}} \frac{P_2}{P_1} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\bar{Z}$  — волновое сопротивление полупроводника, нормированное к волновому сопротивлению вакуума  $Z_0$ ,  $A$  — коэффициент, учитывающий диффузное отражение излучения, обусловленное шероховатостью поверхности, определяемый экспериментально и составляющий для полированных поверхностей величину  $\approx 1$ .

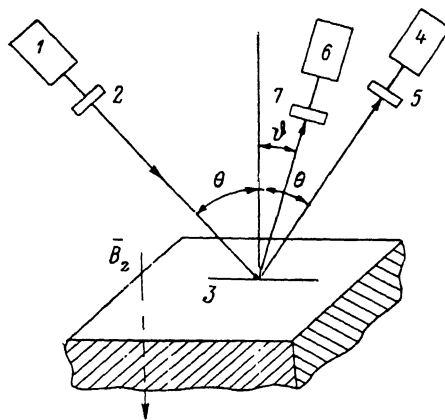


Рис. 2. Схема установки для измерения концентрации и подвижности свободных носителей заряда в полупроводниках по характеристикам возбужденного излучения, измеряемых путем пространственного и поляризационного разделения.

1 — ИК лазер, 2 — поляризатор, 3 — исследуемый материал, 4, 6 — фотоприемники, 5, 7 — анализаторы.

По углу поворота плоскости поляризации  $\alpha$  или мощности отраженной волны  $P_{\perp \text{отр}}$  с ортогональной поляризацией параметры полупроводника определяются из следующих соотношений.

1. По углу поворота плоскости поляризации

$$R_H = \frac{\rho}{AB_z \cos \theta} \operatorname{tg} \alpha, \quad (8)$$

$$n = \frac{AB_z \cos \theta}{e\rho \operatorname{tg} \alpha}, \quad (9)$$

$$\mu_H = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{AB_z \cos \theta}. \quad (10)$$

2. По соотношению мощностей

$$R_H = \frac{\rho}{AB_z \cos \theta} \left( \frac{P_{\perp \text{отр}}}{P_{\text{пад}}} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

$$n = \frac{AB_z \cos \theta}{e\rho} \left( \frac{P_{\text{пад}}}{P_{\perp \text{отр}}} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

$$P_H = \frac{1}{AB_z \cos \theta} \left( \frac{P_{\perp \text{отр}}}{P_{\text{пад}}} \right)^{1/2} \quad (13)$$

При вертикальной поляризации возбуждающего излучения вторичное (наведенное) излучение с плотностью потока мощности  $P_2$  распространяется под углом  $45^\circ$  к нормали в плоскости падения, а результирующий отраженный поток мощности с плотностью  $P_{2 \text{отр}} = P_{2 \text{отр}} + P_2$  — в плоскости падения под углом, не равным углу падения. Соотношения (5)–(13) в этом случае остаются справедливыми с тем, однако, отличием, что правые части выражений (5) и (7) должны быть разделены, а выражения (6) — умножены на  $\cos \theta$ .

Установка для измерения параметров полупроводников предложенным методом (рис. 2) содержит лазер 1, поляризатор 2, фотоприемники 4, 6 с анализаторами 5, 7 во взаимно-ортогональных плоскостях — в плоскости падения и в плоскости, ей перпендикулярной, что позволяет получать в качестве первичной измерительной информации и угол поворота плоскости поляризации результирующего отраженного луча  $\alpha$ , и мощность возбужденного излучения  $P_2$ . Измеренная на выходе фотоприемника 6 мощность возбужденного излучения в плоскости, перпендикулярной плоскости падения и под углом  $45^\circ$  к нормали, при воздействии на находящийся в магнитном поле с индукцией  $B_z = 0.3$  Т арсенид галлия марки АГЧТ-1 горизонтально поляризованным излучением с длиной волны 10.6 мкм и мощностью 100 мВт составила 10.5 мВт. Мощность возбужденного излучения  $P_{\perp \text{отр}}$ , измеренная фотоприемником 4 как составляющая потока излучения в отраженном сигнале с ортогональной поляризацией, составила 7.75 мВт. Значения концентрации и подвижности носителей заряда, вычисленные с помощью выражений (6) и (7) по мощности  $P_2$  и с помощью выражений (12) и (13) по мощности  $P_{\perp \text{отр}}$ , составляют соответственно  $1.3 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$  и  $0.743 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Величина удельного сопротивления определялась по коэффициенту отражения излучения от полупроводника  $|\Gamma_E| = (P_{\text{отр}}/P_{\text{пад}})^{1/2}$ , измеренному в отсутствие магнитного поля, с помощью следующего соотношения:

$$|\Gamma_E| = \frac{\left\{ \left[ \frac{1}{Z_0 \epsilon'} \frac{\cos^2 \arctg(1/\rho \omega \epsilon')}{1 + (1/\rho \omega \epsilon')} - \sin^2 \arctg(1/\rho \omega \epsilon') \right]^2 + \frac{\sin^2 2 \arctg(1/\rho \omega \epsilon')}{Z_0 \epsilon' [1 + 1/(\rho \omega \epsilon')^2]} \right\}^{1/2}}{\left[ \frac{1}{Z_0} \left( \frac{1}{\epsilon'} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{1 + (1/\rho \omega \epsilon')^2} \right) \cos \arctg(1/\rho \omega \epsilon') + 1 \right]^2 + \sin^2 \arctg(1/\rho \omega \epsilon')},$$

где  $\epsilon'$  — действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости полупроводника, проницаемость решетки.

Измерения с использованием горизонтально и вертикально поляризованных волн в основном идентичны. Однако при вертикальной поляризации возбуждающего излучения чувствительность измерения мощности возбужденного излучения в  $1/\cos \theta$  раз ниже. При облучении по нормали к поверхности материала это различие исключается.

Наиболее полно достоинства метода могут быть реализованы при дистанционном измерении параметров материалов в процессе воздействия ионизирующих излучений, агрессивных сред, экстремальных значений температуры.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Батавин В. В., Концевой Ю. А., Федорович Ю. В. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур. М., 1985. 264 с.
- [2] Резвый Р. Р., Финарев М. С. Обзоры по электронной технике. М.: ЦНИИ «Электроника», 1977. 80 с.

Получено 26.06.1987  
Принято к печати 5.02.1988