

ФИЗИКА · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

Журнал издается с 1966 г.
Выходит 6 раз в год
на русском, армянском и английском языках.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Вл. М. Арутюнян, главный редактор
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора
Вил. М. Арутюнян
А. А. Ахумян
Г. А. Вартапетян
Э. М. Казарян
А. О. Меликян
А. Р. Мкртчян
В. О. Папанян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻԱ

Վլ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շարոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Վիլ. Մ. Հարությունյան
Ա. Ա. Հախումյան
Հ. Հ. Վարդապետյան
Է. Մ. Ղազարյան
Ա. Ն. Մելիքյան
Ա. Ռ. Մկրտչյան
Վ. Օ. Պապանյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

VI. M. Aroutiounian, editor-in-chief
E. G. Sharoyan, associate editor
Vil. M. Harutynyan
A. A. Hakhumyan
H. H. Vartapetian
E. M. Kazarian
A. O. Melikyan
A. R. Mkrtchyan
V. O. Papanyan
A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

Адрес редакции: Республика Армения,
375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,
375019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

Editorial address: 24-g, Marshal Bagramyan Av.,
Yerevan, 375019, Republic of Armenia

К ТЕОРИИ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПАРАЛЛЕЛЬНО ПОВЕРХНОСТИ СЛОЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Г.Б. ИЕРСИСЯН, Г.Г. МАТЕВОСЯН, Р.А. ГЕВОРКЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 28 сентября 1995 г.)

Рассмотрены потери энергии быстрой, но нерелятивистской заряженной частицей, движущейся параллельно поверхности слоя твердого тела. Получены выражения для дифференциальной вероятности потерь энергии в области прозрачности слоя, а также для слоя свободного электронного газа (слой проводника).

1. Введение

В последнее время в научной литературе интенсивно обсуждаются различные аспекты взаимодействия быстрых и медленных заряженных частиц с поверхностью твердого тела. Перечислим лишь некоторые из них: 1) потери энергии ионов, зеркально отражающихся от поверхности твердого тела [1]; 2) воздействие заряда изображения на траекторию быстрых протонов, рассеивающихся вблизи поверхности [2]; 3) смещение уровней энергии ионов, движущихся вблизи поверхности [3]; 4) эффекты ускорения ксенов-электронов, возникающих при скользящем падении ионного пучка на поверхность твердого тела [4].

Теоретические основы этих исследований были заложены в ранних исследованиях по возбуждению поверхностных плазмонов [5]. Важные результаты, полученные в этой области, заключались в расширении формализма диэлектрической проницаемости с учетом пространственной дисперсии для случая взаимодействия внешних движущихся зарядов со средой с границей раздела [6] и развитии Гамильтоновского подхода, где поверхностные возбуждения определяются на языке квантованных мод [7]. Последний из двух подходов применим к идеальной поверхности металла в то время, как первый подход позволяет, в принципе, вводить более реалистичную функцию отклика для произвольной диспергирующей среды.

В вышеуказанных исследованиях основной интерес заключается в расчете индуцированных полей (динамический потенциал заряда изображения) или дифференциальной вероятности потерь энергии (ДВПЭ) заряженной частицей, движущейся вблизи поверхности. Исследования этих проблем для полугораниченной среды проводились многими авторами в приближении случайных фаз (модель Линдхарда) [8] и на основе оптических измерений диэлектрической проницаемости [9,10].

В настоящей работе рассмотрена более реалистичная задача. Найдена ДВПЭ быстрой, но нерелятивистской заряженной частицы, движущейся параллельно поверхности слоя произвольного твердого тела в области прозрачности. Найдено также выражение для ДВПЭ для случая слоя проводника.

2. Расчет ДВПЭ для произвольного слоя

Рассмотрим частицу с зарядом q , движущуюся в полупространстве $z < 0$ на расстоянии d от поверхности слоя (ограниченного плоскостями $z = 0$ и $z = a$) с постоянной скоростью u , направленной вдоль оси x . Отклик среды будем характеризовать диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega)$. Из уравнения Пуассона $\nabla^2(\hat{\epsilon}\phi) = -4\pi q\delta(x-ut)\delta(y)\delta(z+d)$, где $\hat{\epsilon}$ — оператор диэлектрической проницаемости [11], и условий непрерывности при $z = 0$ и $z = a$ нормальной компоненты электрической индукции и тангенциальной компоненты напряженности электрического поля найдем для индуцированного потенциала $\phi_{ind}(r, t)$ при $z < 0$ выражение

$$\phi_{ind}(r, t) = -\frac{q}{2\pi u} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk_y d\omega}{\chi} \exp[-\chi(d-z)] \exp\left(i\frac{\omega}{u}\xi + ik_y y\right) \times \\ \times \frac{\epsilon^2(\omega) - 1}{\epsilon^2(\omega) + 2\epsilon(\omega)\text{cth}(\chi a) + 1} \quad (1)$$

где $\xi = x - ut$, k_y , ω — переменные, соответствующие разложению Фурье по y и ξ , $\chi = \sqrt{k_y^2 + \omega^2/u^2}$

Потери энергии заряженной частицей на единице пути определяются из формулы (1). Учитывая определение ДВПЭ [12] из (1) имеем

$$-\frac{dW}{dk} = \int_0^{\infty} \hbar \omega P(\omega) d\omega \quad (2)$$

где

$$P(\omega) = \frac{2q^2}{\pi \hbar u^2} \int_0^{\infty} d\tau \exp(-2\omega d \cosh \tau / u) \operatorname{Im} \frac{\epsilon^2(\omega) - 1}{\epsilon^2(\omega) + 2\epsilon(\omega) \cosh(\omega a \cosh \tau / u) + 1} \quad (3)$$

есть дифференциальная вероятность потерь энергии. Как следует из выражения (3), дисперсионное уравнение для слоя квадратично относительно $\epsilon(\omega)$. Следовательно, частицей возбуждаются два типа поверхностных колебаний. При $a \rightarrow \infty$ эти два типа поверхностных волн совпадают и определяются дисперсионным уравнением для полуограниченной среды: $\epsilon(\omega) + 1 = 0$ [10] (в пределе $a \rightarrow \infty$ следующие из формул (1) и (3) выражения совпадают с приведенными в [10,13]).

Отметим два обстоятельства. Во-первых, применительно к сплошной среде в используемом нами макроскопическом подходе предполагается, что длина возбуждаемой поверхностной волны намного превышает межатомные расстояния. Во-вторых, формула (3) справедлива при $d > R$, где R — радиус экранирования среды (для металла $R \approx R_{TF} \approx 1$ Е, где R_{TF} — радиус Томаса-Ферми). При $d < R$ в формуле (3) необходимо учесть пространственную дисперсию поверхностных волн.

Таким образом, функция $P(\omega)$, имеющая важное значение для решения ряда прикладных проблем [1-4,10,12,13], в рамках вышеуказанных приближений определяется формулами (2) и (3).

3. Расчет ДВПЭ в области прозрачности слоя

Рассмотрим теперь ДВПЭ в области частот прозрачности слоя. В области прозрачности слоя $\operatorname{Im} \epsilon(\omega) \rightarrow 0$. Предельный переход $\operatorname{Im} \epsilon(\omega) \rightarrow 0$ в формуле (3) осуществляется с помощью соотношения

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \frac{\varepsilon^2(\omega) - 1}{\varepsilon^2(\omega) + 2\varepsilon(\omega) \operatorname{cth}(\omega a \operatorname{ch} \tau / u) + 1} = \\ = -\pi \varepsilon(\omega) [\delta(\varepsilon(\omega) + \operatorname{cth}(\omega a \operatorname{ch} \tau / 2u)) + \delta(\varepsilon(\omega) + \operatorname{th}(\omega a \operatorname{ch} \tau / 2u))]. \end{aligned} \quad (4)$$

Первое слагаемое в формуле (10) отвечает тангенциальным модам [14]. Потенциал и тангенциальная компонента электрического поля в этих колебаниях симметричны, а нормальная компонента поля антисимметрична относительно центра слоя (плоскость $z = a/2$). Плотность заряда в этих колебаниях симметрична. Второе слагаемое в формуле (4) отвечает нормальным модам [14]. В этих колебаниях потенциал и тангенциальная компонента поля антисимметричны, а нормальная компонента поля симметрична относительно плоскости $z = a/2$. Плотность заряда на границах слоя распределена антисимметрично.

Из формул (3) и (4) после интегрирования по переменной τ получим для тангенциальных ($P_-(\omega)$) и нормальных ($P_+(\omega)$) мод:

$$P_{\pm}(\omega) = \frac{4q^2}{\hbar u^2} g(\omega) [f(\omega)]^{-2d/a} \left\{ [\ln f(\omega)]^2 - (\omega a/u)^2 \right\}^{-1/2} \quad (5)$$

где

$$g(\omega) = \left| \frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon^2(\omega) - 1} \right|, \quad f(\omega) = \left| \frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 1} \right|$$

Выражение (5) для $P_-(\omega)$ справедливо в области частот, удовлетворяющих условию $\varepsilon(\Omega_-) \leq \varepsilon(\omega) \leq -1$, где $\Omega_-(a)$ — решение трансцендентного уравнения $\varepsilon(\Omega_-) = -\operatorname{cth}(\Omega_- a / 2u)$. Для $P_+(\omega)$ выражение (5) справедливо в области $-1 \leq \varepsilon(\omega) \leq \varepsilon(\Omega_+) < 0$, где $\Omega_+(a)$ — решение трансцендентного уравнения $\varepsilon(\Omega_+) = -\operatorname{th}(\Omega_+ a / 2u)$. Вне этих областей $P_-(\omega) = 0$ и $P_+(\omega) = 0$.

Формулы (5) для $P_{\pm}(\omega)$ не применимы вблизи резонансов $\Omega_-(a)$, $\Omega_+(a)$ и $\varepsilon(\omega) = -1$, где $P_{\pm}(\omega)$ обращается в бесконечность (заметим, что $P_{\pm}(\omega)$ при значениях ω , удовлетворяющих уравнению $\varepsilon(\omega) = -1$, обращается в ноль, если $a < 2d$). Поэтому для расчета

$P_{\pm}(\omega)$ в окрестностях этих точек необходимо использовать точную формулу (3), где учитывается затухание поверхностных колебаний.

Оптические измерения $\epsilon(\omega)$ для различных материалов, представляющих практический интерес [9], позволяют найти $P(\omega)$ по формулам (5).

4. Расчет ДВПЕ для слоя проводника

Для исследования ДВПЭ в различных проводящих материалах часто используется плазменная диэлектрическая проницаемость [10]

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)},$$

где ω_p — плазменная частота, ν — эффективная частота столкновений электронов. Подставляя это выражение в формулу (3), для $P_{\pm}(\omega)$ найдем

$$P_{\pm}(\omega) = \frac{q^2 \omega_s^2}{\pi \hbar u^2} \int_0^{\infty} d\tau \exp(-2\omega d \operatorname{ch} \tau / u) \frac{\nu \omega \alpha^2 - \alpha_{\pm}^2}{(\omega^2 - \omega_s^2 \alpha_{\pm}^2)^2 + \nu^2 \omega^2}, \quad (6)$$

где $\omega_s = \omega_p / \sqrt{2}$ — частота поверхностных колебаний для полуограниченного проводника, $\alpha_{\pm}^2 = 1 \pm \exp(-\omega a \operatorname{ch} \tau / u)$. В пределе $a \rightarrow \infty$ из (6) следует выражение, полученное в работах [10, 13].

Рассмотрим поведение $P_{\pm}(\omega)$ в пределах больших и малых частот. В пределе больших частот $\omega \gg u/a$ из (6) имеем [15]:

$$P_{-}(\omega) \approx P_{+}(\omega) \approx \frac{q^2 \omega_s^2}{\pi \hbar u^2} \frac{\nu \omega}{(\omega^2 - \omega_s^2)^2 + \nu^2 \omega^2} K_0(2\omega d / u), \quad (7)$$

где $K_0(x)$ — функция Макдональда нулевого порядка. В пределе малых частот $\omega \rightarrow 0$ [15]

$$P_{-}(\omega) \approx \frac{q^2}{\hbar^2 u^2} \frac{\lambda}{\sqrt{1 + \lambda^2}}, \quad (8)$$

$$P_{+}(\omega) \approx \frac{q^2}{\pi \hbar u^2} \frac{\nu \omega}{\omega_s^2} \left\{ \ln(d/a) + 2 \ln[\Gamma(d/a) / \Gamma(d/a + 1/2)] \right\}, \quad (9)$$

где $\lambda = \nu u / \omega_s^2 a$, $\Gamma(x)$ — функция Эйлера. В пределе $\omega > u/d$

$$P_{\pm}(\omega) \approx \frac{q^2}{\pi \hbar u^2} \frac{\omega_s^2 \nu \omega}{\left[\omega^2 - \omega_s^2 p_{\pm}^2(\omega) \right]^2 + \nu^2 \omega^2} \left[K_0(2\omega d/u) - K_0(2\omega(d+a)/u) \right], \quad (10)$$

где $p_{\pm}^2 = 1 \pm \exp(-\omega a/u)$. Как следует из формул (7)-(10), в ДВПЭ образуется два пика. Первый из них соответствует тангенциальным поверхностным модам, а его положение приближенно определяется уравнением $\omega = \omega_s p_-(\omega)$. Второй пик соответствует нормальным поверхностным модам. Его положение приближенно можно определить из уравнения $\omega = \omega_s p_+(\omega)$. Следовательно, пик, соответствующий тангенциальным колебаниям лежит левее, а пик, соответствующий нормальным колебаниям лежит правее значения $\omega = \omega_s$.

В конце нашего рассмотрения заметим, что выражение (6) позволяет провести численный расчет ДВПЭ для различных проводников с известными экспериментальными значениями ω_p и ν [10].

ЛИТЕРАТУРА

1. K.Kimura, M.Mannami. Interaction of Charged Particles with Solid Surface. New York, Plenum, 1991.
2. H.Winter. Phys. Rev. A, **46**, R13 (1992).
3. H.J.Andra et al. Nucl. Instrum. Methods, **170**, 527 (1980).
4. E.A.Sanchez et al. Phys. Rev. Lett., **71**, 801 (1993).
5. R.H.Ritchie. Phys. Rev., **106**, 874 (1957).
6. F.Flores, F.Garcia-Moliner. J. Phys. C, **12**, 907 (1979).
7. A.A.Lucas. Phys. Rev. B, **20**, 4990 (1979).
8. F.J.Garci'a de Abajo, P.M.Echenique. Phys. Rev. B, **46**, 2663 (1992).
9. H.-J.Hagemann, W.Gudat, C.Kunz. DESY report No.SR-74/7, 1974 (unpublished).
10. N.R.Arista. Phys. Rev. A, **49**, 1885 (1994).
11. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., "Наука", 1982.
12. A.Rivacoba, N.Zabala, P.M.Echenique. Phys. Rev. Lett., **69**, 3362 (1992).
13. L.D.Marks. Solid State Commun., **43**, 727 (1982).
14. E.A.Stern, R.A.Ferrell. Phys. Rev., **120**, 130 (1960).
15. И.С.Градштейн, И.М.Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Физматгиз, 1962.

ON THE THEORY OF ENERGY LOSSES OF CHARGED PARTICLE MOVING PARALLEL TO THE SURFACE OF SOLID-STATE LAYER

H.B.NERSISSIAN, G.G.MATEVOSSIAN, and R.A.GEVORKIAN

Energy losses of a fast but nonrelativistic charged particle moving parallel to the surface of solid-state layer are studied. Expressions for differential energy losses probability are obtained in the region of the layer transparency, as well as for the layer of free electron gas (layer of conductor).

ՊԻՆԴ ՄԱՐՄՆԻ ՇԵՐՏԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻՆ ՁՈՒԳԱՀԵՌ
ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑԲԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՄՆԻԿԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ
ԿՈՐՈՒՄՏՆԵՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

Հ.Բ. ՆԵՐՍԻՍԻԱՆ, Հ.Հ. ՄԱԹԵՎՈՍԻԱՆ, Ռ.Ա. ԳԵՎՈՐԳԻԱՆ

Դիտարկված են լիցքավորված արագ մասնիկի էներգիայի կորուստները, որոնք առաջանում են պինդ մարմնի շերտի մակերևույթին զուգահեռ շարժվելիս: Գտնված են արտահայտություններ կամայական շերտի քափանցելիության տիրույթում և հաղորդչի շերտում էներգիայի կորուստների դիֆերենցիալ հավանականության համար:

МЕТОД ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ЯЧЕЕК

Н.А. КОРХМАЗЯН, Н.Н. КОРХМАЗЯН

Армянский государственный педагогический институт им. Х. Абовяна

(Поступила в редакцию 9 августа 1995 г.)

Развит новый метод расчета эффективных потенциалов, который позволяет выявить некоторые весьма важные особенности каналирования в ионных кристаллах. Получены потенциалы для объемноцентрированных и гранецентрированных кристаллов.

1. Потенциал объемноцентрированного кристалла

В настоящей работе разработан новый метод расчета эффективных потенциалов в ионных кристаллах, который приводит к более простым математическим выражениям для эффективных потенциалов, и, кроме того, позволяет выявить некоторые, весьма важные, с физической точки зрения, стороны явления каналирования в ионных кристаллах. Поэтому этот метод представляется более предпочтительным, чем предложенный ранее в работе [1].

Вычислим потенциал бесконечного объемноцентрированного кристалла с кубической симметрией (рис.1).

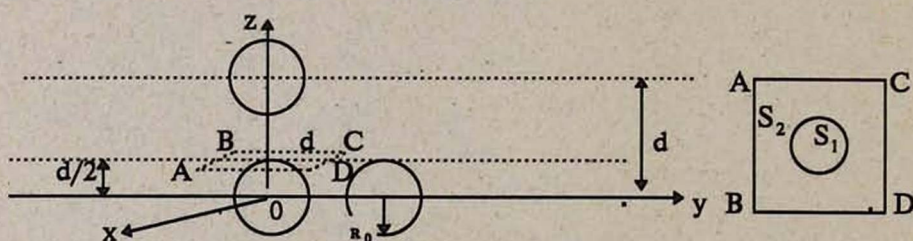


Рис.1. Усреднение потенциала по ячейке ABCD.

Поскольку кристаллическая решетка такого кристалла представляет собой две разноименные кубические подрешетки, смещенные друг относительно друга на вектор $\alpha = (d/2, d/2, d/2)$, мы проведем детальное вычисление только для положительной подрешетки кристалла. Совмещая начало координат с центром масс какого-либо положительного иона, мы получим для потенциала положительной подрешетки

$$\varphi^+(\mathbf{R}) = \varphi_0^+(\mathbf{R}) + \sum_{\mathbf{l} \neq 0} \varphi^+(\mathbf{R} - \mathbf{l}), \quad (1.1)$$

где $\varphi^+(\mathbf{R})$ — потенциал иона, находящегося в начале координат (в узле $\mathbf{l}=0$), а бесконечная сумма представляет собой сумму потенциалов ионов, находящихся во всех остальных узлах положительной подрешетки при температуре кристалла $T=0$ К.

Для потенциала отрицательной подрешетки соответственно получим

$$\varphi^-(\mathbf{R}) = \varphi_0^-(\mathbf{R} - \alpha) + \sum_{\mathbf{l} \neq 0} \varphi^-(\mathbf{R} - \alpha - \mathbf{l}) \quad (1.2)$$

Пусть частица каналируется вдоль заряженной плоскости (x, y) . Ввиду того, что потенциал (1.1) является периодической функцией на плоскости с периодом d по обеим координатам, достаточно найти его среднее значение на квадрате ABCD, со стороной d (см. рис. 1). Этот квадрат находится на плоскости $z = \text{const}$, причем, в силу симметрии задачи, потенциал можно вычислять только для значений $0 \leq z \leq d/2$, поскольку потенциал во второй половине канала является зеркальным отображением потенциала в первой его половине.

Нетрудно заметить, что ни один положительный ион, кроме центрального, не пересекается с квадратом ABCD. Поэтому второе слагаемое в выражении (1.1) представляет собой сумму потенциалов точечных ионов. Что же касается иона, находящегося в узле $\mathbf{l}=0$, то для него все точки пересечения с плоскостью $z = \text{const}$ являются внутренними. Поэтому потенциал, созданный этим ионом на квадрате ABCD, будет зависеть от плотности заряда внутри иона. Представим плотность заряда в виде [1]

$$\rho(\mathbf{r}) = \rho_{\text{нuc}} + \rho_{\text{el}} = |e| [z\delta(\mathbf{r}) - V(\mathbf{r})], \quad (1.3)$$

где $V(\mathbf{r}) = V(r)$ есть функция сферически симметричного распределения плотности электронного заряда [2], а z — число протонов в точечном ядре. Тогда для напряженности поля в точке $\mathbf{R}$ имеем

$$\mathbf{E}(\mathbf{R}) = |e| \left[z \int_0^R \delta(r) dr - 4\pi \int_0^R V(r) r^2 dr \right] \frac{\mathbf{R}}{R^3} = |e| \frac{z - \chi}{R^2} \frac{\mathbf{R}}{R}, \quad (1.4)$$

$$\chi(R) = 4\pi \int_0^R V(r) r^2 dr$$

Спроектируем вектор $\mathbf{E}$ на направление $\mathbf{R}$ и воспользуемся соотношением $d\varphi = -E_R dR$. В результате получим

$$\varphi_0^+(\mathbf{R}) = \frac{|e| z^+}{R} - |e| \int_R^\infty \frac{\chi^+(R)}{R^2} dR; \quad \varphi_0^+(\infty) = 0. \quad (1.5)$$

Таким образом, с учетом формул (1.1), (1.2) и (1.5) для потенциала получим

$$\varphi^+(R) = \frac{|e| z^+}{R} - |e| \int_R^\infty \frac{\chi^+(R)}{R^2} dR + \sum_{l \neq 0} \frac{|e|}{|\mathbf{R} - \mathbf{l}|}, \quad (1.6)$$

$$\varphi^-(R) = \frac{|e| z^-}{|\mathbf{R} - \alpha|} - |e| \int_{|\mathbf{R} - \alpha|}^\infty \frac{\chi^-(R)}{R^2} dR - \sum_{l \neq 0} \frac{|e|}{|\mathbf{R} - \alpha - \mathbf{l}|}, \quad (1.7)$$

где функция $\chi(R)$ зависит от конкретного вида функции распределения плотности электронного заряда $V(r)$. Выберем в качестве таковой модель Иенсена [2]

$$V(r) = \frac{N}{A} \frac{e^{-x}}{x^3} (1 + Cx)^3; \quad x = \sqrt{\alpha} r; \quad \alpha = \xi z^{1/3} / a_0, \quad (1.8)$$

где N — число электронов в ионе, C и ξ — вариационные параметры, которые определяются из условия минимизации электронной системы, a_0 — радиус Бора. Величина A находится из условия нормировки функции $V(r)$:

$$A = \frac{8\pi}{\xi^3 z} \frac{a_0^3}{P_c}; \quad P_c = 120C^3 + 72C^2 + 18C + 2 \quad (1.9)$$

Тогда для функции $\chi(R)$ получим

$$\chi = \chi_0 (P_c - e^{-x_0} [C^3 x_0^5 + (5C^3 + 3C^2) x_0^4 + (20C^3 + 12C^2 + 3C) x_0^3 + (60C^3 + 36C^2 + 9C + 1) x_0^2 + P_c x_0 + P_c]) \quad (1.10)$$

$$x_0 = \sqrt{\alpha} R, \quad \chi_0 = \frac{8\pi}{\alpha^3} \frac{N}{A} = \frac{N}{P_c}$$

Для интеграла в выражении (1.6) с учетом формулы (1.10) получим

$$\int_R^{\infty} \frac{\chi^+(r) dr}{r^2} = \frac{N^+}{R} - \frac{N^+}{R} \Phi^+(R), \quad (1.11)$$

$$\Phi^+(R) = \frac{e^{-x}}{P_c} [2C^3 x_0^4 + (14C^3 + 6C^2) x_0^3 + (54C^3 + 30C^2 + 6C) x_0^2 + P_c x_0 + P_c]. \quad (1.12)$$

Таким образом, для функции $\Phi^+(R)$ с учетом (1.11)-(1.12) получим

$$\Phi^+(R) = \frac{|e|z^+}{R} - \frac{|e|N^+}{R} + \frac{|e|N^+}{R} \Phi^+(R) + \sum_{l \neq 0} \frac{|e|}{|R-l|}. \quad (1.13)$$

Первый член в этом выражении представляет собой потенциал ядра центрального иона с координатой $l=0$, последующие два члена описывают поле электронного облака этого иона, а последний член представляет собой суммарное поле всех остальных ионов кристаллической решетки. Отсюда, с учетом того, что

$$\frac{|e|z^{\pm} - |e|N^{\pm}}{R} = \pm \frac{|e|}{R}, \quad (1.14)$$

получим

$$\Phi^+(R) = \frac{eN^+}{R} \Phi^+(R) + \sum_{l, m, n} \frac{|e|}{|R-l|} \quad (1.15)$$

Для потенциала отрицательной подрешетки соответственно получим

$$\Phi^-(R) = \frac{eN^-}{|R-\alpha|} \Phi^-(R) - \sum_{l, m, n} \frac{|e|}{|R-\alpha-l|} \quad (1.16)$$

Как видно из формул (1.15)-(1.16), при $\Phi(R) \rightarrow 0$ ($|R| \geq R_0$) потенциал равняется сумме потенциалов "точечных" ионов, включая центральный ион.

2. Эффективный потенциал плоскостного каналирования

Эффективный потенциал плоскостного каналирования получается путем усреднения потенциала (1.15) по ячейке ABCD:

$$\Phi_{ef}^+(z) = \frac{|e|}{d^2} \int_{-d/2}^{d/2} \int_{-d/2}^{d/2} dx dy \left[N^+ \frac{\Phi^+(R)}{R} + \sum_{l, m, n} \frac{1}{|R-l|} \right] \quad (2.1)$$

Вычислим второе слагаемое в этом выражении. Для этого

сначала проведем интегрирование по переменной y . В результате, осуществив замену $z/d \rightarrow z$, $x/d \rightarrow x$, получим

$$\sum_{l,m,n} \langle 1/|R-l| \rangle = \frac{1}{d} \sum_{l,m,n} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \ln \frac{\sqrt{(x-l)^2 + (m-1/2)^2 + (z-n)^2} - (m-1/2)}{\sqrt{(x-l)^2 + (m+1/2)^2 + (z-n)^2} - (m+1/2)} dx, \quad (2.2)$$

где z принимает значения $0 \leq z \leq 1/2$.

Ввиду особой зависимости этого выражения от индекса m оказывается возможным провести суммирование по всему спектру значений m . Действительно, заменяя в (2.2) суммирование по индексу m от $-k$ до -1 на суммирование от 1 до k и собирая все слагаемые под знак логарифма, после необходимых сокращений, получим

$$\sum_{l,m,n} \langle 1/|R-l| \rangle = \frac{1}{d} \sum_{l,n} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \ln \frac{4(k+1/2)^2}{(x-l)^2 + (z-n)^2} dx \quad (2.3)$$

Таким образом, с учетом (2.3) и (1.7) имеем

$$\sum_{l,m,n} \langle 1/|R-l| \rangle - \sum_{l,m,n} \langle 1/|R-l-\alpha| \rangle = \frac{1}{d^2} \sum_{l,n} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \ln \frac{(l-x)^2 + (z-1/2-n)^2}{(l-x)^2 + (z-n)^2} dx. \quad (2.4)$$

Можно показать, что выражение (2.4), после суммирования по индексу l и последующих необходимых преобразований, равняется нулю. Таким образом, эффективный потенциал плоскостного каналирования, с учетом сказанного, преобразуется к виду

$$\varphi_{ef}(z) = \frac{|e|}{d^2} \int_{S_1 \cup S_2} dx dy [N^+ \Phi^+ / R + N^- \Phi^- / |R - \alpha|]. \quad (2.5)$$

Следует отметить, что первое слагаемое в (2.5) обозначает, в силу (2.1) и (2.4), не весь положительный эффективный потенциал, а только часть его, которая и вносит реальный вклад в общий потенциал. Поэтому естественно назвать эту часть потенциала действующим потенциалом и обозначить φ_R^+ :

$$\varphi_R^+ = \frac{|e|}{d^2} \int_{S_1 \cup S_2} \frac{N^+ \Phi^+}{R} dx dy \quad (2.6)$$

То же самое относится ко второму слагаемому в выражении (2.5). Таким образом, мы приходим к заключению, что влияние всех остальных ионов кристаллической решетки на формирование поля вблизи центрального иона весьма существенно и им нельзя пренебречь. Вычислим интеграл (2.6). Поскольку область S_1 представляет собой круг с радиусом $\rho^+ = \sqrt{R_{0+}^2 - z^2}$, то в интеграле по области S_1 можно перейти к интегрированию по цилиндрическим координатам. Тогда, ввиду того, что переменная ρ входит в функцию $\Phi^+(R)$ лишь в комбинации $\alpha \sqrt{\rho^2 + z^2}$, можно считать, что как величина ρ , так и координата z , а также величины a_c , R_{0+} и ρ^+ измеряются в единицах d . Таким образом, для интеграла (2.6), с учетом сказанного, получим

$$\frac{|e|N^+}{d^2} \int_{S_1} \frac{\Phi^+(R)}{R} dx dy = \frac{|e|N^+ \pi}{d} \int_0^{\rho^+} \frac{\Phi^+(R, \alpha)}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} d\rho^2 \quad (2.7)$$

Заменим в этом выражении интегрирование по $d\rho^2$ интегрированием по переменной $x_0 = [\alpha^2(\rho^2 + z^2)]^{1/4}$. Тогда, согласно (1.12), имеем

$$\int_0^{\rho^+} \frac{\Phi^+(\rho)}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} d\rho^2 = \int_{\alpha|z|}^{\sqrt{\alpha}R_{0+}} [C_1 x_0^5 + C_2 x_0^4 C_3 x_0^3 + C_4 (x_0^2 + x_0)] e^{-x_0} dx_0, \quad (2.8)$$

где введены обозначения

$$C_1 = \frac{8\pi C^3}{\alpha P_i}; C_2 = \frac{4\pi(14C^3 + 6C^2)}{\alpha P_c}; C_3 = \frac{4\pi(54C^3 + 30C^2 + 6C)}{\alpha P_c^2}; C_4 = \frac{4\pi}{\alpha}$$

Интеграл (2.8) преобразуется к виду

$$\int_0^{\rho^+} \frac{\Phi^+(\rho)}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} d\rho^2 = [\psi(\sqrt{\alpha}z) - \psi(\sqrt{\alpha}R_{0+})] \quad (2.9)$$

$$\psi(x) = e^{-x} [A_1 x^5 + A_2 x^4 + A_3 x^3 + A_4 x^2 + A_5 (x+1)];$$

$$A_1 = C_1 = \frac{8\pi C^3}{\alpha P_c}; \quad A_2 = 3A_1/C; \quad A_3 = \frac{24\pi C}{\alpha P_c};$$

$$A_4 = \frac{4\pi}{\alpha P_c} (450C^3 + 162C^2 + 18C + P_c); \quad (2.10)$$

$$A_5 = \frac{4\pi}{\alpha P_c} (870C^3 + 324C^2 + 36C + 3P_c).$$

Для второго интеграла в выражении (2.5) соответственно получим

$$\int_{s_1} \frac{\Phi^-(R)}{|R - \alpha|} dx dy = \psi \left[\sqrt{\alpha^- |z - 1/2|} \right] - \psi \left[\sqrt{\alpha^- R_{0-}} \right]. \quad (2.11)$$

Таким образом, для эффективного потенциала плоскостного каналирования в объемноцентрированном кубическом кристалле окончательно получим

$$\phi_{ef}(z) = \frac{|e|\pi}{d} \left\{ N^+ \left[\Psi(\sqrt{\alpha^+ z}) - \Psi(\sqrt{\alpha^+ R_{0+}}) \right] + N^- \left[\Psi(\sqrt{\alpha^- z}) - \Psi(\sqrt{\alpha^- R_{0-}}) \right] \right\} \quad (2.12)$$

В заключение необходимо отметить, что такая простая, с математической точки зрения, формула для эффективного потенциала получается в силу особой симметрии в кубическом объемноцентрированном кристалле. Вследствие этого при усреднении потенциала по этой ячейке бесконечные суммы по индексам l и m взаимно сокращаются, что приводит к выражению (2.12).

3. Метод эквивалентных ячеек

Как показано в работе [4], элементарная ячейка в гранецентрированном кубическом кристалле представляет собой прямоугольник со сторонами $d/\sqrt{2}$ и $\sqrt{6}d/4$ соответственно по x и по y . Поэтому для того, чтобы иметь возможность пользоваться формулами для ϕ_R^+ и ϕ_R^- и в этом случае, необходимо заменить прямоугольник эквивалентной квадратной ячейкой и проводить усреднение по этому квадрату. Правомерность такой замены обусловлена тем фактом, что значение усредненного потенциала, действующего на каналированную частицу, не зависит от

перераспределения ионов в пределах элементарной ячейки, по которой проводится усреднение [5]. Исходя из этого, можно заменить прямоугольную ячейку квадратом равной площади. Из условия равенства площадей находим

$$d_{Eq} = 3^{1/4} d/2, \quad (3.1)$$

где d_{Eq} — сторона эквивалентной квадратной ячейки. Теперь уже можно применять формулу (2.12) к гранецентрированным кристаллам:

$$\Phi_R^+ = \frac{8\pi N^+ |e|}{3d} \int_0^{p^+} \frac{\Phi^+(\alpha, \rho)}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} \rho d\rho, \quad (3.2)$$

где безразмерная координата z , так же, как и величины α, ρ , и ρ^+ , измеряется в единицах $d' = d/\sqrt{3}$ (расстояние между одноименными плоскостями).

Формула (3.2) правильно описывает каналирование в тяжелых гранецентрированных кристаллах, для которых в качестве функции распределения плотности электронного заряда используется модель Ленца-Иенсена [2]. Ниже приводятся таблица для значений параметров ионов и графики для эффективных потенциалов каналирования в кристаллах CsCl и KCl, рассчитанные на основе формул (2.12) и (3.2) (рис.2, а, б)

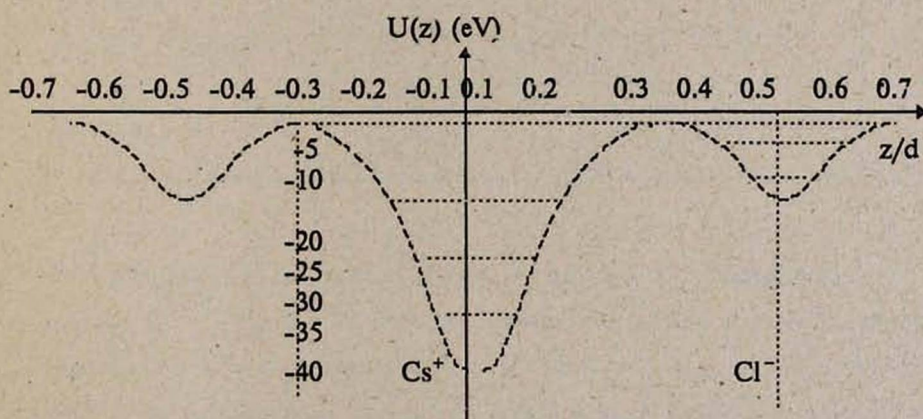
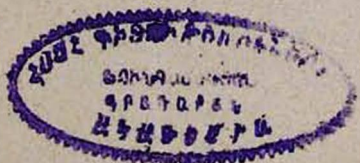


Рис.2.а. Эффективный потенциал плоскостного каналирования электронов в кристалле CsCl.



Как видно из рис.2.а, глубина потенциальной ямы в кристалле CsCl для электронов составляет приблизительно 36 эВ и 12 эВ. Потенциальная яма для позитронов получается в два раза шире, чем для электронов.

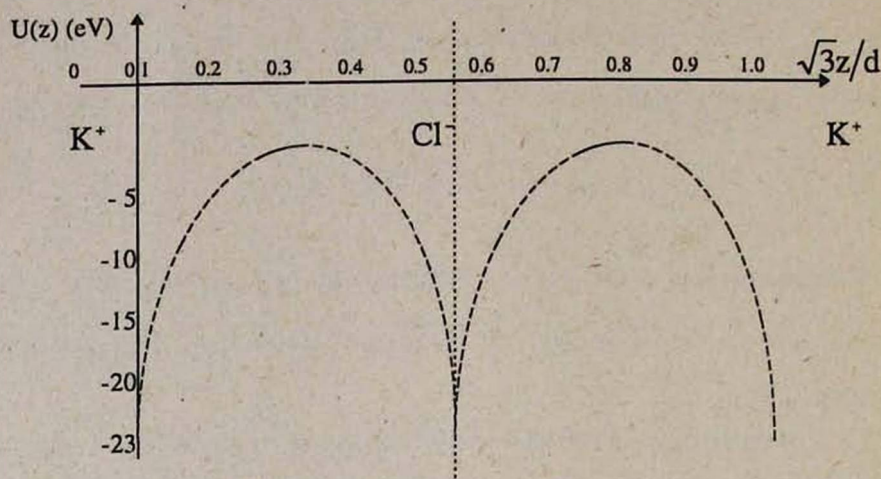


Рис.2.б. Эффективный потенциал плоскостного каналирования в кристалле KCl.

Таблица. Значения параметров ионов.

	N	z	C	ξ	$R_0(\text{\AA})$
Cs ₊	54	55	0.272	11.29	1.69
K ₊	18	19	0.285	12.04	1.33
Cl ₋	18	17	0.243	9.76	1.81

Для кристалла KCl (рис.2, б) получаются симметричные потенциальные ямы с глубиной приблизительно 20 эВ каждая. Одинаковая глубина потенциальной ямы K и Cl обусловлена, прежде всего, близостью значений параметров N (число электронов) и z (число протонов) для положительных и отрицательных ионов, а также тем, что расстояние между разноименными плоскостями значительно превышает радиусы ионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.С.Геворкян, Н.Н.Корхмазян, Г.Г.Меликян, ЖТФ, 59, вып.3, 54 (1989).
2. П.Гамбош. Статистическая теория атома и ее применение. М., ИЛ, 1951.
3. И.С.Градштейн, И.М.Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Физматгиз, 1962.
4. Н.Н.Корхмазян, Г.Г.Меликян, Изв. НАН Армении, Физика, 28, вып.2-3, с 56, (1993).
5. В.А.Базылев, Н.К.Жеваго. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М., Наука, 1987, 369с.

METHOD OF EQUIVALENT CELLS

N.A. GHORKHMAZIAN and N.N. GHORKHMAZIAN

A new method of calculation which allows to reveal some important features of the phenomenon of channeling in ionic crystals is developed. The effective potentials of plane channeling in body-centered and face-centered crystals are obtained.

ՀԱՄԱՐԺԵՔ ԲՁԻՋՆԵՐԻ ՄԵԹՈԴԸ

Ն.Ա. ԴՈՐԽՄԱԶՅԱՆ, Ն.Ն. ԴՈՐԽՄԱԶՅԱՆ

Առաջարկված է իոնային բյուրեղներում էֆեկտիվ պոտենցիալի հաշվման նոր եղանակ, որը հնարավորություն է տալիս պարզաբանելու կանալացման երևույթի որոշ էական կողմերը: Ստացված են ծավալակենտրոն և միառակենտրոն բյուրեղների էֆեկտիվ պոտենցիալները:

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ С ДИСЛОКАЦИЯМИ ПРИ НЕПРЯМЫХ МЕЖЗОННЫХ ПЕРЕХОДАХ

А.А. КИРАКОСЯН, М.К. КУМАШЯН, К.А. МХОЯН, А.А. САРКИСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 22 мая 1995 г.)

Предложен новый механизм поглощения света, обусловленного непрямыми межзонными переходами при взаимодействии носителей заряда с прямолинейными дислокациями. Рассчитан коэффициент поглощения, частотная зависимость которого дается множителем $(\hbar\omega - \varepsilon_g)^{3/2}$ (ω — частота света, ε_g — ширина запрещенной зоны полупроводника) и проведено сравнение с коэффициентом поглощения при фононном механизме.

Наличие нарушений периодичности кристаллической структуры является необходимым условием при межзонном поглощении света в полупроводниках с непрямой зонной структурой [1]. При этом основное изменение энергии носителя заряда (НЗ) происходит в результате взаимодействия с фотоном, а изменение квазиимпульса — вследствие взаимодействия с нарушением структуры — "третьим телом". Впервые такой механизм межзонного поглощения света с участием фононов в качестве "третьего тела" был предложен в [2]. Теоретически рассмотрены не прямые переходы при рассеянии НЗ на плазмонах [3], на поверхностных шероховатостях размерно квантованных пленок [4] и проволок [5].

В данной работе предложен новый механизм для не прямых оптических переходов при рассеянии НЗ на прямолинейных дислокациях и рассчитан коэффициент поглощения монохроматической световой волны, обусловленного такими переходами.

Вспользуемся известным выражением для коэффициента поглощения [6]:

$$\alpha(\omega) = \frac{2\pi c \hbar^2}{N \hbar \omega} \cdot \frac{W}{|A_0|^2} \quad (1)$$

где W — вероятность межзонных переходов в единицу времени и в

единице объема, N — показатель преломления среды, ω — частота, A_0 — амплитуда векторного потенциала электромагнитной волны, c — скорость света в вакууме.

В случае непрямых переходов из полностью заполненной валентной зоны в пустую зону проводимости для вероятности переходов во втором приближении теории квантовых переходов имеет место выражение [7]

$$W = \frac{2\pi}{\hbar V} \sum_{i f m} \frac{|M_{fm}|^2 \cdot |M_{mi}|^2}{(\epsilon_m - \epsilon_i - \hbar\omega)^2} \cdot \delta(\epsilon_f - \epsilon_i - \hbar\omega), \quad (2)$$

где V — объем системы, M_{fm} — матричный элемент взаимодействия НЗ с дислокацией для перехода из промежуточного состояния (m) в конечное состояние (f), M_{mi} — матричный элемент взаимодействия НЗ с электромагнитным полем для перехода из начального состояния (i) в промежуточное, $\epsilon_i, \epsilon_m, \epsilon_f$ — энергии НЗ в соответствующих состояниях, а наличие дельта-функции обеспечивает выполнение закона сохранения энергии для всего перехода в целом.

Предположим, что максимум валентной зоны находится в центре зоны Бриллюэна $k=0$, а минимум зоны проводимости — в точке $k=k_0$.

Рассмотрим сначала переходы, когда при поглощении кванта энергии $\hbar\omega$ электрон из области $k \approx 0$ валентной зоны совершает прямой "оптический" переход в промежуточное виртуальное состояние в области $k' \approx 0$ зоны проводимости, откуда, провзаимодействовав с дислокацией, переходит в конечное состояние $k'' \approx k_0$ в области минимума зоны проводимости (переходы " $v \rightarrow c \rightarrow c''$ ").

Воспользовавшись выражением для гамильтониана взаимодействия электрона с электромагнитной волной [6], "оптический" матричный элемент перехода можно представить в форме

$$M_{mi} \equiv M_{cv}(k) = \frac{e}{m_0 c} A_0 \cdot \mathbf{e} \mathbf{p}_{cv}(k), \quad (3)$$

где m_0 — масса свободного электрона, $\mathbf{e}$ — вектор поляризации свето-

вой волны, $p_{cv}(\mathbf{k})$ — матричный элемент перехода для импульса.

Как известно (см., например, [8]), энергия взаимодействия НЗ с прямолинейной дислокацией зависит только от полярных координат в плоскости, перпендикулярной оси дислокации (ось z). Ввиду такой двумерности матричный элемент рассеяния электрона, рассчитанный на нормированных на объем образца плоских волнах в зоне проводимости, отличен от нуля только для переходов с сохранением компоненты волнового вектора электрона вдоль оси дислокации, т.е., имеет место "правило отбора"

$$k'_z = k_z. \quad (4)$$

Таким образом, матричный элемент взаимодействия электрона с дислокацией можно представить в виде

$$M_{jm} \equiv M_{cr} = \frac{2\pi}{S} V(\mathbf{q}_\perp) \cdot \delta_{k_z, k'_z}, \quad (5)$$

где S — площадь образца, δ_{k_z, k'_z} — символ Кронекера, $\mathbf{q}_\perp = \mathbf{k}'_\perp - \mathbf{k}_\perp$ — изменение волнового вектора электрона при рассеянии,

$$V(\mathbf{q}_\perp) = \int \exp(i \mathbf{q}_\perp \cdot \mathbf{r}_\perp) V(\mathbf{r}_\perp) d\mathbf{r}_\perp \quad (6)$$

— двумерный фурье-образ энергии взаимодействия НЗ с дислокацией.

Входящий в (2) энергетический знаменатель можно представить в виде

$$\varepsilon_c(\mathbf{k}) - \varepsilon_v(\mathbf{k}) - \hbar\omega = \varepsilon_0 - \hbar\omega + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v}, \quad (7)$$

где ε_0 — ширина запрещенной зоны в центре зоны Бриллюэна, m_c (m_v) — эффективная масса электрона (дырки). При исследовании края поглощения, когда $\hbar\omega \geq \varepsilon_g$ (ширины запрещенной зоны), учитывал, что $\varepsilon_0 > \varepsilon_g$, в (7) можно пренебречь кинетическими энергиями электрона и дырки по сравнению с разностью $\varepsilon_0 - \hbar\omega$.

Предположим, что изоэнергетические поверхности энергии вблизи минимумов имеют вид эллипсоидов вращения. Тогда аргумент дельта-функции в (2) можно записать в форме

$$\varepsilon_c(\mathbf{k}') - \varepsilon_v(\mathbf{k}) - \hbar\omega = \varepsilon_g - \hbar\omega + \frac{\hbar^2(\mathbf{k}'_{\perp} - \mathbf{k}_{0\perp})^2}{2m_{\perp}} + \frac{\hbar^2 k_z'^2}{2m_{\parallel}} + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_{\perp}^2}{2m_v} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_v}, \quad (8)$$

где $m_{\perp}, m_{\parallel}$ — поперечная и продольная эффективные массы электрона в точке $\mathbf{k}_0$, соответственно, m_v — эффективная масса дырки в точке $\mathbf{k}=0$. В (8) учтено, что согласно правилу отбора (4), $k_{0z}=0$, т.е. рассеяние происходит на дислокациях, ось которых направлена перпендикулярно вектору $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_{0\perp}$.

Перейдем к расчету коэффициента поглощения.

В случае "разрешенных" переходов, когда $|\mathbf{e}\mathbf{p}_{cv}(0)| \neq 0$, выражение для вероятности переходов можно представить в виде

$$W_1 = \frac{B \cdot |A_0|^2}{(\varepsilon_0 - \hbar\omega)^2} \int dk_z d\mathbf{k}_{\perp} d\varphi \cdot I(\varphi), \quad (9)$$

где

$$B = \frac{e^2}{\pi^2 \hbar S m_0^2 c^2} \cdot |\mathbf{e}\mathbf{p}_{cv}(0)|^2, \quad (10)$$

$$I(\varphi) = \frac{2m_{\parallel}}{\hbar^2} \int k'_{\perp} dk'_{\perp} \left| V(\mathbf{k}'_{\perp} - \mathbf{k}_{\perp}) \right|^2 \cdot \delta \left\{ (\mathbf{k}'_{\perp} - \mathbf{k}_{0\perp})^2 + \frac{m_{\perp}}{m_v} \mathbf{k}_{\perp}^2 - \frac{2m_{\perp}}{\hbar^2} A \right\}, \quad (11)$$

$$A = \hbar\omega - \varepsilon_g - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} = a_0 - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}, \quad (12)$$

$$A_0 = \hbar\omega - \varepsilon_g, \quad (13)$$

$$m^{*-1} = m_v^{-1} + m_{\parallel}^{-1} \quad (14)$$

В (11) угол φ отсчитывается от направления $\mathbf{k}_0$. После несложных вычислений для $I(\varphi)$ получим выражение

$$I(\varphi) \equiv |V(k_0)|^2 \cdot (\varphi_0^2 - \varphi^2)^{-1/2}, \quad (15)$$

где

$$\varphi_0 = \left(\frac{2m_{\perp}}{\hbar^2 k_0^2} \right)^{1/2} \left(A - \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_v} \right)^{1/2} \quad (16)$$

При выводе (15) было предположено, что дислокационный потенциал обладает цилиндрической симметрией, вследствие чего его фурье-образ зависит только от модуля передаваемого импульса. Из (16) и (12) следует, что при данной частоте возможные значения величины k_z находятся в области

$$0 \leq |k_z| \leq \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} A_0 \right)^{1/2} \quad (17)$$

После выполнения интегрирований и учета всех рассеивающих дислокаций в образце, для коэффициента поглощения при "разрешенных" переходах получаем:

$$\alpha_{\text{раз}}(\omega) = D \cdot n_D |V(k_0)|^2 (\hbar\omega - \varepsilon_g)^{3/2} \quad (18)$$

где n_D — плотность рассеивающих дислокаций, а коэффициент

$$D = \frac{2\pi e^2 r |e p_{cv}(0)|^2 m_{\perp}}{m_0^2 c N \omega \hbar^2 (\varepsilon_0 - \hbar\omega)^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2} \right)^{3/2} \cdot \frac{\gamma^{3/2}}{(1+\gamma)^{1/2}} \quad (19)$$

— медленно меняющаяся у края поглощения функция частоты. В (19) введены обозначения: r — число долин, $\gamma = m_v / m_{\parallel}$.

Следует заметить, что помимо рассмотренных выше переходов " $v \rightarrow c \rightarrow c$ ", имеют место также переходы, когда электрон из точки k_0 валентной зоны совершает прямой переход в минимум зоны проводимости, а образовавшаяся при этом дырка, взаимодействуя с дислокацией, переходит в область максимума валентной зоны $k \approx 0$ (переходы " $v \rightarrow c \rightarrow v$ "). Такие переходы можно учесть, включая в выражение для D (19) слагаемое, пропорциональное величине $[\varepsilon_g(k_0) - \hbar\omega]^{-2}$, где $\varepsilon_g(k_0)$ — ширина запрещенной зоны в точке k_0 . В большинстве полупроводников $\varepsilon_g(k_0) > \varepsilon_0$, поэтому при исследовании края поглощения ($\hbar\omega \geq \varepsilon_g$) вкладом " $v \rightarrow c \rightarrow v$ " переходов в коэффициент поглощения можно пренебречь.

При рассеянии на фононах коэффициент поглощения для "разрешенных" переходов вблизи края поглощения пропорционален $(\hbar\omega - \varepsilon_g \pm E_{ph})^2$, где E_{ph} — энергия фонона. Изменение частотной зависимости коэффициента поглощения для рассматриваемого

дислокационного механизма есть следствие сохранения составляющей квазиимпульса электрона вдоль оси дислокации в акте рассеяния.

Следует заметить, что как и при фононном механизме рассеяния, частотная зависимость коэффициента поглощения получена в пренебрежении экситонными эффектами [6].

Согласно (18), коэффициент поглощения пропорционален плотности дислокаций n_D и квадрату двумерного фурье-образа энергии взаимодействия, характеризующего интенсивность взаимодействия НЗ с дислокацией.

При рассеянии на краевых дислокациях, описываемых в рамках модели экранированной заряженной нити, потенциальная энергия электрона в поле дислокации дается выражением [9]

$$V(r_{\perp}) = \frac{2e^2 f}{\epsilon a} K_0(\lambda r_{\perp}) \equiv v_0 K_0(\lambda r_{\perp}), \quad (20)$$

где f — коэффициент заполнения связей, ϵ — диэлектрическая постоянная полупроводника, a — постоянная решетки, $K_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя второго рода нулевого порядка, $\lambda = (4\pi e^2 n / k_B T \epsilon)^{1/2}$ — параметр экранирования, n — концентрация НЗ, T — температура.

С помощью (20), (6) и (18) для коэффициента поглощения при рассеянии на краевых дислокациях получим

$$\alpha_{\text{ед}}(\omega) = D \cdot n_D \frac{v_0^2}{(\lambda^2 + k_0^2)^2} (\hbar\omega - \epsilon_g)^{3/2}. \quad (21)$$

Температурная зависимость $\alpha_{\text{ед}}(\omega)$, помимо слабой зависимости $\epsilon_g(T)$, обусловлена в основном множителем f^2 , поскольку, как правило, $k_0 \sim a^{-1}$ и при физически разумных значениях n и T имеет место неравенство $\lambda \ll k_0$.

При рассеянии на винтовых дислокациях, описываемых потенциалом [10]

$$V(r_{\perp}) = \frac{\alpha}{r_{\perp}} \quad (22)$$

где α — феноменологическая постоянная, для коэффициента

поглощения получается выражение

$$\alpha_{\text{в}}(\omega) = D \cdot n_D \frac{\alpha^2}{k_0^2} (\hbar\omega - \varepsilon_g)^{3/2} \quad (23)$$

Как следует из (21) и (23), из-за сильной зависимости коэффициента поглощения от величины k не прямые переходы затруднены ввиду необходимости передачи значительных ($\sim \hbar k_0$) квазиимпульсов в акте рассеяния.

Сравним коэффициенты поглощения при рассеянии НЗ на краевых дислокациях и на фононах. Воспользуемся выражением для коэффициента поглощения при рассеянии на фононах [11] (случай поглощения фонона) и выражением (21)

$$\frac{\alpha_{\text{ед}}}{\alpha_{ph}} = B \cdot \left(\frac{\varphi_0}{E_1} \right) \cdot \frac{n_D a^2}{N_{ph}} \cdot \left(\frac{E_{ph}}{\hbar^2 / Ma^2} \right)^{1/2} \cdot \frac{\left(\frac{\hbar\omega - \varepsilon_g}{E_{ph}} \right)^{3/2}}{\left(\frac{\hbar\omega - \varepsilon_g}{E_{ph}} + 1 \right)^2} \quad (24)$$

где E_1 — постоянная потенциала деформации, N_{ph} — среднее число фононов, $M = \rho a^3$ — масса элементарной ячейки, ρ — плотность полупроводника,

$$B = \frac{12\pi^2 \gamma^2}{r(1+\gamma)^{1/2} (k_0 a)^6} \left(\frac{2M}{m_v} \right)^{1/2} \quad (25)$$

Для германия ($m_v = 0,33m_0$, $E_1 \approx 3 \text{ эВ}$, $r = 4$, $v_0 \approx 0,03 \text{ эВ}$, $\gamma = 0,2075$, $k_0 a = \pi\sqrt{3}$, $a = 5,657 \text{ А}$, $\rho = 5,32 \text{ г/см}^3$), в случае поглощения НЗ поперечного акустического фонона с энергией $E_{ph} = 7,7 \text{ мэВ}$ [11], отношение (24) будет порядка единицы для энергии кванта падающего излучения $\hbar\omega \leq \varepsilon_g + E_p$ (испускание отсутствует) при температуре

$$T_0 \approx \frac{89}{11 + \ln \frac{n_{D\text{max}}}{n_D}} (K), \quad (26)$$

где $n_{D\max} = 10^{13} \text{ см}^{-2}$. При $n_D / n_{D\max} \approx 10^{-6}$ $T_0 \approx 3,6 \text{ К}$. В случае поглощения с участием продольного акустического фонона с энергией $E_p = 27 \text{ мэВ}$ [11], при тех же концентрациях дислокаций для температуры получаем $T_0 \approx 12,9 \text{ К}$.

Ввиду слабой (логарифмической) зависимости T_0 от концентрации дислокаций можно утверждать, что дислокационный механизм непрямого поглощения может конкурировать с фононным механизмом только при температурах $T \lesssim T_0$.

Для "запрещенных" переходов, когда $|\epsilon_{cv}(0)| = 0$, вероятность межзонных переходов пропорциональна величине $|\epsilon_{cv}(k)|^2 = k^2 \cdot \left| \nabla_{\mathbf{k}} \epsilon_{cv}(k) \right|_{k=0}^2$, что приводит к следующему выражению для коэффициента поглощения:

$$\alpha_{\text{зап}} = D' \cdot n_D |V(k_0)|^2 \cdot (\hbar\omega - \epsilon_g)^{5/2} \quad (27)$$

где D' — медленно меняющаяся у края поглощения известная функция частоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.Смит. Полупроводники. М., Мир, 1982.
2. I.Bardeen, F.Blatt, L.H.Hall. Proceedings of Atlantic City Photoconductivity Conference, New York, 146 (1954).
3. Е.М.Казарян. Physics Letters, 19, 471 (1965).
4. А.А.Киракосян, Э.А.Саркисян. ФТП, 11, 1629 (1977).
5. А.А.Киракосян, Э.А.Саркисян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 13, 444 (1978).
6. Оптические свойства полупроводников. Под ред. Р.Уилларсона и А.Бира, М., Мир, 1970.
7. А.И.Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М., Наука, 1978.
8. Дж.Хирт, Й.Лоте. Теория дислокаций, М., Атомиздат, 1972.
9. В.Л.Бонч-Бруевич, В.Б.Гласко. ФТТ, 3, 36 (1961).
10. В.Л.Бонч-Бруевич. ФТТ, 3, 47 (1961).
11. Т.Мосс, Г.Баррел, Б.Эллис. Полупроводниковая оптоэлектроника. М., Мир, 1976.

LIGHT ABSORPTION IN A SEMICONDUCTOR, CONTAINING DISLOCATIONS, IN NONDIRECT INTERBAND TRANSITIONS

A. A. KIRAKOSIAN, M. K. KOUMASHIAN, K. A. MKHOIAN, H. A. SARGSIAN

A new mechanism of the light absorption caused by interaction of charge carriers with the line dislocations in the nondirect interband transitions is suggested.

The absorption coefficient is calculated, the frequency dependence of which is given by the factor $(\hbar\omega - \varepsilon_g)^{3/2}$ (ω is the light frequency, ε_g is the forbidden band gap), and the comparison with the absorption coefficient for the phonon mechanism is made.

ԼՈՒՅՍԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԴԻՍԼՈԿԱՅԻԱՆԵՐ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ԿԻՍԱՀԱԴՈՐԴՉՈՒՄ ՈՉ ՈՒԴԻՂ ՄԻՋԳՈՏԻԱԿԱՆ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Մ. Ղ. ԴՈՒՄԱՇՅԱՆ, Կ. Ա. ՄԽՈՅԱՆ, Հ. Ա. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Առաջարկված է լույսի կլանման նոր մեխանիզմ, պայմանավորված ոչ ուղիղ միջգոտիական անցումների դեպքում գծային դիսլոկացիաների հետ լիցքակիրների փոխազդեցությամբ: Հաշվված է կլանման գործակիցը, որի հաճախային կախումը արվում է $(\hbar\omega - \varepsilon_g)^{3/2}$ արտադրելով (ω -ն լույսի հաճախությունն է, ε_g -ն՝ կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնությունը) և կատարված է համեմատություն ֆոնոնային մեխանիզմի դեպքում կլանման գործակցի հետ:

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ НА ПЕРЕХОДЕ ПОЛУПРОВОДНИК—ЭЛЕКТРОЛИТ

А.Г.САРКИСЯН

Ереванский государственный университет

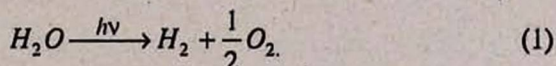
(Поступила в редакцию 26 июня 1994г.)

В обзорной статье рассматриваются проблемы, связанные с разработкой фотоэлектрохимических преобразователей солнечной энергии, приводятся результаты исследований полупроводниковых фотоэлектродов, полученные нами за последние 10 лет.

1. Введение

Современный этап развития энергетики характеризуется необходимостью решения проблемы защиты окружающей среды, поисками путей экономного расходования энергии, необходимостью использования новых, нетрадиционных источников энергии. В этой связи значительными представляются возможности солнечной энергии, процесс преобразования которой является экологически чистым, безотходным, не изменяет теплового баланса Земли.

Одним из способов использования солнечной энергии является ее фотоэлектрохимическое (ФЭХ) преобразование, основанное на проведении за счет энергии Солнца реакции фоторазложения воды (фотоэлектролиза):



Процесс фоторазложения воды инициируется подходящими фотокатализаторами, каковыми, в частности, являются фоточувствительные полупроводниковые электроды.

Основополагающими работами в области использования полупроводников в качестве фотокатализаторов разложения воды являются работы Фудзишимы и Хонды [1]. В 1972 году они впервые показали возможность фотоэлектролиза под действием солнечного света в ФЭХ ячейке, в которой монокристаллический TiO_2 -электрод,

соединенный с электродом из платиновой черни, освещался ближним ультрафиолетом. К настоящему времени в этой области проведены обширные качественные и количественные исследования, результаты которых освещены, в частности, в ряде обзоров [2-7].

2. Фотоэлектролиз воды

Фотоэлектролиз воды осуществляется в ФЭХ ячейке. Для ее создания полупроводниковый фотоэлектрод в паре с вспомогательным электродом погружаются в водный электролит. В результате установления термодинамического равновесия на межфазной границе внутри тонкой поверхностной области полупроводника образуется область пространственного заряда. При освещении электрода фотонами с энергией большей, чем ширина запрещенной зоны полупроводника, генерируются электрон-дырочные пары. В полупроводнике n-типа электрическое поле области пространственного заряда направляет фотогенерированные дырки к межфазной границе, а электроны — внутрь электрода (рис.1а). В полупроводниках p-типа протекает обратный процесс. При наличии

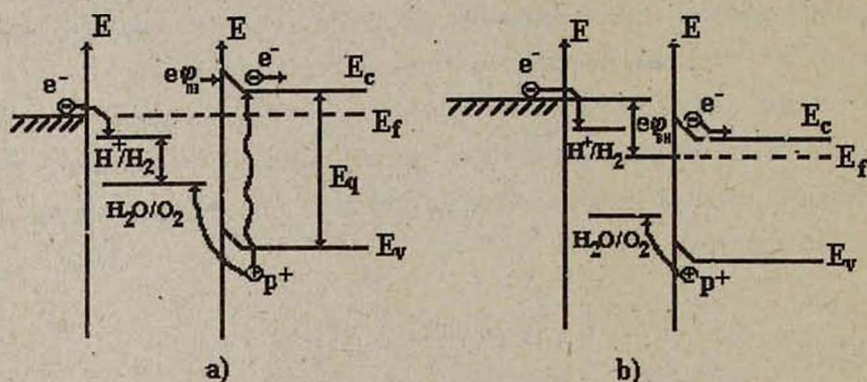
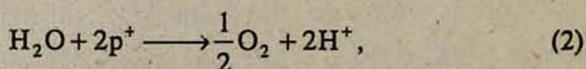
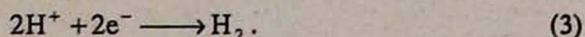


Рис.1. Энергетическая диаграмма ФЭХ ячейки с n-типа полупроводниковым фотоанодом и металлическим противоэлектродом, работающей без (а) и с внешним смещением (б).

в растворе редокс пар H_2O/O_2 и H^+/H_2 дырки на поверхности полупроводника вступают в реакцию окисления воды



а электроны противозлектрода восстанавливают водород:



Суммарная реакция (1) является запаасающим химическую энергию процессом. Если потенциал плоских зон $\Phi_{\text{пз}}$ полупроводникового электрода недостаточно отрицателен для выделения водорода, то для прохождения фотоэлектролиза прикладывается смещение от внешнего источника энергии (рис.16).

3. Эффективность ФЭХ элемента

ФЭХ метод преобразования солнечной энергии сможет найти применение в том случае, если стоимость получаемого таким путем водорода не будет превышать стоимость водорода, произведенного другими способами. На пути повышения эффективности ФЭХ установок наиболее острой является проблема согласования энергетики электрохимической реакции со спектром солнечного излучения. Распределение фотонов по энергиям в солнечном спектре таково, что теоретический максимум конверсии энергии составляет 30 % для ширины запрещенной зоны полупроводника, равной 1,1-1,4 эВ. Учет же энергетического баланса ФЭХ ячейки

$$E_g = 1,23 \text{ эВ} + eV_B + (E_c - E_F) + e\eta_c + e\eta_a, \quad (4)$$

где V_B — изгиб энергетических зон, E_c и E_F — энергии дна зоны проводимости и уровня Ферми, η_c и η_a — катодное и анодное перенапряжения, e — заряд электрона, приводит к минимальной величине ширины запрещенной зоны $E_g \sim 2-2,5$ эВ.

Трудности на пути повышения КПД обуславливаются также тем, что эффективность фотоэлектролиза определяется совокупностью многих факторов, касающихся как непосредственно свойств полупроводникового фотоэлектрода, так и процессов, протекающих на межфазной границе. Одновременно с требованием к запрещенной зоне полупроводниковый фотоэлектрод должен проявлять стабильность в контакте с электролитом как при освещении, так и в темноте, иметь необходимый для самопроизвольного прохождения фотоэлектролиза потенциал плоских зон, обладать высокой квантовой

эффективностью.

Ни один из исследованных до настоящего времени полупроводниковых материалов не обладает одновременно всем набором параметров, необходимых для эффективного прохождения фотоэлектролиза. Однако проведенные исследования позволяют проследить зависимость физикохимических процессов на межфазной границе от электрофизических параметров полупроводника. Так, например, полученное для фототока выражение [8]

$$I = e\Phi_0 \left[1 - \frac{\exp(-\alpha W)}{1 + \alpha L_p} \right], \quad (5)$$

где Φ_0 — поток фотонов, α — коэффициент поглощения, L_p — диффузионная длина носителей заряда, W — ширина области пространственного заряда, с учетом связей

$$L_p = \left(\frac{\mu_p}{\mu_p + \mu_n} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{\epsilon \epsilon_0 kT}{e^2 N_d} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

и

$$W = \left(\frac{2\epsilon \epsilon_0}{e N_d} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\phi - \phi_{пз} - \frac{kT}{e} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

где μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок, N_d — концентрация доноров, ϕ — электродный потенциал, ϵ — диэлектрическая проницаемость, позволяет проследить зависимость полной фоточувствительности полупроводника от его электрофизических параметров.

4. Полупроводниковые фотоаноды

В настоящее время в качестве фотоанодов исследовано большое число полупроводниковых материалов [8-18]. Ниже приводятся результаты исследований полупроводниковых фотоанодов на основе окислов TiO_2 , ZnO , SrTiO_3 и Fe_2O_3 . Применение этих материалов обусловлено следующими их свойствами.

Фотоэлектрод TiO_2 , несмотря на широкую запрещенную зону ($E_g \sim 3$ эВ) и недостаточно отрицательный потенциал плоских зон, остается в центре внимания исследователей как модельный электрод

для отработки теоретических и методических основ процесса фотоэлектролиза благодаря химической устойчивости, высокой квантовой эффективности и относительной простоте изготовления.

Перспективность применения SrTiO_3 обусловлена достаточно отрицательным потенциалом плоских зон, позволяющим использовать эти фотоэлектроды без приложения энергии извне.

Простота изготовления фотоэлектродов ZnO , а также сравнительно большие значения подвижности носителей заряда делают их перспективными для исследований фотоэлектролиза.

Интерес к Fe_2O_3 обусловлен шириной ее запрещенной зоны, оптимальной как с точки зрения эффективной утилизации солнечной энергии, так и с точки зрения энергетического баланса ФЭХ ячейки. Fe_2O_3 - один из немногочисленных устойчивых к фотокоррозии узкозонных материалов.

Указанные окислы при комнатной температуре являются диэлектриками. Требуемые для фотоэлектролиза воды полупроводниковые фазы изготавливаются путем их частичного восстановления в разных средах или легирования электроактивными примесями. Подробно технологические режимы синтеза, позволяющие путем частичного восстановления или легирования получать эффективные керамические фотоэлектроды на основе оксидных полупроводников TiO_2 , ZnO , SrTiO_3 , Fe_2O_3 , а также исследования характера образования фаз и природы дефектов, возникающих при восстановлении или легировании, приведены в работах [19-30].

5. Электрофизические свойства

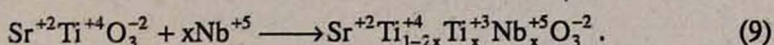
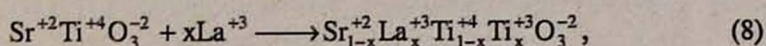
Удельное сопротивление стехиометрических TiO_2 , ZnO , SrTiO_3 , Fe_2O_3 при комнатной температуре $\sim 10^9$ - 10^{14} Ом·см. Частичное восстановление, а также легирование приводят к увеличению удельной электропроводности на 10-14 порядков и превращению их в полупроводник. Возникновение полупроводниковых свойств обусловлено переменной валентностью катионов и объясняется с точки зрения управления валентностью. Так, например, при легировании SrTiO_3 металлами, радиус ионов которых близок к радиусу ионов Sr^{+2} , а валентность выше, чем у них (La^{+3} , Sm^{+3} ...),

Таблица

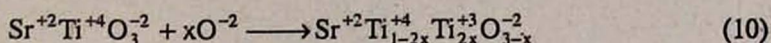
Состав фотоэлектрода	$\sigma, \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$	$\mu, \text{ см}^2/\text{В.с}$	$N_{d3}, \text{ см}^{-3}$	$W \cdot 10^{-6}, \text{ см}$	$L_n \cdot 10^{-7}, \text{ см}$	$L_e \cdot 10^{-7}, \text{ см}$	$L \cdot 10^{-7}, \text{ см}$	$\eta, \%$
$\text{TiO}_{1,993}$	3,85	0,20	$7,8 \cdot 10^{19}$	-	-	-	-	1,5
$\text{Ti}_{0,996}\text{Re}_{0,004}\text{O}_2$	7,14	9,8	$2,8 \cdot 10^{18}$	6,20	3,90	0,16	16,6	1,35
$\text{Ti}_{0,9912}\text{Nb}_{0,0088}\text{O}_2$	7,00	0,33	$4,5 \cdot 10^{19}$	1,35	0,89	3,38	3,6	0,9
$\text{Ti}_{0,99}\text{Cr}_{0,01}\text{O}_2$	0,97	0,12	$4,0 \cdot 10^{18}$	4,50	30,80	0,11	12,1	0,2
$\text{Ti}_{0,99}\text{Mn}_{0,01}\text{O}_2$	0,98	10,40	$5,9 \cdot 10^{17}$	-	-	-	-	2,0
* SrTiO_{3-x} (монокристалл)	4,50	9,00	$3,1 \cdot 10^{18}$	-	-	-	-	0,9
* SrTiO_{3-x} (поликристалл)	0,23	1,90	$7,5 \cdot 10^{18}$	-	-	-	-	0,8
$\text{SrTiO}_{0,997}\text{La}_{0,003}\text{TiO}_3$	0,08	40,00	$1,3 \cdot 10^{16}$	-	-	-	-	1,1
$\text{ZnO}_{0,997}$	0,07	36,40	$1,2 \cdot 10^{16}$	41,0	11,0	9,3	17,0	1,5
$\text{Zn}_{0,99}\text{Y}_{0,01}\text{O}$	12,00	10,00	$2,0 \cdot 10^{19}$	-	-	-	-	0,8
$\text{Zn}_{0,99}\text{Al}_{0,01}\text{O}$	10,00	9,00	$7,0 \cdot 10^{18}$	-	-	-	-	0,8

* Температура восстановительного отжига этих образцов 1500°C.

также как и элементов, имеющих радиус ионов, близкий к радиусу ионов Ti^{+4} , и обладающих большей валентностью, чем валентность Ti^{+4} (Nb^{+5} , Ta^{+5} , Sb^{+5} ...), замещения в подрешетках стронция и титана протекают следующим образом:



Как при легировании, так и при частичном восстановлении



часть ионов Ti^{+4} переходит в трехвалентное состояние, обеспечивая условия для создания в запрещенной зоне $SrTiO_3$ донорных уровней, в результате чего образуется полупроводник n-типа.

Электрофизические свойства полупроводниковых образцов существенно зависят от условий синтеза, степени восстановления, рода и концентрации легирующей примеси. С исследованиями закономерностей изменения таких важных параметров, как концентрация и подвижность носителей заряда и, следовательно, электропроводность и диффузионная длина в зависимости от контролируемого примесно-дефектного состава можно ознакомиться в работах [22-33]. Значения электрофизических параметров некоторых фотоэлектродов приведены в таблице. Выявленные закономерности позволили найти оптимальные режимы синтеза и концентрации собственных дефектов и легирующих добавок, приводящие к значительному увеличению подвижности носителей заряда, что, в свою очередь, обуславливает повышение эффективности фотоэлектродов.

6. Фотоэлектрохимические характеристики

6.1. TiO_2

Основное направление исследований фотоэлектродов на основе TiO_2 связывается с попытками путем легирования создать длинноволновую fotocувствительность.

Легирование донорными примесями к существенному изменению области чувствительности фотоэлектродов TiO_2 не приводит. При введении же акцепторов (Cr, V, B, Mn) появляется fotocувствительность в длинноволновой области (рис.2), которая увеличивается с повышением содержания примеси [27-31].

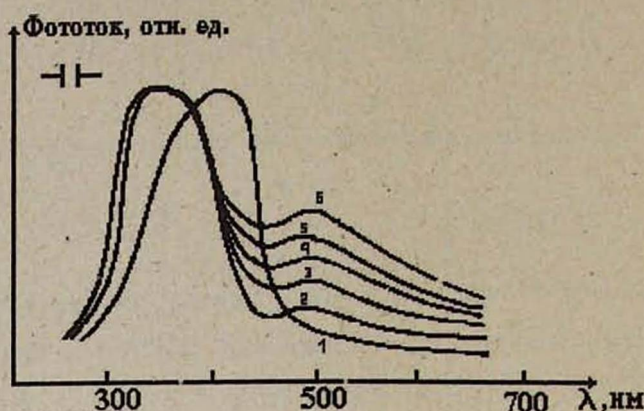


Рис.2. Спектральные характеристики фотоанодов:

- | | |
|--|--|
| 1 — TiO_{2-y} ; | 2 — $\text{Ti}_{0,998}\text{Cr}_{0,002}\text{O}_{2-y}$; |
| 3 — $\text{Ti}_{0,995}\text{Cr}_{0,005}\text{O}_{2-y}$; | 4 — $\text{Ti}_{0,99}\text{Cr}_{0,01}\text{O}_{2-y}$; |
| 5 — $\text{Ti}_{0,985}\text{Cr}_{0,015}\text{O}_{2-y}$; | 6 — $\text{Ti}_{0,975}\text{Cr}_{0,025}\text{O}_{2-y}$. |

Предложены механизмы ФЭХ разложения воды, обусловленные оптическими переходами с участием поверхностных состояний [29-30]. При наличии высокой плотности поверхностных состояний в нижней половине запрещенной зоны освещение светом с энергиями квантов, достаточными для возбуждения электронов с поверхностных уровней, приводит к их переходу в зону проводимости (рис.3а). Далее электроны увлекаются полем в глубину полупроводника, через омический контакт достигают металлического электрода и вступают в катодную реакцию. Дырки, локализованные непосредственно на поверхностных центрах, легко рекомбинируют с молекулами H_2O .

Повышение примесной fotocувствительности при увеличении концентрации легиранта связано с формированием примесной подзоны вблизи потолка валентной зоны (рис.3г), в которой

подвижность носителей заряда вследствие их некоторой

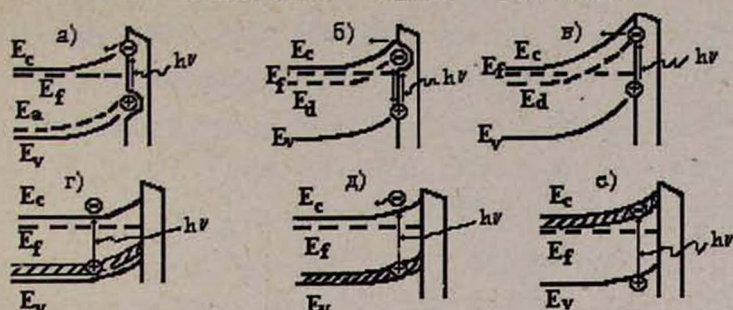


Рис.3. К механизму длинноволновой фоточувствительности.

делокализации увеличивается. Для сильнолегированных марганцем фотоэлектродов TiO_2 наряду с появлением длинноволновой фоточувствительности имеет место смещение максимума фоточувствительности в длинноволновую сторону из-за перекрытия примесной подзоны с валентной зоной (рис.3д).

Представляют интерес спектральные характеристики фотоэлектродов TiO_2 , легированных одновременно донорной (Nd) и акцепторной (Cr, V) примесями. Длинноволновая фоточувствительность таких фотоэлектродов в отдельных случаях превышает фоточувствительность, обусловленную основными переходами [30, 34]. Введение двух типов примесей приводит, однако, к сильному искажению кристаллической решетки, возникновению большого числа центров рассеяния, увеличению центров поверхностной рекомбинации. Указанные отрицательные последствия двойного легирования превалируют над вкладом длинноволновой фоточувствительности, в результате чего КПД этих фотоэлектродов остается низким.

6.2. ZnO

Для фотоэлектродов на основе ZnO примесями, приводящими к появлению длинноволновой фоточувствительности, являются Al и Y [22, 29, 30]. При введении в ZnO примеси Al происходит также заметный сдвиг максимума фоточувствительности в сторону длинных

волн. Введение Al создает высокую плотность поверхностных состояний в верхней половине запрещенной зоны полупроводника. При освещении квантами с соответствующей энергией становится возможным возбуждение валентного электрона у поверхности на эти состояния (рис.3б). Фототок обеспечивается последующим туннелированием электронов в зону проводимости. Для обеспечения значительного фототока необходимо, чтобы темп туннелирования возбужденных электронов в зону проводимости превышал темп их рекомбинации с дырками валентной зоны. С приложением анодного смещения фоточувствительность в примесной области увеличивается, что связано с повышением вероятности туннельных переходов вследствие увеличения приповерхностного изгиба зон и, соответственно, уменьшения ширины потенциального барьера (рис.3в). Вместе с тем образовавшиеся в валентной зоне свободные дырки ввиду наличия сильного поля достигают поверхности полупроводника и принимают участие в ФЭХ реакции.

6.3. SrTiO_3

Для фотоэлектродов SrTiO_3 значительное расширение области фоточувствительности и смещение края поглощения в сторону больших волн имеет место при легировании 0,3 ат.% La [25]. Кроме того, смещение области фоточувствительности в длинноволновую область для фотоэлектродов SrTiO_3 достигается также за счет сужения запрещенной зоны путем замещения в анионной подрешетке галогеном (фтор). Так как 2р-уровни фтора расположены выше 2р-уровней кислорода, то частичное замещение кислорода фтором приводит к поднятию валентной зоны в сторону зоны проводимости. Преимущество этого метода заключается в том, что сужение запрещенной зоны не сопровождается сдвигом потенциала плоских зон в сторону положительных значений, что имеет место при легировании [30].

Анализ частотной зависимости комплексного импеданса позволил выбрать эквивалентную схему ФЭХ ячейки с полупроводниковым фотоэлектродом на основе SrTiO_3 и рассчитать такие ес

параметры, как емкость области пространственного заряда, сопротивление утечки образующегося на границе раздела барьера Шоттки и последовательные омические сопротивления, параметры RC-цепочки, описывающей поверхностные состояния [35].

6.4. Fe_2O_3

Потенциал плоских зон фотоэлектродов Fe_2O_3 изменяется в широких пределах в зависимости от рода и концентрации введенной примеси, а также условий синтеза, оставаясь, однако, всегда положительнее потенциала выделения водорода [26,30,32].

Наличие в образцах из легированной Fe_2O_3 двух типов донорных центров, отличающихся энергией активации, приводит к нарушению зависимости Мотта-Шоттки для вольт-емкостных характеристик, а также их частотной дисперсии (рис.4) [36]. Подробно расчет вольт-емкостной характеристики контакта полупроводник-электролит с учетом наличия в полупроводнике двух типов донорных центров приведен в [37]. Отметим только, что ход C^{-2} -ф характеристики в переходной области "включения" глубоких уровней зависит от их энергии активации и от соотношения между концентрациями двух типов центров. Релаксационные эффекты глубоких уровней приводят к частотной дисперсии вольт-емкостной характеристики.

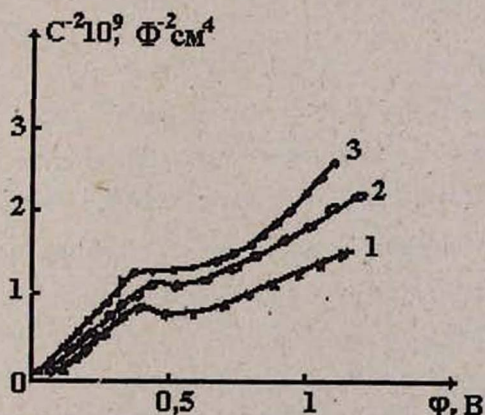


Рис.4. Зависимость обратного квадрата емкости от электродного потенциала для $\text{Fe}_2\text{O}_3/\text{Zn}$ на частотах, Гц: 1 - 100, 2 - 500; 3 - 1000, $\text{pH}=1,4$.

Исследования спектрального распределения квантовой эффективности фотоэлектродов из легированной Fe_2O_3 позволили установить наличие в фотоэлектродах как непрямых, так и прямых оптических переходов, рассчитать их ширину и коэффициент поглощения и оценить диффузионную длину неосновных носителей заряда [38].

7. Эффективность фотоанодов и фотоэлектролизные установки

Оптимизация электрофизических и ФЭХ характеристик керамических фотоэлектродов на основе полупроводниковых окислов позволила существенно повысить их эффективность. Так, в частности, найдены оптимальные концентрации собственных и примесных дефектов, обеспечивающие одновременно минимальные омические потери, достаточно отрицательный потенциал плоских зон, максимальные значения диффузионной длины L_p , дрейфовой длины L_e , а также глубины слоя L , из которого фотогенерированные дырки доходят до межфазной границы. Среди частично восстановленных наибольший КПД (~1,5%) имеют электроды с оптимальной концентрацией собственных дефектов, соответствующей составам $\text{TiO}_{1,993}$ и $\text{ZnO}_{0,997}$. На фотоэлектродах TiO_2 , содержащих 1 ат.% Mn, реализован рекордный для керамических фотоэлектродов КПД ~2%. Уменьшение ширины запрещенной зоны при фторировании позволило повысить КПД фотоэлектродов из SrTiO_3 до 1,4%.

Сконструированы фотоэлектролизные установки для прямого преобразования солнечной энергии в водородную. Установки имеют разные конструкции (с концентратором и без него) и разные площади полупроводниковой матрицы (100-1000 см^2). Производительность установки без солнечного концентратора с фотоматрицей на основе TiO_2 площадью 1000 см^2 при интенсивности солнечного излучения 90 мВт/см^2 составляет 0,32 л/час водорода.

8. Полупроводниковые фотокатоды

В качестве фотокатодов в ФЭХ ячейках исследованы полупроводники p-типа InP , GaP , GaAs и др. [39-43]. Почти все

испытанные фотокатоды требуют приложения высокого внешнего смещения, что существенно снижает КПД преобразования световой энергии, к тому же большинство из них подвержено фоторазложению.

Открытие в 1986 году Дж.Беднорцем и К.Мюллером высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) открыло новые возможности в области создания фотокатодов. Дело в том, что образцы ВТСП керамики в нормальном состоянии являются вырожденными полупроводниками р-типа и могут быть использованы для изготовления фотокатодов.

Были синтезированы керамические образцы ВТСП керамики в системах $Y-Ba-Cu-O$ и $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ [44-47]. Ширина запрещенной зоны этих образцов, оцененная из спектральной характеристики, близка к 1,5 эВ, что практически соответствует оптимальному для преобразования солнечной энергии значению.

Электроды на основе ВТСП керамики были использованы в двух режимах: в качестве фотокатода в паре с Pt противоэлектродом и в качестве катода в паре с фотоанодами на основе TiO_2 или $SrTiO_3$. Величины фототоков в первом режиме меньше, чем фототок обычно применяемых фотокатодов вследствие неоптимальной величины сопротивления образцов ВТСП керамики. Фототоки во втором режиме составляли 50-70% от фототоков, получаемых при использовании Pt противоэлектрода. Подробно результаты исследований фотоэлектродов на основе ВТСП керамики освещены в [48-50].

9. Заключение

К настоящему времени исследован широкий круг полупроводниковых фотоэлектродов и создана довольно полная картина ФЭХ поведения полупроводниковых материалов. Наряду с углублением знаний теоретических основ дальнейшие исследования будут связаны с возможностями оптимизации электрофизических и ФЭХ характеристик уже исследованных полупроводниковых материалов, с поисками путей получения новых материалов с оптимальной шириной запрещенной зоны. Перспективными являются исследования

возможностей расширения области фоточувствительности широкозонных окислов путем их фторирования.

Что касается р-типа полупроводников, то здесь многообещающими являются дальнейшие исследования образцов на основе ВТСП керамики, относительно слабая фотокоррозия и хорошая спектральная характеристика которых позволяют надеяться на возможность их эффективного применения как в качестве катодов, так и вместо дорогостоящих платиновых противоэлектродов.

Выражаю глубокую благодарность фонду Джона Д. и Кэтрин Т. Макартугов за поддержку в выполнении данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Fujishima, K.Honda. *Nature*, **238**, 37 (1972).
2. H.P.Maruska, A.K.Ghosh. *Solar Energy*, **20**, 443 (1978).
3. M.Tomkiewicz, H.Fay. *Appl.Phys.*, **18**, 1 (1979).
4. Ю.Я.Гуревич, Ю.В.Плесков. *Фотоэлектрохимия полупроводников*, М., "Наука", 1983.
5. М.Гретцель. *Энергетические ресурсы сквозь призму фотохимии и катализа*, М., "Мир", 1986.
6. В.М.Арутюнян. *УФН*, **158**, 255 (1989).
7. Ю.В.Плесков. *Фотоэлектрохимическое преобразование солнечной энергии*, М., "Химия", 1990.
8. M.A.Butler. *J.Appl.Phys.*, **48**, 1914 (1977).
9. H.H.Kung, H.S.Jarett, A.W.Sleight, A. Ferretti. *J.Appl Phys.*, **48**, 2463 (1977).
10. K.Rajeshwar, P.Singh, I.Dubow. *Electrochim. Acta*, **23**, 1117 (1978).
11. R.Memming. *Electrochim. Acta*, **25**, 77 (1980).
12. D.E.Scaife. *Solar Energy*, **25**, 41 (1980).
13. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, В.М.Аракелян, Р.С.Акопян, А.О.Аракелян, Р.С. Вартанян. *Изв. АН Арм. ССР, Физика*, **15**, 221 (1980).
14. J.M.Kowalski, H.L.Tuller. *Ceram. Int.*, **7**, 55 (1981).
15. S.Chandra, R.K.Pandey. *Phys. Stat. Solidi (a)*, **72**, 415 (1982).
16. O.Caporaletti. *Solar Energy Mater.*, **7**, 65 (1982).
17. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, В.В.Меликян. *Гелиотехника*, №4, 9 (1987).
18. A. Fujishima. *Photoelectrochem. Sol.Cell*, №2, 178 (1988).
19. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, Ж.Р.Паносян, В.М.Аракелян, А.О.Аракелян, *Электрохимия*, **17**, 1471 (1981).
20. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, В.М.Аракелян, Ю.В.Шмарцев, Г.А.Курбатов. *Изв.АН Арм. ССР, Физика*, **18**, 184 (1983).
21. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, В.М.Аракелян, Г.Э.Шахназарян. *Уч. зап. ЕГУ*, №1, 73 (1984).
22. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, Ж.Р.Паносян, Р.С.Акопян, А.О.Аракелян, А.Л.Маргарян. *Изв.АН Арм. ССР, Физика*, **15**, 438 (1980).
23. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, В.М.Аракелян, К.Г.Бегоян, А.А.Погосян. *Гелиотехника*, №6, 11 (1980).
24. А.Г.Саркисян, Р.С.Акопян, Л.А.Навасардян. *Межвуз. сборник научных трудов, Физика*, №7, 150 (1987).
25. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, В.В.Меликян, Э.В.Путный. *Электрохимия*, **22**, 511 (1986).

26. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, Г.Э.Шахназарян. Гелиотехника, №5, 3 (1985).
27. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, Г.М.Степанян, А.А.Погосян, Э.А.Хачатурян. Электрохимия, 21, 261 (1985).
28. В.М.Аракелян, В.М.Арутюнян, А.Г.Саркисян, Г.М.Степанян, В.Л.Элбакян. Уч. зап. ЕГУ, №3, 69 (1986).
29. V.M.Arutyunyan, A.G.Sarkissyan, V.M.Arakelyan. Proc. 7th World Hydrogen Energy Conf., Moscow, 1, 579 (1988).
30. А.Г. Саркисян. Физические и фотоэлектрохимические свойства полупроводниковых фаз на основе окислов d-переходных металлов, Ереван, 1993.
31. А.Г. Саркисян, В.М.Аракелян, Г.М.Степанян, Р.С.Акопян, Э.Л.Игнатян, А.Л.Маргарян. Уч. зап. ЕГУ, №1, 79 (1981).
32. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, Ж.Р.Паносян, Г.Э.Шахназарян. Изв.АН Арм. ССР, Физика, 18, 39 (1983).
33. Г.Э.Шахназарян, В.М.Аракелян, А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян. Уч.зап. ЕГУ, №2, 63 (1988).
34. В.М.Аракелян, К.Г.Бегоян, А.Г.Саркисян, Г.М.Степанян, В.Л.Элбакян. Тез. докл.П Всесоюзн. конф. "Фотокаталитическое преобразование солнечной энергии", Ленинград, 1987.
35. А.Г.Саркисян, Э.В.Путный, В.М.Арутюнян, Г.Лоренц. Электрохимия, 25, 94 (1989).
36. В.М.Арутюнян, А.Г.Саркисян, Г.Э.Шахназарян, Дж.А.Тернер. Межвуз. сборник научных трудов, Физика, №7, 156 (1987).
37. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, Г.Э.Шахназарян, Г.В.Сарибекян. Электрохимия, 24, 515 (1988).
38. Г.Э.Шахназарян, А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, В.М.Аракелян. Электрохимия, 30, 676 (1994).
39. A.Heller. Acc. Chem. Res., 14, 154 (1981).
40. W.J.Albery, P.N.Bartlett. J. Electrochem. Soc., 129, 2254 (1982).
41. C.J.Liu, P.G.P.Ang, A.F.Sammels. J.Electrochem. Soc., 129, 1387 (1982).
42. A.V.Bocarsly, D.C.Bookbinder, P.N.Dominey. J.Amer. Chem. Soc., 102, 3671 (1980).
43. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, В.В.Меликян, Э.Э.Хачатурян, Э.Л.Игнатян. Тез. докл. Всесоюзн. конф. по фотоэлектрохимии и фотокатализу, Минск, 1991.
44. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, Р.С.Акопян, Р.С.Вартанян, Э.В.Путный, Н.М.Добровольский, С.Г.Геворгян. Письма в ЖЭТФ, 49 93 (1989).
45. Н.М.Добровольский, А.Г.Саркисян. Тез. докл. П Всесоюзной конференции по высокотемпературной сверхпроводимости, Киев, 1989.
46. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, Э.В.Путный, В.М.Аракелян, Р.С.Акопян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 25, 271 (1990).
47. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, Э.В.Путный, Н.М.Добровольский. Сверхпроводимость: физика, химия, техника, 3, 2071 (1990).
48. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, Р.С.Вартанян, Э.В.Путный, В.М.Аракелян. Тез. докл. Всесоюзн.конф. "Фотоэлектрические явления в полупроводниках", Ташкент, 1989.
49. A.G.Sarkissyan, E.V.Putnyn, V.M.Arakelyan, V.M.Aroutiounian, K.G.Begoyan. Solar Energy Mater. and Solar Cells, 28, 217 (1992).
50. A.G.Sarkissyan, E.V.Putnyn, V.M.Arakelyan, V.M.Aroutiounian, K.G.Begoyan. Ninth Int. Conf. on Photochem. Conv. and Storage of Solar Energy, China, 1992.

SOLAR ENERGY CONVERSION IN SEMICONDUCTOR-ELECTROLYTE JUNCTION

A. G. SARKISSIAN

The basic principles of the solar energy photoelectrochemical conversion are considered. The results of investigations of semiconducting photo-electrodes based on TiO_2 , SrTiO_3 , ZnO and Fe_2O_3 , as well as high temperature superconducting ceramic samples are given.

ԱՐԵՎԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՓՈԽԱԿԵՐՊՈՒՄԸ
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉ - ԷԼԵԿՏՐՈԼԻՏ ԱՆՑՄԱՆ ՎՐԱ

Ա.Գ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Դիտարկված են արևի էներգիայի ֆոտոէլեկտրաքիմիական փոխակերպման էինմական սկզբունքները: Բերված են TiO_2 , SrTiO_3 , ZnO և Fe_2O_3 կիսահաղորդիչ օքսիդների, ինչպես նաև բարձրջերմաստիճանային կերամիկական գերհաղորդիչների հիման վրա պատրաստված ֆոտոէլեկտրոդների հետազոտման արդյունքները:

СВЕТОИНДУЦИРОВАННАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Р.Е. МОВСЕСЯН, А.А. ОГАНЕСЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 25 июня 1995 г.)

Впервые экспериментально исследовано намагничивание во внешнем магнитном поле кристаллов ниобата лития, легированных ионами железа и никеля, под действием линейно поляризованного лазерного излучения.

Намагничивание среды, вызванное линейно поляризованным светом во внешнем магнитном поле, наблюдалось в работах [1,2,3]. В последнее время обнаружено намагничивание легированного кристалла ниобата лития под действием линейно поляризованного лазерного излучения без внешнего магнитного поля [4,5].

В настоящей работе экспериментально исследовано намагничивание кристаллов ниобата лития, легированных ионами железа и никеля, под действием линейно поляризованного лазерного излучения во внешнем магнитном поле.

В экспериментах применялся импульсный рубиновый лазер с плотностью мощности излучения 5 МВт/см^2 и длительностью импульса 25 нс, диаметр излучения – 0,6 см.

Изменение намагниченности кристалла регистрировалось по сигналам э.д.с. с помощью приемной катушки, расположенной вокруг образца, техника эксперимента подробно описана в [5]. Геометрическая ось катушки совпадала с направлением распространения лазерного излучения. Сигнал с катушки подавался на осциллограф С1-75 через широкополосный усилитель УЗ-33. Регистрирующая система обеспечивала полосу пропускания не меньше 200 МГц. Для контроля энергии лазерного излучения использовались фотодиод ФД-24К и осциллограф С8-12. Синхронизированный запуск осциллографов осуществлялся импульсом фотодиода ФК-2,

срабатывавшего от излучения лазера. Постоянное внешнее магнитное поле создавалось соленоидом. Вектор магнитного поля соленоида был направлен параллельно лазерному лучу. Исследования проводились в интервале напряженности магнитного поля от 0 до 1,5 кЭ. Для всех исследованных образцов наблюдался сигнал э.д.с. Регистрируемый сигнал по времени и длительности совпадал с лазерным импульсом, а по форме являлся производной от интенсивности лазерного излучения. Магнитная природа сигнала проверялась дополнительно с помощью специального разделительного трансформатора [6].

В экспериментах использовались монокристаллы ниобата лития конгруэнтного состава ($R=0,945$), выращенные методом Чохральского. Концентрация легирующей примеси составляла 0,1% в расплаве. Образцы кристаллов ниобата лития представляли собой параллелепипеды размерами $8 \times 9 \times 10$ мм, ориентированные по осям X, Y, Z соответственно.

Измерения проводились при комнатной температуре. Исследовалось намагничивание кристаллов при распространении лазерного излучения вдоль осей X и Z кристалла.

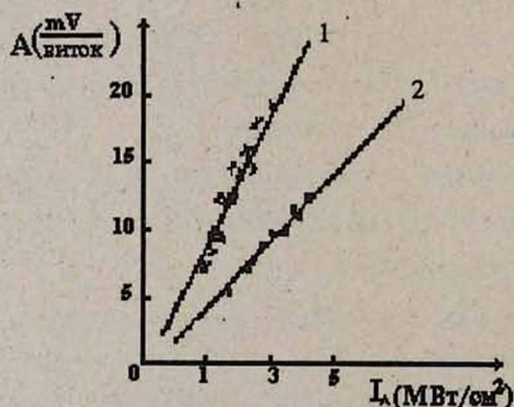


Рис.1. Зависимость э.д.с. от интенсивности лазерного излучения: 1 – $LiNbO_3:Fe$, 2 – $LiNbO_3:Ni$. $H=0,8$ кЭ.

При распространении лазерного излучения вдоль оси Z кристалла амплитуда сигнала э.д.с. возрастает линейно при увеличении интенсивности лазерного излучения и существенно зависит от вида примесных ионов (рис.1).

При распространении лазерного импульса вдоль оси X кристалла сигнал э.д.с. существенно зависит от напряженности внешнего магнитного поля, когда магнитное поле параллельно оптической оси кристалла. В этом случае регистрируется изменение намагниченности вдоль оси X кристалла. На рис. 2 приведены зависимости относительного изменения намагниченности в зависимости от внешнего магнитного поля при одинаковой интенсивности падающего лазерного излучения. Как видно из графиков, амплитуда сигналов существенно зависит от внешнего магнитного поля.

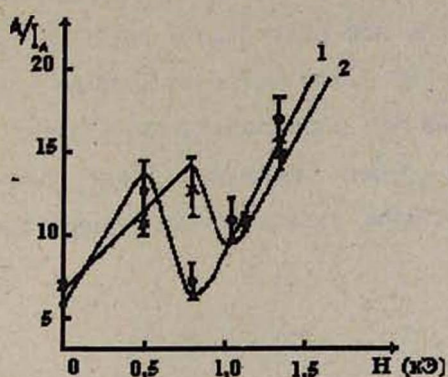


Рис.2. Изменение намагниченности в зависимости от приложенного магнитного поля: 1 - $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, 2 - $\text{LiNbO}_3:\text{Ni}$.

Светоиндуцированное изменение намагниченности по оси X регистрировалось также в случае, когда магнитное поле перпендикулярно оптической оси Z образца. В этом случае наблюдалось изменение полярности сигнала э.д.с. по сравнению с предыдущим случаем.

Зависимость намагничивания от напряженности внешнего магнитного поля для кристалла ниобата лития, легированного ионами железа и никеля, когда магнитное поле перпендикулярно оптической оси Z кристалла, практически отсутствует. В этом случае изменение намагниченности не зависит от первоначального намагничивания кристалла ниобата лития.

Кристалл рубина, как и ниобат лития, является неферромагнитным кристаллом. Авторы работы [1] объясняют изменение намагниченности рубина воздействием линейно поляризованного света на парамагнитные ионы Cr. В кристалле рубина свет вызывает переходы между различными уровнями иона хрома, расщепленными внешним магнитным полем, и тем самым меняет его магнитный момент. Мы считаем, что намагничивание кристалла с примесью железа может быть связано с намагничиванием ионов Fe^{2+} , так как полоса поглощения Fe^{2+} попадает в видимую область спектра, а Fe^{3+} — в ИК спектральную область [7]. Поэтому можно предполагать, что наблюдаемая нами зависимость изменения намагниченности от внешнего магнитного поля обусловлена поглощением ионов Fe^{2+} в кристалле ниобата лития.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке грантом Фонда Мейера, присужденным Американским Физическим Обществом.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.P. Van der Ziel, N. Blombergen. Phys. Rev., 138 A, 1287 (1962).
2. А.М. Балбашов, Б.А. Зон, В.Я. Купершmidt, Г.В. Пахомов, Т.Т. Уразбаев. ЖЭТФ, 94, 304 (1988).
3. Б.А. Зон, В.Я. Купершmidt, Г.В. Пахомов, Т.Т. Уразбаев. Письма ЖЭТФ, 45, 219 (1987).
4. Р.Е. Мовсисян, А.А. Оганесян, А.М. Ханбекян. ФТТ, 31, 283 (1989).
5. Р.Е. Мовсисян, А.А. Оганесян. Известия АН Армении, Физика, 26, 137 (1991).
6. В.В. Коробкин, С.Л. Мотылов. ПТЭ, № 5, 189 (1978).
7. R. Shah Rajiv, M. Kim Dae, T. A. Ralson, and F. K. Tittel. Appl. Phys., 47, 5421 (1976).

LIGHT INDUCED MAGNETIZATION OF DOPED LITHIUM NIOBATE CRYSTALS IN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

R.E. MOVSESSIAN and A.A. HOVANESSION

The magnetization of lithium niobate crystals doped by ferrum and nickel ions, in external magnetic field, under the action of linearly polarized laser radiation is investigated experimentally.

ԼԵԳԻՐԱՅՎԱԾ ԼԻԹԻՈԳՐԱՖԻ ՆԻՈԲԱՏԻ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ
ԼՈՒՍԱՄԱԿԱՅՎԱԾ ՄԱԳՆԻՍԱՅՈՒՄԸ ԱՐՏԱՔԻՆ
ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ռ.Ե. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ, Ա.Ա. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Արտաքին մագնիսական դաշտում գծային քեռացված լազերային
ճառագայթման ազդեցությամբ փոքրնականորեն ուսումնասիրված է երկաթի և նիկելի
իոններով լեգիրացված LiNbO_3 բյուրեղների մագնիսացումը:

CONTENTS

H.B. Nersissian, G.G. Matevossian, and R.A. Gevorkian. On the theory of energy losses of charged particle moving parallel to the surface of solid-state layer.....	191
N.A. Ghorkhmazian and N.N. Ghorkhmazian. Method of equivalent cells.....	198
A. A. Kirakosian, M. K. Koumashian, K. A. Mkhoian, H.A. Sargsian. Light absorption in a semiconductor, containing dislocations, in nondirect interband transitions.....	208
A.G. Sarkissyan. Solar energy conversation in semiconductor-electrolyte junction.....	217
R.E. Movsessian and A.A. Hovanessian. Light induced magnetization of doped lithium niobate crystals in external magnetic field.....	233

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Հ.Բ. Ներսիսյան, Հ.Հ. Մաթևոսյան, Ռ.Ա. Գևորգյան. Պինդ մարմնի շերտի մակերևույթին զուգահեռ շարժվող լիցքավորված մասնիկի էներգիայի կորուստների տեսությունը.....	191
Ն.Ա. Ղարիմազյան, Ն.Ն. Ղարիմազյան. Համարժեք բջիջների մեթոդը.....	98
Ա.Ա. Կիրակոսյան, Մ.Դ. Դումաշյան, Կ.Ա. Մլադյան, Հ.Ա. Սարգսյան. Լույսի կլանումը դիսլոկացիաներ պարունակող կիսահաղորդչում ոչ ուղիղ միջգոտիական անցումների դեպքում.....	208
Ա.Գ. Սարգսյան. Արևի էներգիայի փոխակերպումը. կիսահաղորդիչ - էլեկտրոլիտ անցման վրա.....	217
Ռ.Ե. Մովսեսյան, Ա.Ա. Հովհաննիսյան. Լեզերացված լիթիումի միաբաժնի բյուրեղների լուսամակացված մագնիսացումը արտաքին մագնիսական դաշտում.....	233

СОДЕРЖАНИЕ

Г.Б. Нерсисян, Г.Г. Матевосян, Р.А. Геворкян. К теории потерь энергии заряженной частицей, движущейся параллельно поверхности слоя твердого тела.....	191
Н.А. Корхмазян, Н.Н. Корхмазян. Метод эквивалентных ячеек.....	198
А.А. Киракосян, М.К. Кумашян, К.А. Мхоян, А.А. Саркисян. Поглощение света в полупроводнике с дислокациями при не прямых межзонных переходах.....	208
А.Г.Саркисян. Преобразование солнечной энергии на переходе полупроводник-электролит.....	217
Р.Е. Мовсесян, А.А. Оганесян. Светоиндуцированная намагниченность легированных кристаллов ниобата лития во внешнем магнитном поле.....	233