

Измерения пульсаций воздушного потока на различных горизонтах над средним уровнем воды проводились в аэрогидроканале физического факультета МГУ и на озере Вселуг Калининской области в 1972—1973 гг.

Измерения на озере проводились с неподвижного основания-вехи, на которой устанавливались датчики горизонтальной  $u'$  и вертикальной  $w'$  компонент скорости воздушного потока и струнный волнограф для записи возвышений поверхности воды.

Профиль средней скорости ветра регистрировался с помощью шести контактных анемометров с самописцем. Получены синхронные регистрации пульсаций скорости воздуха  $u'$  и  $w'$  и волновых колебаний поверхности воды при различных средних скоростях ветра.

Предварительная обработка материалов, проведенная на ЭВМ, показывает, что распределение ординат пульсаций  $u'$  и  $w'$  в воздушном потоке близко к нормальному; линия на рис. 4 означает гауссово распределение,  $\circ$  — соответствует значению  $u'$ , а  $\bullet$  — значению  $w'$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гуров В. В., Гусев А. М., Хунджуа Г. Г. «Комплексные исследования природы океана», вып. 4. М., 1973.
2. Берлин Г. С. Электронные приборы с механически управляемыми электродами. М., 1971.
3. Анохин Ю. С. «Измерительная техника», № 8, 1965.
4. Кононкова Г. Е., Поборчая Л. В., Показеев К. В. «Метеорология и гидрология», № 3, 1973.
5. Романенко Г. А., Худяков Г. Е. «О пульсациях потока в следной области дисков при малых дозвуковых скоростях». «Труды Ин-та механики МГУ», № 24, 1973.

Поступила в редакцию  
23.5 1974 г.

Кафедра  
физики моря и вод суши

УДК 621.315.592

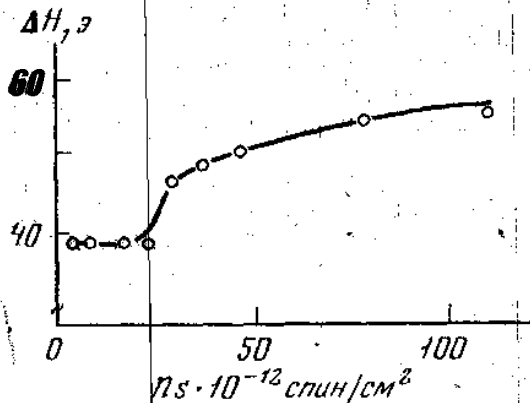
Ю. А. ЗАРИФЬЯНЦ, С. Н. КАРЯГИН, В. Ф. КИСЕЛЕВ

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СЛУЧАЙНЫХ ПОЛЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА МЕТОДОМ ЭПР

Наличие случайных силовых полей на поверхности полупроводника, являющееся следствием разупорядоченности системы поверхностных атомов, приводит к появлению в запрещенной зоне плотного спектра дискретных электронных уровней («квази-прерывного» спектра [1]). Данные об энергетическом распределении поверхностных состояний могут быть получены из экспериментов по эффекту поля. Но все электрофизические методы, основанные на коллективных свойствах электронной системы, в принципе не позволяют получить сведения о пространственном распределении случайных полей. Некоторые перспективы в этом направлении открывают методы радиоспектроскопии, в частности ЭПР. Ширина и форма линии поглощения ЭПР содержат информацию о статистике пространственного распределения центров и характере взаимодействия между ними. Естественно, все это приложимо к отдельным модельным системам.

В работе исследовались спектры ЭПР парамагнитных центров (ПЦ)-ионов  $Ti^{3+}$  на поверхности восстановленных в вакууме образцов поликристаллического рутила, создающих в запрещенной зоне систему донорных уровней [2, 3]. Измерения проводились на радиоспектрометре на частоте 10 Гц и амплитуде модуляции 0,6 Э при температуре 77°К. Как показал анализ формы линий с помощью ЭВМ, функция распределения центральной ее части вполне удовлетворительно описывается композицией распределения Лоренца и распределения, обусловленного слабой аксиально-симметричной анизотропией  $g$ -фактора [4]. Ширина индивидуальной лоренцевой линии  $\Delta H$  вычислялась согласно [4, 5]. Отсутствие заметной температурной зависимости  $\Delta H$  в интервале 77—220°К позволяет считать, что основной вклад в ши-

рину вносит диполь-дипольный механизм уширения. Дополнительное уширение за счет неразрешенной сверхтонкой структуры спектра, обусловленной присутствием в рутиле изотопов с полуцелым ядерным спином, по-видимому, не должно оказывать существенного влияния: в контрольных опытах с образцами, обогащенными свыше 40%  $^{47}\text{Ti}$  и  $^{49}\text{Ti}$ , мы не обнаружили заметного уширения линии.



Зависимость лоренцевой ширины линии сигнала ЭПР ( $g_{\text{cp}}=1,96$ ) от концентрации парамагнитных центров

На рисунке представлена связь между  $\Delta H$  и поверхностной концентрацией ПЦ  $n_s$ . Величина  $n_s$  изменялась последовательными вакуумными восстановлениями в течение 3 ч при  $T_{\text{в}}=700\div 900^\circ\text{K}$  одного и того же образца  $\text{TiO}_2$ , что позволило устранить дополнительный разброс  $\Delta H$  за счет неконтролируемых вариаций в структуре, распределений примесей и т. д. Из рисунка видно, что начиная с  $n_s \sim 10^{13}\text{ см}^{-2}$  ( $T_{\text{в}}=800^\circ\text{K}$ ) хорошо выполняется линейная зависимость  $\Delta H$  от  $n_s$ .

Сравним полученные результаты с теорией. Согласно [4] при равномерном хаотическом распределении ПЦ и лоренцевой форме линии диполь-дипольная ширина  $\Delta H_{ss}$  линейно связана с концентрацией  $\Delta H_{ss}=An_s$ , где  $A=1,3 \cdot 10^{-13}\text{ см}^2\text{ Э}$ . Эксперимент дает близкую величину  $A=1,1 \cdot 10^{-13}\text{ см}^2\text{ Э}$ . Качественно

аналогичные соотношения получаются и для гауссовой формы линии, а также для свертки распределений Лоренца и Гаусса [4]. В области концентраций  $\sim 10^{13}\text{ см}^{-2}$  теоретическое значение  $\Delta H_{ss} \sim 1\text{ Э}$  более чем на порядок ниже экспериментального значения  $\Delta H$ . Это свидетельствует о сильном различии определяемой из опыта средней концентрации  $n_s$  и локальной концентрации  $n_{s\text{лок}}$ . Иными словами, ПЦ на поверхности рутила расположены кластерами, в которых  $n_{s\text{лок}} \sim n_s \cdot \Delta H / \Delta H_{ss}$ . Величина  $n_{s\text{лок}}$  является усредненной характеристикой распределения ПЦ внутри кластеров. К сожалению, теория пока еще не позволяет установить корреляцию между параметрами линии при диполь-дипольном уширении и конкретными видами функции распределения как самих кластеров, так и ПЦ внутри кластера [4]. Несмотря на это, из сравнения величин  $n_{s\text{лок}}$  и  $n_s$  можно сделать интересные качественные выводы о генезисе системы ПЦ в процессе восстановления рутила.

Дефектообразование начинается с наиболее слабых мест кристаллической решетки, например выходов дислокаций. Как показывает масс-спектроскопия, в области  $T_{\text{в}}=600\div 700^\circ\text{K}$  основным продуктом десорбции является вода [6]. Молекулы воды образуются благодаря взаимодействию соседних ОН-групп. При этом происходит переориентация соседних титаноокислородных октаэдров и возникают локальные искажения структуры. Такой механизм дегидратации приводит к возникновению кластеров с высокой концентрацией сверхстехиометрических ионов  $\text{Ti}^{3+}$  ( $n_{s\text{лок}} \sim 10^{14}\text{ см}^{-2}$ )<sup>1</sup>. В области  $T_{\text{в}}=700\div 800^\circ\text{K}$ , когда  $n_s \leq 2 \cdot 10^{13}\text{ см}^{-2}$ , рост  $n_s$  происходит за счет увеличения числа кластеров при постоянстве  $n_{s\text{лок}}$ , а следовательно, и  $\Delta H$ . Размеры таких кластеров ориентировочно равны  $\sim 10^{-7}\text{ см}$ , расстояния между ними  $\sim 10^{-6}\text{ см}$ . Заметим, что обе величины меньше дебаевского радиуса экранирования в слабо восстановленном рутиле ( $\sim 10^{-5}\text{ см}$ ), и это приводит к перекрыванию кулоновских полей ионов  $\text{Ti}^{3+}$ , приобретающих кооперативные свойства случайных полей неупорядоченной системы [8].

В дальнейшем рост  $n_s$  происходит за счет увеличения  $n_{s\text{лок}}$  и, возможно, размеров кластеров, поскольку разница между  $\Delta H$  и  $\Delta H_{ss}$  постепенно уменьшается (линейный участок кривой на рисунке). По-видимому, в этой области температур в образовании ПЦ начинает играть заметную роль удаление кислорода из решетки. В сильно восстановленном образце величина  $n_{s\text{лок}}$  превосходит предельно допустимую из кристаллохимических соображений плотность для двумерного кластера ( $\sim 10^{15}\text{ см}^{-2}$ ). Следовательно, число ПЦ растет за счет генерации их в приповерхностной области. Такая возможность обсуждалась ранее на основании качественных опытов с анатазом [9].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бонч-Бруевич В. Л. В сб.: «Проблемы кинетики и катализа», т. 14. М., 1970.
2. Бурбулявичус Л. И., Зарифьянц Ю. А., Киселев В. Ф. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 5, 599, 1971.

<sup>1</sup> Этот вывод, по-видимому, носит общий характер. Кластеры активных центров на поверхности  $\text{SiO}_2$  были обнаружены в [7] с помощью спиновых меток.

3. Бурбулявичус Л. И., Зарифьянц Ю. А., Карягин С. Н., Киселев В. Ф. «Кинетика и катализ», 14, 1526, 1973.
4. Лебедев Я. С., Муромцев В. И. «ЭПР и релаксация стабилизированных радикалов». М., 1972.
5. Searl J. W., Smith R. C., Wuard S. J. Proc. Phys. Soc., A78, 1174, 1961.
6. Бондаренко А. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 6, 58, 1968.
7. Евреинов В. И. Реферат канд. диссертации. М., 1974.
8. Бонч-Бруевич В. Л. ЖЭТФ, 59, 985, 1970; 61, 1168, 1971.
9. Лу Тун-син, Раппопорт В. Л. «Вестн. Ленингр. ун-та», сер. физ. хим., № 10, 45, 1966.

Поступила в редакцию  
20.3 1974 г.

Кафедра общей физики  
для химфака

УДК 539.122

Ю. Г. ПАВЛЕНКО, А. М. ВОЛОЩЕНКО, Е. Н. ГУМИНОВ

## ИНДУЦИРОВАННОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ НА МАГНИТНОМ МОМЕНТЕ

В связи с развитием квантовой электроники значительно возрос интерес к получению отрицательного поглощения за счет переходов между состояниями непрерывного энергетического спектра электронов. Одной из имеющихся здесь возможностей является вынужденный тормозной эффект при рассеянии электронов на кулоновском центре [1, 2].

В настоящей заметке рассмотрено дипольное индуцированное излучение нерелятивистских электронов при рассеянии на магнитном моменте. Ограничимся  $[\mu, r]$  случаем слабой внешней волны, когда основной вклад вносят индуцированные переходы с излучением или поглощением одного фотона (т. е. линейным индуцированным тормозным эффектом [2]); поле магнитного диполя будем учитывать в борновском приближении, а также отбросим спиновые члены. В этом приближении гамильтониан взаимодействия  $H_{int}$  имеет вид

$$H_{int} = -\frac{e}{m_0 c} [\hat{p} (A_{(\mu)} + A_{rad})] + \frac{e^2}{m_0 c^2} (A_{(\mu)} A_{rad}),$$

$$A_{(\mu)} = \frac{[\mu r]}{r^3}.$$

Здесь  $\mu$  — магнитный момент рассеивающего центра.

Для матричного элемента тормозного излучения фотона с волновым вектором  $k$  и поляризацией  $e$  получим

$$S_{fi} = \frac{2\pi i}{\hbar} \left( \frac{e}{m_0 c} \right)^2 \sqrt{\frac{4\pi \hbar c^2}{2\omega} \frac{4\pi \hbar}{iq^2}} \times$$

$$\times \left\{ (\mathbf{p}' [\mu \mathbf{p}]) \frac{(qe^*)}{\omega} + m_0 \hbar (\mathbf{q} [\mu \mathbf{e}^*]) \right\} \delta(E - E' - \hbar\omega), \quad \mathbf{q} = \mathbf{p}' - \mathbf{p}. \quad (1)$$

Здесь  $E'$  и  $\mathbf{p}'$  — конечные энергия и импульс электрона.

Используя (1), для сечения спонтанного тормозного получения получим

$$d\sigma = \frac{1}{\hbar^3 c^3} \frac{e^4}{\pi^2 m_0^2} \frac{p'}{p} \frac{1}{q^4} \left| (\mathbf{p}' [\mu \mathbf{p}]) (qe) + m_0 \hbar \omega (\mathbf{q} [\mu \mathbf{e}]) \right|^2 \frac{d\omega}{\omega} dO_k dO_{p'}.$$

Рассмотрим случай рассеяния моноэнергетического пучка электронов, обладающих импульсом  $\mathbf{p}$  и плотностью  $N_e$  (т. е. с функцией распределения  $f(\mathbf{P}) = N_e \delta(\mathbf{P} - \mathbf{p})$ ) на мишени с плотностью рассеивающих центров  $N$ . (Предполагается, что все магнит-