

дырку на примесном уровне относительно глубоко под поверхностью Ферми. Электронное состояние вблизи ϵ_F является долгоживущим. Однако дырка должна быстро затухать, например, за счет электрон-электронных взаимодействий. Это затухание Γ_1 по порядку величины равно ξ^2 / ϵ_F [6] где ξ — энергия частицы, отсчитанная от ϵ_F .

Для Al с примесями Cu [4] в поле $H = 10^4$ Э получаем $\Gamma_1/\Gamma = 70$, $\omega_0 = 6.6$ эВ, $\Delta\omega_0/\omega_0 = 0.5 \cdot 10^{-7} (n_i/n_c)^2$, а отношение величины максимума $R[\omega_0(0)]$ (5) к вещественной части импеданса $2\pi\nu/c\omega_p$ в отсутствие резонансного состояния равно $2 \cdot 10^{-3}$. Для оценок мы использовали F' в модели гауссова сепарабельного потенциала [7].

Список литературы

- [1] Канер Э. А., Ермолаев А. М. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 6. С. 2245—2256.
- [2] Канер Э. А., Ермолаев А. М. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 4. С. 1100—1106.
- [3] Лифшиц И. М., Гредескул С. А., Пастур Л. А. Введение в теорию неупорядоченных систем. М., 1982. 360 с.
- [4] Цише П., Леманн Г. Достижения электронной теории металлов: Пер. с нем. М., 1984. Т. 2. 664 с.
- [5] Kaner E. A., Skobov V. G. // Adv. Phys. 1968. V. 17. № 69. P. 605—747.
- [6] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 352 с.
- [7] Каганов М. И., Кляма С. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 8. С. 2360—2368.

Харьковский
государственный университет

Поступило в Редакцию
29 октября 1991 г.
В окончательной редакции
11 марта 1992 г.

УДК 537.311

© Физика твердого тела, том 34, № 7, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 7, 1992

КИНЕТИКА НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В SrTiO₃ В УСЛОВИЯХ ТРЕХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Э. М. Шахвердиев

В недавно опубликованной работе [1] сообщается о впервые обнаруженном нелинейном поглощении и сверхбыстрой релаксации (19—126 пс) возбуждения в отожженных в восстановительной среде ($T = 1000^\circ\text{C}$) кристаллах SrTiO₃ при облучении ультракороткими импульсами ($t_p = 20$ пс) лазерного излучения ($\lambda = 1.08$ мкм). Установлено, что при интенсивностях $I \approx 10^{10}$ Вт/см² наблюдался спад пропускания образцов; при $I \geq 10^{11}$ Вт/см² происходило оптическое разрушение поверхности кристаллов. Сходное поведение пропускания обнаружено и в неокрашенных кристаллах SrTiO₃ (в том же диапазоне интенсивностей). По мнению авторов [1], эти данные не исключают возможности возрастания вероятности трехфотонных переходов между валентной зоной и зоной проводимости (условие $3\hbar\omega > E_g$ выполняется, так как энергия фотона $\hbar\omega = 1.17$ эВ, ширина запрещенной зоны SrTiO₃ $E_g = 3.2$ эВ).

В настоящей работе исследуется кинетика неравновесных носителей и люминесценции в беспримесных кристаллах SrTiO₃ с учетом процессов трехфотонного поглощения интенсивного излучения пикосекундной длительности [1], квадратичной рекомбинации, автолокализации электронов зоны проводимости [2] и

делокализации носителей лазерным импульсом (неstationарная задача). С учетом экспериментальных данных [1] оценен коэффициент трехфотонного поглощения $\alpha_{(3)}$.

Запишем систему кинетических уравнений в следующей форме:

$$\frac{dn_f}{dt} = \sigma^{(3)}n_v I^3 - \frac{n_f}{\tau_s} + \sigma^{(s)}I n_s,$$

$$\frac{dn_h}{dt} = \sigma^{(3)}n_v I^3 - \sigma v n_s n_h,$$

$$\frac{dn_s}{dt} = \frac{n_f}{\tau_s} - \sigma^{(s)}I n_s - \sigma v n_s n_h,$$

$$n_v(t) = n_v(0) - n_h \approx n_v(0), \quad (1)$$

где n_f , n_h , n_s — концентрация соответственно электронов зоны проводимости, дырок, автолокализованных электронов; I — интенсивность лазерного излучения; n_v — концентрация валентных электронов; v — скорость дырок; σ — сечение захвата дырки автолокализованным электроном; $\sigma^{(3)}$ — сечение трехфотонной ионизации валентных электронов; τ_s — время автолокализации электронов зоны проводимости; $\sigma^{(s)}$ — сечение делокализации электронов. Начальные условия нулевые. Из условия электронейтральности следует, что $n_h = n_f + n_s$. Обозначим $I_0 = (\sigma^{(3)}n_v\sigma v)^{-1/3}\tau_s^{-2/3}$ интенсивность, при которой примерно равны времена автолокализации электронов и квадратичной рекомбинации. При разумных значениях физических величин и $\alpha_{(3)} = 2 \cdot 10^{-21} \text{ см}^3/\text{Вт}^2$ [1], $I_0 \approx 10^{10} \text{ Вт}/\text{см}^2$ (см. ниже), т. е. в интересующей нас области интенсивностей, $I \geq I_0$ (коэффициент трехфотонного поглощения в [1] был определен из наилучшего совпадения экспериментальных и расчетных (численных) кривых пропускания). При решении системы (1) следуем методу, описанному в [3] и примененному в работах [4, 5]. Малым параметром задачи считаем $I_0^{-1} < 1$. Ограничимся случаем импульса прямоугольной формы.

В нулевом приближении асимптотическое представление решения имеет вид

$$n_h = (\sigma^{(3)}n_v)^{1/2} (\sigma v)^{-1/2} I^{3/2} [\text{th}((\sigma^{(3)}n_v\sigma v I^3)^{1/2} t) - 1] + K(t),$$

$$n_f = K(t) - I^3 \sigma^{(3)} n_v (\sigma v)^{-1} K^{-1}(t). \quad (2)$$

Здесь $K(t)$ — решение уравнения

$$(K^2 \sigma v \tau_s + \sigma^{(3)} n_v I^3 \tau_s) \frac{dK}{dt} = -K^3 \sigma v + K^2 \sigma^{(3)} n_v I^3 \sigma v \tau_s + K \sigma^{(3)} n_v I^3 (1 + \sigma^{(s)} I \tau_s), \quad (3)$$

которое описывает переход системы из состояния

$$K(0) = (\sigma^{(3)} n_v)^{1/2} (\sigma v)^{-1/2} I^{3/2}$$

в стационарное состояние n_h^∞ (мы здесь не выписываем n_h^∞ , поскольку, как показывают оценки, стационарное решение системы (1) за пикосекундные времена не достигается).

Анализ полученных формул показывает, что на начальной стадии возбуждения, т. е. при $(\sigma^{(3)}n_v\sigma\nu I^{3/2})^{1/2} t \ll 1$, в кинетике носителей основную роль играет трехфотонная ионизация валентных электронов; при этом $n_h \sim I^3$ (согласно [2]), фотопроводимость SrTiO₃ определяется дырками). При временах $(\sigma^{(3)}n_v\sigma\nu I^{3/2})^{1/2} t \geq 1$ существенной становится квадратичная рекомбинация в условиях трехфотонного возбуждения носителей; при этом $n_h \sim I^{3/2}$. Согласно [5], суммарная интенсивность фотолуминесценции $L \sim n_h^2$ (речь идет об излучательной рекомбинации как свободных, так и автолокализованных электронов с дырками), т. е. зависимости $n_h(I)$, $L(I)$ могут содержать два характерных нелинейных участка. Не исключено, что указанные зависимости $n_h(I)$ могут быть обусловлены ступенчатыми переходами носителей через примесные уровни в запрещенной зоне кристалла. В связи с этим представляется весьма важным тщательное экспериментальное исследование указанных зависимостей, зависимости поглощенной энергии от I при различных длительностях и диапазонах изменения интенсивности лазерного излучения.

В заключение оценим коэффициент трехфотонного поглощения. Соотношение $I_0 = (\sigma^{(3)}n_v\sigma\nu)^{-1/3} \tau_s^{-2/3}$ при известной I_0 , когда существенными становятся трехфотонные процессы, можно использовать для оценки $\sigma^{(3)}$. Полагая в соответствии с результатами работы [1] $I_0 \approx 10^{10}$ Вт/см² при разумных значениях физических величин: $n_v \approx 10^{19}$ см⁻³, $\sigma = 10^{-12}$ см², $\nu \approx 10^7$ см/с, $\tau_s = 10^{-12}$ с, получим $\sigma^{(3)} = 10^{-76}$ см⁶ · с². В пересчете на $\alpha_{(3)} = \sigma^{(3)}n_v (\hbar\omega)^{-2}$ это даст $\alpha_{(3)} \approx 10^{-21}$ см³/Вт². Видно, что согласие с результатом работы [1] вполне удовлетворительное.

Однако в связи с вышеприведенной оценкой $\sigma^{(3)}$ необходимо отметить следующее. Поскольку абсолютные значения интенсивностей, при которых существенными становятся нелинейности столь высокого порядка, обычно бывают весьма неточны и, кроме этого, значения ряда параметров, используемые при оценке $\sigma^{(3)}$, точно не известны (следует сказать, что в литературе широко дискутируется сама возможность автолокализации электронов в кристаллах SrTiO₃ [2], а сечение рекомбинации свободных носителей обычно весьма сильно отличается от сечения захвата дырки автолокализованным электроном σ) и могут довольно значительно изменяться от образца к образцу, то полученные здесь расчетные данные для $\sigma^{(3)}$ носят оценочный характер.

С учетом вышесказанного ставится весьма актуальным углубленное теоретическое и экспериментальное исследование фотопроводимости, электропроводности, фотолуминесценции в SrTiO₃ при облучении этих кристаллов лазерным излучением ультракороткой длительности и сверхвысокой интенсивности.

Список литературы

- [1] Михайлов В. П., Кулешов Н. В., Коневский В. С., Кривоносов Е. В., Прокошин П. В., Юмашев К. В. // Тез. докл. XIV Междунар. конф. по когерентной и линейной оптике КиНО-91. Л., 1991. С. 36—37.
- [2] Leonelli R., Brebner J. L. // Phys. Rev. В. 1986. V. 33. N 12. P. 8649—8656.
- [3] Тихонов А. Н., Васильева А. Б., Свешников А. Г. Дифференциальные уравнения. М.: Наука, 1985. 230 с.
- [4] Гарнов С. В., Епифанов А. С., Климентов С. М., Панов А. А., Шахвердиев Э. М. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 5. С. 1—7.
- [5] Шахвердиев Э. М. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 2. С. 603—610.

Бакинский
государственный университет

Поступило в Редакцию
10 декабря 1991 г.
В окончательной редакции
11 марта 1992 г.