

Рисунок 3. Температурная зависимость интенсивности ФЛ и АСФЛ нанокристаллов CdSe/ZnS.

Наблюдаемая разница в форме полос АСФЛ и стоксовой ФЛ, а также их различное спектральное положение позволяет предположить, что в процессах переноса энергии на более высокие уровни принимают участие ловушечные состояния. Уровни энергий этих состояний расположены ниже зоны проводимости (ЗП). Их природа может быть объяснена наличием поверхностных дефектов, дефектов укладки, ненасыщенных (свободных) связей [3].

УДК 530.1

Шведов А.А.

ФИГУРЫ СТАТИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ АБСОЛЮТНО ГИБКОЙ СТРУНЫ

Целью настоящей работы является изучение фигур статического равновесия абсолютно гибкой струны в различных конфигурациях силовых полей. Данная проблема не является столь простой, как может показаться при поверхностном её рассмотрении. В процессе изучения возникали такие вопросы, как вообще решить поставленную задачу, так и вопросы, связанные с построением форм и решением дифференциальных уравнений описывающих эти же формы. Был составлен целый алгоритм вычисления форм, которого мы и придерживались на протяжении всех вычислений. Так же возникло множество проблем с решением дифференциальных уравнений, которые требовали глубоко анализа, однако с помощью прикладного пакета компьютерной алгебры *Mathematica* затраты времени на решение были минимальны. Так же *Mathematica* позволила построить все формы, необходимые для полного понимания проблемы.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Будем рассматривать абсолютно гибкую струну, концы которой закреплены в двух неподвижных относительно друг друга точках. Под действием определённых взаимодействий струна переходит в некоторые статические формы, расчётом и описанием которых мы и займёмся.

Таким образом, наиболее правдоподобным объяснением температурной зависимости интенсивности АСФЛ представляется тепловое возбуждение носителей заряда из валентной зоны (ВЗ) на ловушечные подуровни ($BZ_{\text{ловушки}}$) или уровни ненасыщенных связей, которые могут выполнять роль начальных состояний для излучательных процессов [2,3]. Наблюдаемое явление переноса энергии фотона может являться результатом трехступенчатого процесса с участием ловушек, расположенных вблизи зоны проводимости ($ЗП_{\text{ловушки}}$). На первом этапе происходит переход носителей заряда из ВЗ на уровни мелких ловушек $BZ_{\text{ловушки}}$ за счет термической энергии ($BZ + \Delta E_{\text{терм}} = BZ_{\text{ловушки}}$). Второй шаг – это фотовозбуждение ($BZ_{\text{ловушки}} + h\nu = ЗП_{\text{ловушки}}$), а на третьем этапе происходит излучательная рекомбинация из $ЗП_{\text{ловушки}}$ в ВЗ. Эксперименты по изучению динамики спада ФЛ позволяют сравнивать время жизни АСФЛ и ФЛ поэтому в настоящее время рассматриваются дополнительные предположения о возможных рекомбинационных механизмах.

Автор благодарит А.Л. Рогача и Д.В. Талапина за приготовление образцов и А.А. Гладышука и Ю.П. Раковича за полезные дискуссии и замечания.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] D. V. Talapin, A. L. Rogach, A. Kornowski, M. Haase, H. Weller, *Nano Lett.* 1, 207 (2001).
- [2] E. Poles, D.C. Selmarten, O.I. Micic, A.J. Nozik. *Appl. Phys. Lett.*, 75 (1999) 971
- [3] J. Pérez-Conde, A.K. Bhattacharjee, *Sol. State Commun.* 110, 259 (1999).

1. ФИГУРА РАВНОВЕСИЯ АБСОЛЮТНО ГИБКОЙ СТРУНЫ В ПОЛЕ ТЯЖЕСТИ ЗЕМЛИ (G)

Рассмотрим струну длины l , закреплённую в двух точках (рисунок 1.1). Вертикальное расстояние между точками равно b , горизонтальное – a . Разобьём струну на кусочки длины dl , введём дополнительную величину α , которая будет показывать угол наклона струны в текущей точке к горизонтали.

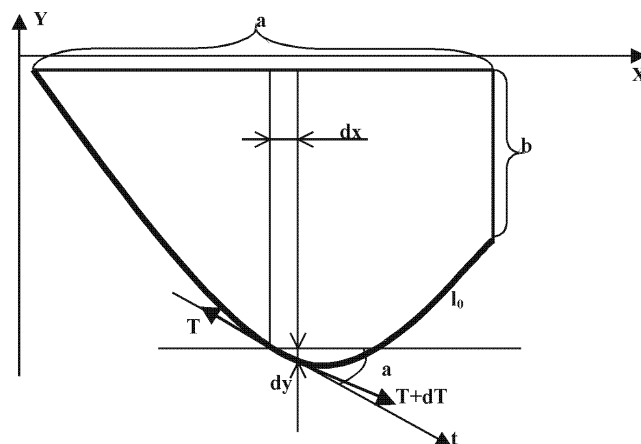


Рисунок 1.1. Расчёт формы струны в поле тяжести. Из этого вытекает сразу же два равенства:

$$dy = dl \sin(\alpha) \tag{1}$$

$$dx = dl \cos(\alpha) \quad (2)$$

Рассмотрим силы, действующие на этот же кусочек: под действием тяготения в струне возникает механическое напряжение. В положении равновесия сумма всех сил равна нулю.

$$(T + dT) \cos(\alpha + d\alpha) - T \cos(\alpha) = 0 \quad (3)$$

$$(T + dT) \sin(\alpha + d\alpha) - T \sin(\alpha) + dF = 0 \quad (4)$$

В уравнении (4) dF – сила тяжести действующая на кусочек струны длины dl . Получаем $dF = \rho g dl$.

Из уравнений (3), (4), учитывая, что все сделанные приращения стремятся к нулю, следуют равенства:

$$dT \cos(\alpha) - T \sin(\alpha) d\alpha = 0 \quad (3')$$

$$dT \sin(\alpha) - T \cos(\alpha) dl + \rho g dl = 0 \quad (4')$$

Проинтегрируем равенство (3') при начальных условиях $T(0) = T_1, \alpha(0) = \alpha_1$, получаем:

$$T(\alpha) \cos(\alpha) = T_1 \cos(\alpha_1) \quad (5)$$

Подставим (5) и (3') в уравнение (4'):

$$\frac{T_1 \cos(\alpha_1)}{\cos^2(\alpha)} d\alpha = -\rho g dl \quad (6)$$

Упростим полученное выражение, сделав замену:

$$T_1 \frac{\cos(\alpha_1)}{\rho g} = c$$

Так как все входящие величины в значение c константы, то и c будет константа. Окончательный вид выражение (6) примет следующий:

$$c \frac{1}{\cos^2(\alpha)} d\alpha = -dl \quad (6')$$

Проинтегрируем обе части этого уравнения, учитывая, что при $\alpha(0) = \alpha_1, l=0$, получим:

$$c (Tg(\alpha_2) - Tg(\alpha_1)) = -l \quad (6'')$$

Подставляя в (6'') уравнения (1) и (2) получим уравнение струны в параметрической форме.

$$c \frac{\sin(\alpha)}{\cos^2(\alpha)} d\alpha = -dy \quad (7')$$

$$c \frac{1}{\cos(\alpha)} d\alpha = -dx \quad (7'')$$

Мы получили уравнения с разделяющимися переменными, поэтому решать их будем интегрированием обеих частей при заданных начальных условиях. Каждого уравнения получим как общий закон $x(\alpha), y(\alpha)$, так и с заданными начальными условиями верхнего и нижнего предела интегрирования.

$$-c \left(\frac{1}{\cos(\alpha)} - \frac{1}{\cos(\alpha_1)} \right) = y \quad (8')$$

$$c \left(\log \left| \frac{1 + \sin(\alpha)}{\cos(\alpha)} \right| - \log \left| \frac{1 + \sin(\alpha_1)}{\cos(\alpha_1)} \right| \right) = -x \quad (8'')$$

$$-c \left(\frac{1}{\cos(\alpha_2)} - \frac{1}{\cos(\alpha_1)} \right) = -b \quad (9')$$

$$c \left(\log \left| \frac{1 + \sin(\alpha_2)}{\cos(\alpha_2)} \right| - \log \left| \frac{1 + \sin(\alpha_1)}{\cos(\alpha_1)} \right| \right) = -a \quad (9'')$$

Для того чтобы построить уравнение струны по уравнениям (8'), (8'') нам необходимо знать значения параметров c и α_1 , которые найдем, решив уравнения (6'), (9'), (9'').

Решить полученные уравнения в общем виде нельзя, из-за присутствия уравнений с трансцендентными функциями, поэтому форму струны приведем аналитически (рисунок 1.2), при $a=5, b=4$ и при разных длинах струны $l_0 = \{17, 19, 21, 23, 25\}$.

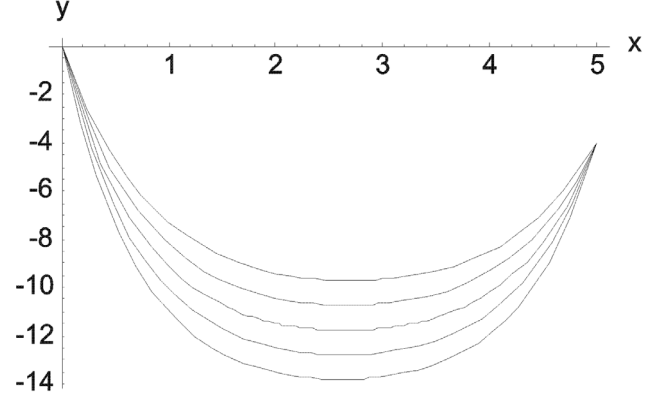


Рисунок 1.2. Формы струны в поле тяжести при разных длинах.

2. ФИГУРА РАВНОВЕСИЯ СТРУНЫ В ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ЗАРЯДА (Q)

При рассмотрении струны в однородном поле за начальные параметры мы выбирали вертикальную разность высот и горизонтальное расстояние между точками. Этот выбор был обусловлен параллельностью силовых линий поля. В случае поля заряда Q за начальные параметры значения a и b мало того, что брать не удобно так ещё и не достаточно. Поэтому раз поле радиально, то тогда мы и выберем полярную систему отсчета с центром, совпадающим с координатами точечного заряда. Тогда начальными параметрами для нас будут радиус-векторы r_1, r_2 до точек закрепления струны и полярный угол φ между ними (рисунок 2.1).

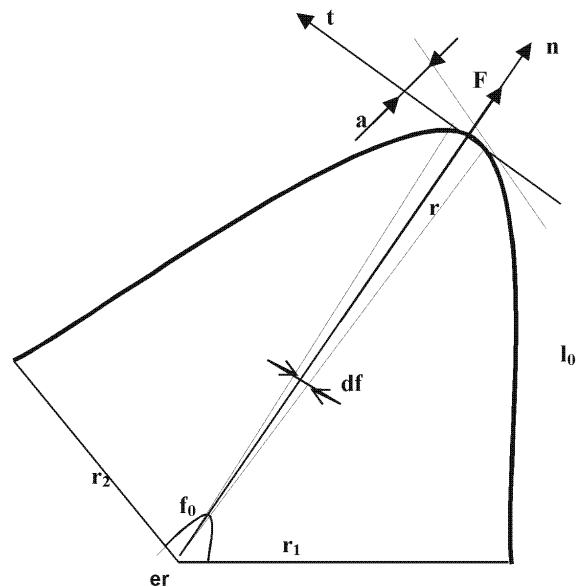


Рисунок 2.1. Расчет формы струны в поле точечного электрического заряда.

Методика расчета мало чем отличается от предыдущего пункта, поэтому проводить её не будем. Рассмотрим лишь конечный результат. Уравнение струны в общем виде полу-

чить не удалось, поэтому форму струны приведем аналитически (рисунок 2.2), при $l=14$, $r_1=3$, $r_2=3$, $\varphi=2\pi/3$.

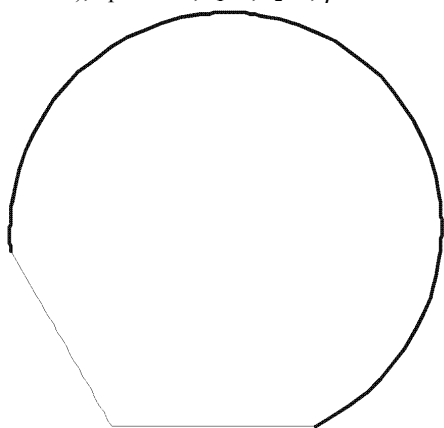


Рисунок 2.2. Форма струны в поле точечного электрического заряда.

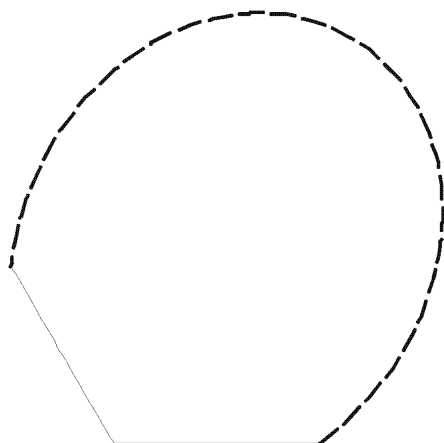


Рисунок 3.1. Форма струны при вращении с постоянной скоростью.

3. ФИГУРА РАВНОВЕСИЯ СТРУНЫ ПРИ ВРАЩЕНИИ С ПОСТОЯННОЙ СКОРОСТЬЮ (ω)

УДК 621.378

Паращук В.В., Русаков К.И.

АВТОКАНАЛИРОВАНИЕ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С КУБИЧЕСКОЙ И ПЯТОГО ПОРЯДКА НЕЛИНЕЙНОСТЯМИ

В наших предыдущих работах [1,2] обсуждена роль эффектов самовоздействия излучения при стримерном разряде в кристаллах CdS в рамках теории [3], учитывающей совместное действие кубической (n_2) и пятого порядка (n_4) нелинейностей. Предварительные расчеты с использованием экспериментальных данных [4] показали, что характеристики образующегося светового канала по порядку величины могут быть близкими к характеристикам стримера. Однако в этих условиях коэффициенты n_2 , n_4 и остальные параметры рассматриваемой задачи, в частности, радиус волнового фронта, размеры и характер исходного пучка (двух- или трехмерный случай), детально не известны, в связи с чем требуется чис-

При рассмотрении фигуры струны при постоянном вращении будем придерживаться той же системы счисления, что и при рассмотрении формы в поле точечного заряда.

Форма струны при постоянном вращении представлена на рисунке (рисунок 3.1), где параметры струны такие же, как и в пункте 2.

Сравним полученные формы струны в поле точечного заряда и при постоянном вращении (рисунок 3.2). Как видно, фигура при вращении более вытянута, чем фигура в поле точечного заряда. Это обусловлено тем, что центробежная сила возрастает в зависимости от радиуса (в отличие от убывания в случае с формой в поле точечного заряда), поэтому центральная часть струны при вращении испытывает большее напряжение.

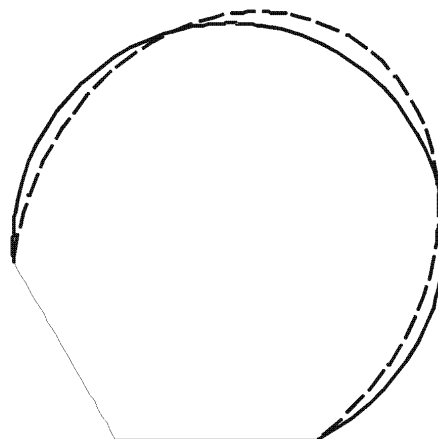


Рисунок 3.2. Формы струны в поле точечного электрического заряда и при вращении с постоянной скоростью.

Из приведенных примеров видно, что ни одна из форм не зависит от силовых характеристик поля, но очень сильно на форму влияет конфигурация поля, однако если брать смежные поля, или учитывать электрическую проводимость струны, или растяжимость, то каждый из факторов непосредственно будет влиять на перераспределение струны.

ленное моделирование процесса.

С другой стороны, независимые расчеты [5] для цилиндрического пучка в аналогичных условиях приводят к относительно высоким значениям порога самоканалирования (~ 1 кВт) и радиуса образующегося канала (~ 700 мкм). Выполненные при этом оценки для случая действия только нелинейности n_2 в кубических полупроводниках отличаются от указанных на 5-6 порядков (~ 1 мВт; $0,1 \div 10$ мкм), поэтому результаты для гексагональных кристаллов представляются завышенными. В этих расчетах не учитывался критерий эффекта [1,2], связывающий между собой параметры канала, и не изучен вопрос их минимизации. Вместе с тем высказан ряд полезных

Паращук Валентин Владимирович. Ведущий научный сотрудник, кандидат физ.-мат. наук Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси.

Русаков Константин Иванович. Доцент каф. физики, кандидат физ.-мат. наук Брестского государственного технического университета.