

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

кафедра ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

ДИПЛОМНАЯ РАБОТА

МИРОНЧИК А. И.

на тему:

**«Осцилляции тока ионов, проходящих через плоский
диэлектрический капилляр».**

Научный руководитель
к.ф.-м.н. Похил Г. П.

Зав. кафедрой
общей ядерной физики
д.ф.-м.н., проф. Ишханов Б. С.

Москва, 2010

Содержание

1. Введение.....	стр. 3
2. Эксперимент по наблюдению осцилляций.....	стр. 4
3. Качественная модель осцилляций тока прошедших ионов. Переход изолятор-проводник.....	стр. 6
4. Количественная модель осцилляций.....	стр. 9
5. Генерация e-h пар на поверхности диэлектрика – возможная причина перехода диэлектрик-проводник.....	стр. 14
6. Выводы.....	стр. 18
7. Список литературы.....	стр. 19
8. Приложение: листинг программы для моделирования осцилляций.....	стр. 20

Введение

Пучки заряженных частиц в настоящее время находят широкое применение в различных областях науки. Они используются в фундаментальных исследованиях, в технике, в медицине. Важной задачей является транспортировка пучка к объекту. Недавние эксперименты [1] с прохождением ионов через изолирующие капилляры указывают на интересную возможность транспортировки ионов без потери их энергии и заряда. Оказалось, что при прохождении пучков многозарядных ионов через диэлектрические нанокapилляры не происходит перезарядки ионов. Захват ионов в капилляр наблюдался даже при наклоне капилляра на 20° , при этом пик выхода прошедших ионов также отклоняется на 20° , т.е. капилляры оказывают направляющее действие на пучок. В экспериментах в основном используются цилиндрические и конусные капилляры, поскольку их использование уже сейчас представляет большой практический интерес, однако чтобы понять физику процессов, возникающих при взаимодействии ионов с поверхностью диэлектрика, необходимо создавать теоретические модели. Такие модели проще построить для т.н. плоских капилляров, которые представляют собой две диэлектрические пластины, расстояние между которыми много меньше их длины.

В 2006 году в экспериментах с многозарядными ионами было обнаружено новое явление: ток ионов, проходящих через плоский капилляр, испытывал регулярные осцилляции. Ток периодически прерывался. Такое периодическое изменение тока, по-видимому, объясняется тем, что заряд, обеспечивающий бесконтактное прохождение ионов, периодически сбрасывается и капилляр «запирается», т.е. поверхностная проводимость изолятора, находящегося под радиационным воздействием ионов, периодически меняется [4]. Целью настоящей работы является теоретическое объяснение этого экспериментального наблюдения.

2. Эксперимент по наблюдению осцилляций

Эксперименты проводились в научном центре RIKEN (Япония) [6]. Ионы Ar^{8+} с энергией 105 кэВ проходили через плоский капилляр, состоящий из двух натриевых стекол толщиной 0,9 мм (диэлектрическая постоянная $\epsilon=7$). Длина капилляра 26 мм, ширина 20 мм и зазор 0,1 мм. Внешняя часть нижней пластины и входные торцы стекол были покрыты заземленной алюминиевой фольгой. Капилляр был сориентирован так, что пучок падал на нижнюю пластину под углом 7 мрад, при этом некоторый участок длины поверхности пластины заряжался. Часть пучка поддерживала возникший на поверхности заряд, а другая часть пучка проходила через капилляр [2]. В течение часа ток прошедших ионов испытывал лишь хаотические изменения. По-видимому, происходила очистка поверхности от примесных атомов, что влияло на поверхностную проводимость и, следовательно, на величину поверхностного заряда.

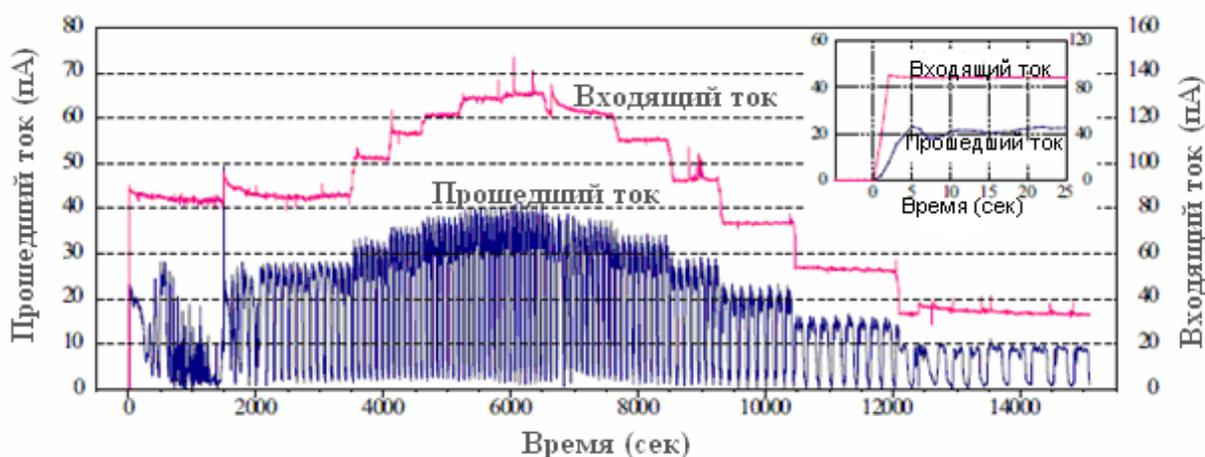


Рис. 1. Осцилляции тока ионов Ar^{8+} , показаны осцилляции при разных величинах инжектируемого тока [6].

По прошествии некоторого времени устанавливался осциллирующий режим тока проходящих ионов (рис.1). Подобные осцилляции тока наблюдались и в цилиндрическом капилляре [7] (рис.2). Этот эксперимент был выполнен в Минске с прохождением протонов с энергией 240 кэВ через стеклянный капилляр диаметром 0,1 мм и длиной 30 мм. И в эксперименте с цилиндрическим капилляром, и в экспериментах с плоским капилляром при изменении величины входящего тока частота осцилляций меняется пропорционально

входящему току (рис.3, точки), причем при этом форма импульсов остается подобной, меняется лишь масштаб оси времени (рис.4).

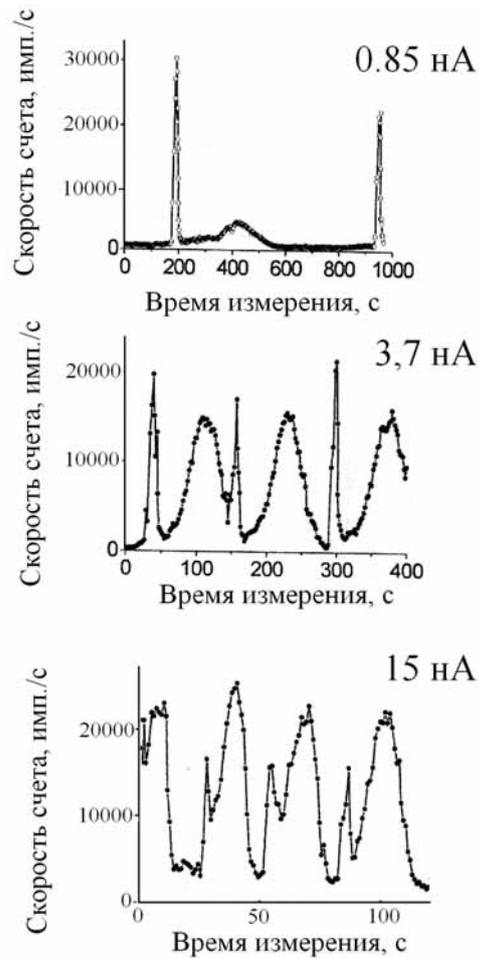


Рис.2. Осцилляции тока, прошедшего через цилиндрический капилляр [7].

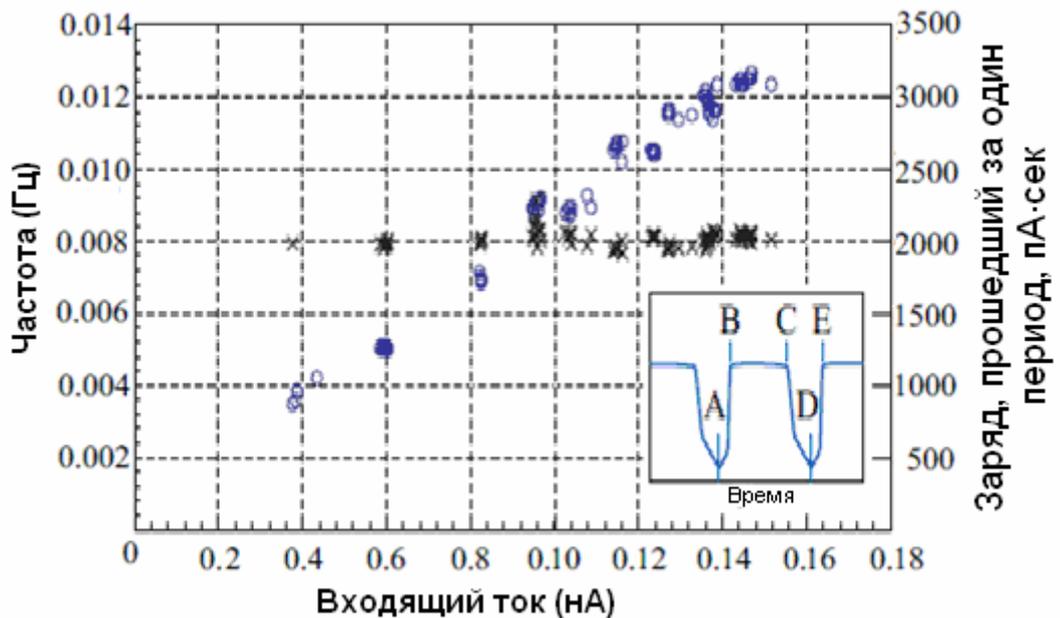


Рис. 3 Зависимость частоты осцилляций и заряда в одном импульсе от инжектируемого в капилляр тока. Приведена зависимость для случая осцилляций с плоской вершиной.

Более того, заряд, протекающий за один период, не зависит от величины тока. Т.е. насколько сжимается импульс во времени, настолько же увеличивается сила тока в импульсе. Т.о. если построить осцилляции не как функцию времени, а как функцию заряда, входящего в капилляр, то эта функция не зависит от величины тока.

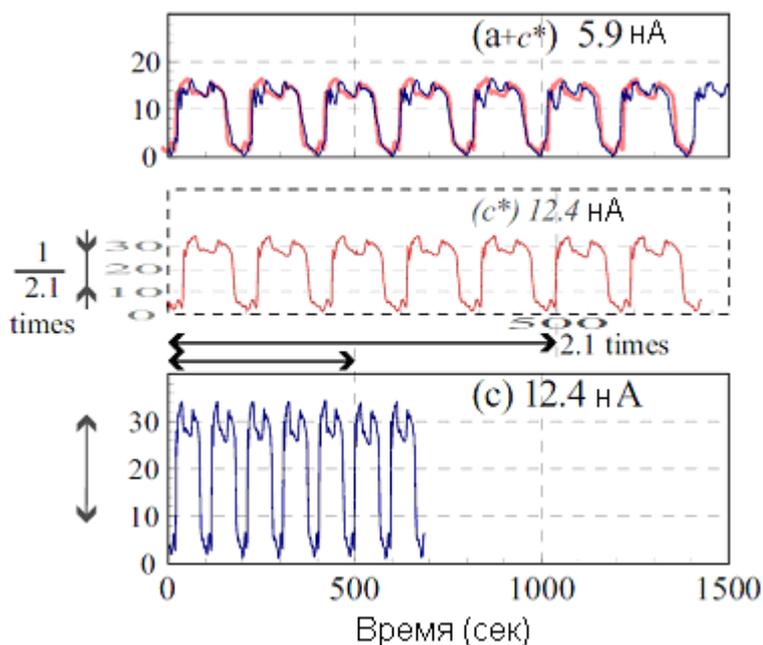


Рис. 4. Иллюстрация подобия формы осцилляций при токе пучка 5,9 нА и 12,4 нА.

3. Качественная модель осцилляций тока ионов, переход изолятор-проводник.

Периодическое изменение тока, проходящего через капилляр, по видимому, обусловлено периодическим изменением поверхностной проводимости изолятора. Проводимость резко возрастает, поверхностный заряд, обеспечивающий прохождение ионов (guiding), сбрасывается и капилляр «запирается». Для возникновения колебаний тока необходимо, чтобы зависимость проводимости от времени (или точнее от величины суммарного заряда входящих в капилляр ионов) имела гистерезисную петлю, т.е. если в какой то момент времени произошел переход поверхности в состояние с высокой проводимостью, то обратный переход в состояние с низкой проводимостью должен происходить с запаздыванием, т.е. с задержкой во времени. Следовательно,

механизм изменения проводимости не может быть прямой функцией накопленного на стенке заряда, не может иметь место однозначная связь между зарядом на поверхности и ее проводящими свойствами, так как в этом случае сразу после скачка проводимости, как только заряд упал бы на бесконечно малую величину, проводимость вернулась бы к прежнему низкому значению, и заряд стенок не изменился бы, т.е. канал бы не заперся. Это означает, что кроме заряжения стенок капилляра ионы производят какие-то дефекты (эффекты), которые при накоплении критической концентрации обеспечивают скачкообразное увеличение проводимости и при протекании разрядного тока исчезают не мгновенно, а за какое-то время, за которое стенки успевают разрядиться. Эти дефекты не должны менять заряд стенки капилляра (иначе невозможны импульсы с плоской вершиной, когда заряд достиг насыщения, а дефекты продолжают копиться, см. рис.1), т.е. эти дефекты должны быть нейтральными, должны не нести заряда.

Пусть эти дефекты имеют уровень состояния электрона вблизи границы валентной зоны, и пусть область локализации этого уровня r_0 (т.е. волновая функция $\psi \sim \exp\{-r/r_0\}$). Тогда, если достигается концентрация таких дефектов (n^*), удовлетворяющая соотношению $n^*r_0^2 \sim 1$, то, благодаря взаимодействию состояний, вместо уровней локализованных состояний возникает зона нелокализованных состояний электронов. Эта зона свободна и, если она не отделена широкой щелью от валентной зоны изолятора, то обеспечивает скачок проводимости. Заряд, высаженный на поверхности, быстро стекает. При протекании тока температура поверхности возрастает. При новой, повышенной температуре, дефекты рекомбинируют быстрее, чем до подогрева, поэтому, несмотря на продолжающуюся генерацию этих дефектов ионами, их концентрация падает, становится меньше критической n^* и электронная зона исчезает, т.е. проводимость возвращается к своей прежней величине. Будем называть эти дефекты

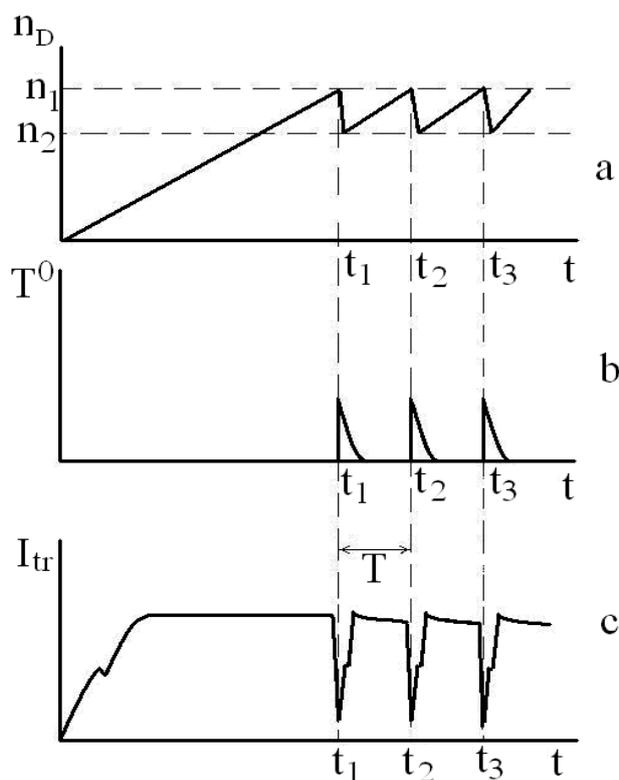


Рис.5. Иллюстрация к модели генерации осцилляций тока.

дефектами проводимости (ДП). Рис.5 иллюстрирует описанные выше процессы. На рис.5а изображена зависимость концентрации ДП от времени. На рис.5б изменение температуры поверхности во времени. Рис.5с иллюстрирует зависимость проходящего тока от времени. Время, необходимое для рекомбинации дефектов, обеспечивает запаздывание возвращения проводимости к изначальному уровню (гистерезис).

Как видно из рисунков 1 и 2, наблюдаются различные формы осцилляций. В рамках предложенной модели, в которой действует не только заряд поверхности, но и второй агент, ДП, легко понять любую из наблюдавшихся форм осцилляций (рис. 6). Форма определяется тем, что произойдет раньше, насыщение поверхностного заряда высаженного на стенках капилляра (С) или накопление критической концентрации ДП и появление зоны нелокализованных электронных состояний (В). Если новая проводящая зона появляется раньше (В), чем происходит насыщение высаженного на стенках заряда (С), осцилля-

ции будут иметь треугольную форму (рис. 6а). Если же насыщение заряда на стенке (С) происходит

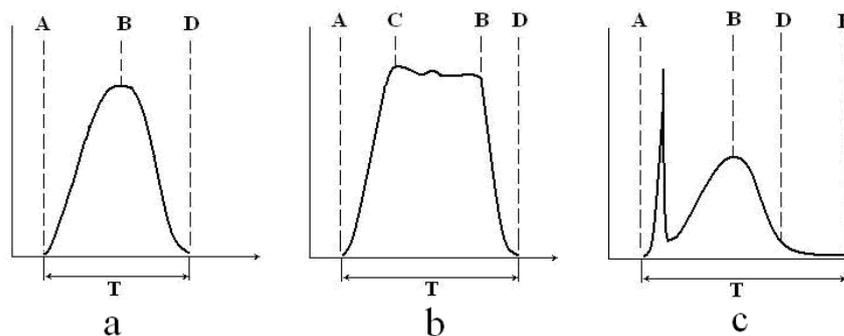


Рис.6. Схематическая форма пиков осцилляций: a,b - форма осцилляций, которая наблюдалась в RIKEN [6], c - форма осцилляций, которая наблюдалась в Минске [7].

раньше появления проводящей зоны и начала разрядки (В), то осцилляции будут иметь плоскую вершину (рис. 6 б). Временной интервал А-С это время насыщения заряда стенок. Интервал А-В время накопления критической концентрации ДП. Интервал В-Д время стекания заряда до «запирания» капилляра. И интервал В-Е время рекомбинации ДП до исчезновения высокой проводимости (поэтому на участке Д-Е не происходит накопление заряда).

4. Количественная модель осцилляций.

В соответствии с изложенным представлением можно сформулировать простую количественную модель генерации осцилляций тока ионов, проходящих через капилляр. Состояние системы определяется двумя величинами: зарядом поверхности $Q(t)$ и концентрацией дефектов проводимости $n(t)$, поведение которых описывается системой связанных уравнений.

Уравнение баланса для заряда на стенке капилляра имеет вид:

$$\frac{dQ(t)}{dt} = I_0 - I_t - I_{leak} \quad , \quad (1)$$

где I_0 – входящий ток, I_t – ток на выходе из капилляра, он пропорционален заряду [8]:

$$I_t = \begin{cases} 0, & Q(t) < Q_0 \\ k_1(Q(t) - Q_0), & Q(t) \geq Q_0 \end{cases} \quad , \quad (2)$$

где Q_0 – минимальный заряд на пластинке, необходимый для отклонения пучка на угол, достаточный для прохода ионов через капилляр, поэтому если заряд меньше, то ток не проходит.

I_{leak} – ток утечки:

$$I_{leak} = I_{drift} + I_{cond} \quad , \quad (3)$$

где I_{drift} – ток утечки, обусловленный дрейфом поверхностного заряда, т.е. проводимостью изолятора; I_{cond} – ток разрядки, обусловленный проводимостью, которая появляется, когда концентрация ДП достигает критической величины и образуется новая электронная зона. Для дрейфового тока мы можем написать [9]:

$$I_{drift} = k_2 Q^2(t) \quad . \quad (4)$$

Для тока проводимости учитываем изменение состояния поверхности:

$$I_{cond}(t) = \left\{ \begin{array}{ll} 0 & n(t) \leq n_1, \quad \frac{dn}{dt} > 0 \\ k_3 Q(t) & n_2 < n(t) < n_1, \quad \frac{dn}{dt} < 0 \end{array} \right\} \quad , \quad (5)$$

где k_3 характеризует проводимость поверхности при образовании электронной зоны дефектными уровнями.

Уравнение, управляющее концентрацией дефектов проводимости, может быть записано в виде:

$$\frac{dn}{dt} = k_4 (I_0 - I_t) - k_5 n(t) \quad , \quad (6)$$

$$k_5 = \left\{ \begin{array}{ll} k_5^{(1)} & n(t) \leq n_1, \quad \frac{dn}{dt} > 0 \\ k_5^{(2)} & n_2 < n(t) < n_1, \quad \frac{dn}{dt} < 0 \end{array} \right\} \quad , \quad (7)$$

где k_4 – вероятность рождения ДП ионами, $k_5^{(1)}$ и $k_5^{(2)}$ – вероятности рекомбинации ДП до образования новой зоны и при ее наличии соответственно, n_1 и n_2 – плотности ДП, при которых образуется и разрушается новая электронная зона. Зона образуется при достижении концентрацией ДП величины n_1 и существует, пока концентрация не упадет ниже n_2 .

Решение системы уравнений (1) – (7) легко провести численно пошаговым методом, стартуя с величин $Q(0)=0$ и $n(0)=0$, соответствующих началу прохождения ионов через капилляр. Вычисления проводились в среде Matlab. Форма осцилляций определяется выбором коэффициентов (вероятностей), входящих в уравнения. На рисунках 7 и 8 показаны два расчетных варианта формы осцилляций. Треугольная форма получена при выборе параметров: $I_0=0.1 \text{ nA}$; $k_1=0,01\text{c}^{-1}$; $k_2=10^{-12}\text{c}^{-1}\text{e}^{-1}$; $k_3=0,4\text{c}^{-1}$; $k_4=2\text{e}^{-1}$; $k_5^{(1)}=10^{-8}\text{c}^{-1}$; $k_5^{(2)}=0,008\text{c}^{-1}$; $Q_0 = 0.5*10^{10} \text{ e}$; $n_1=4,02*10^{11}\text{cm}^{-2}$; $n_2=3,65*10^{11}\text{cm}^{-2}$

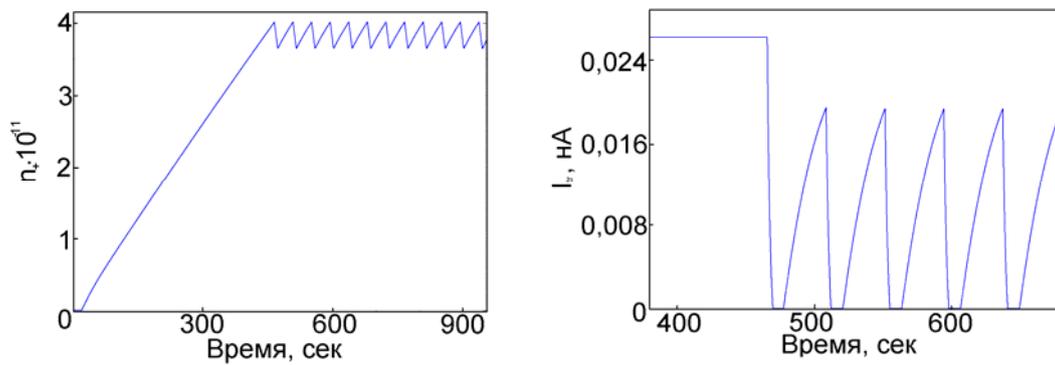


Рис. 7. Зависимости концентрации дефектов и заряда, накопленного на стенке, от времени.

Осцилляции с плоской вершиной получены при выборе параметров уравнений: $k_1=0,1\text{c}^{-1}$; $k_2=10^{-12}\text{c}^{-1}\text{e}^{-1}$; $k_3=0,4\text{c}^{-1}$; $k_4=2\text{e}^{-1}$; $k_5^{(1)}=10^{-8}\text{c}^{-1}$; $k_5^{(2)}=0,008\text{c}^{-1}$; $Q_0 = 0.5*10^{10} \text{ e}$; $n_1=4,02*10^{11}\text{cm}^{-2}$; $n_2=3,65*10^{11}\text{cm}^{-2}$ при нескольких величинах входящего тока I_0 . На рисунке 8 показаны осцилляции с плоской вершиной для четырех величин входящего тока и там же показана зависимость концентрации дефектов от времени для этого же случая.

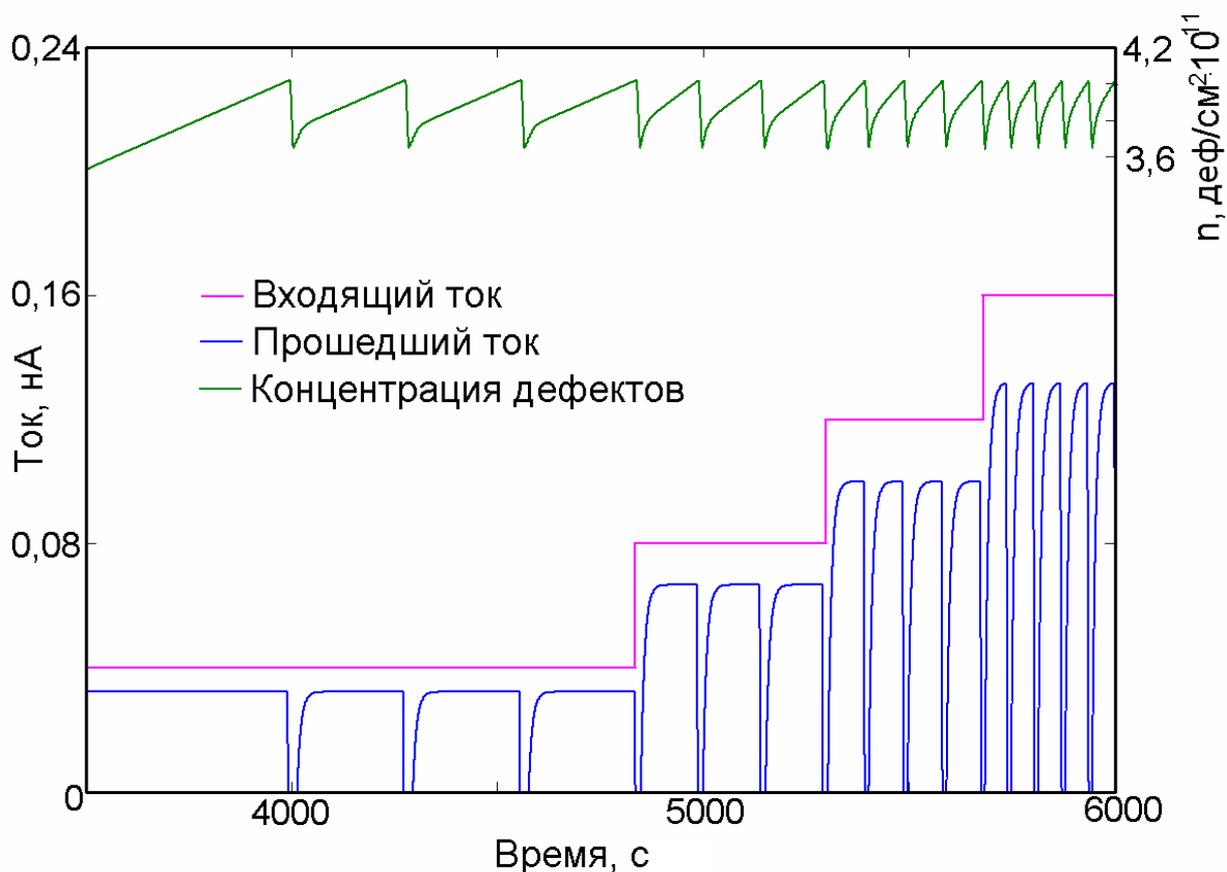


Рис. 8. Осцилляции прошедшего тока с плоской вершиной при различных величинах входящего тока от времени, зависимость концентрации дефектов от времени для различных входящих токов от времени для осцилляций с плоской вершиной.

Из результата расчета видно, что вначале идет накопление ДП, и нет осцилляций. В эксперименте тоже регулярные осцилляции начинались по прошествии времени порядка одного часа. Иногда в этот промежуток времени пучок тоже прекращался, но эти «запираания» не были регулярными и могут объясняться разрядкой капилляра за счет случайных пробоев, которые по мере очистки поверхности ионами позже прекращаются.

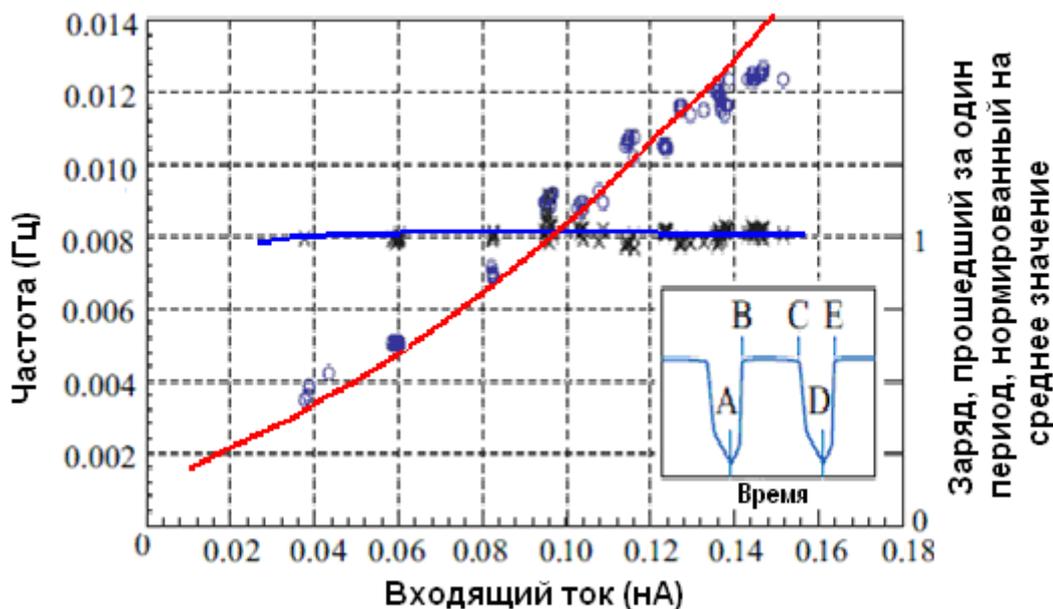


Рис. 9. Зависимость частоты осцилляций и заряда, прошедшего за один период, нормированного на среднее значение, от величины инжектируемого в капилляр тока.

На рисунке 9 красная непрерывная кривая показывает рассчитанную по модели зависимость частоты осцилляций от величины входящего тока ионов (шкала слева). Кривая построена для набора параметров такого же, как на рис.8, т.е. для условий, при которых наблюдаются осцилляции с плоской вершиной, так же, как было в эксперименте, в котором были получены экспериментальные точки. Модельная кривая хорошо ложится на экспериментальные точки (конечно, при соответствующем выборе параметров модели). На этом же рисунке синей линией нанесена зависимость заряда, прошедшего за один период и нормированного на среднее значение, от величины входящего тока (шкала справа). Как и в эксперименте, этот заряд практически не зависит от величины входящего тока.

Эксперимент выполнен в нешироком диапазоне изменения величины тока. В модели можно проанализировать поведение осцилляций в произвольном интервале (рис. 10, модельные параметры те же, что были выбраны для рис. 9). При достаточно слабом и при слишком большом входящем токе I_i осцилляций не будет. При слабом токе за счет естественной рекомбинации ДП их концентрация не может достигнуть критической величины n_l и зона нелокализованных состояний электронов не возникнет, а при слишком большом токе такая

зона образуется, но концентрация ДП не сможет стать ниже критической величины n_2 и зона не исчезнет. Это предсказание модели может быть проверено экспериментально.

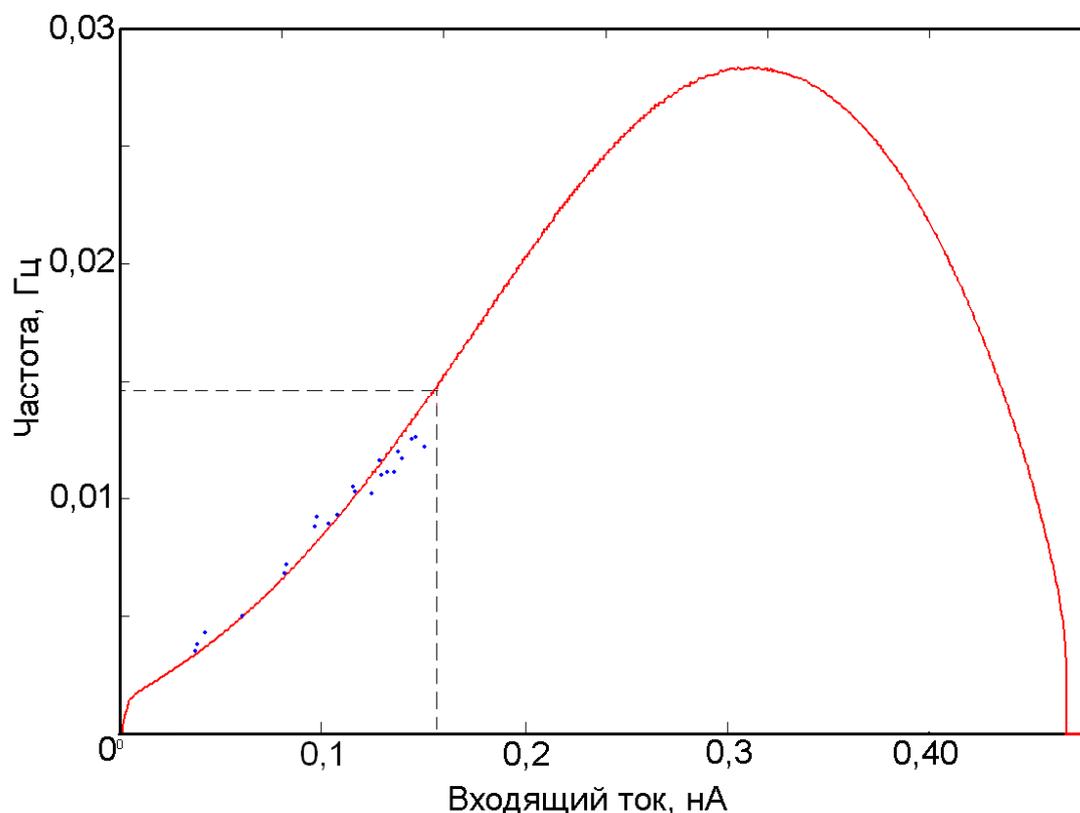


Рис. 10. Зависимость частоты осцилляций от величины инжектируемого в капилляр тока. Пунктиром выделена область, показанная на рис. 9.

5. Генерация e-h пар на поверхности диэлектрика - причина перехода диэлектрик-проводник.

Какие дефекты могут являться дефектами проводимости? Среди известных структурных дефектов нет кандидата на описанную выше роль ДП. Роль дефектов, необходимых для скачкообразного увеличения проводимости, могут выполнять обычные электрон - дырочные пары в поверхностном слое диэлектрика. Нижняя пластина заряжается положительно. Следует ожидать, что в основном заряд создается за счет выбивания электронов и образования дырок, т.к. ион на поверхности капилляра с большой вероятностью нейтрализуется и уходит с нее в виде нейтрального атома. Поперечная энергия ионов порядка эВ, и они не могут внедриться в массив стенки.

Плотность заряда на поверхности стенки капилляра ограничена. Ранее это объяснялось резкой нелинейной зависимостью тока утечки от плотности заряда [3, 5]. Но есть и еще один механизм, ограничивающий величину заряда капилляра. Энергия электронов, выбитых с поверхности диэлектрика около 1 эВ, поэтому, как только положительный потенциал поверхности становится порядка 1В, эмиссия электронов «запирается». Т.е. в дальнейшем выбитые электроны не улетают, а садятся обратно на поверхность. Образуются пары электрон-дырка. Т.к. проводимость диэлектрика низка, и электрон может вернуться на поверхность диэлектрика не слишком близко от места выбивания, эти пары живут достаточно большое время (τ). Таким образом, концентрация дырок растет и может стать достаточно большой. Подчеркнем, что при этом средний заряд поверхности диэлектрика никак не связан с количеством электрон - дырочных пар. Заряд определяется тем, насколько количество дырок превышает количество захваченных в поверхностные ловушки электронов.

Электрон выбивается с уровня, близкого к границе валентной зоны, поэтому локализованный вакантный уровень будет лежать тоже вблизи границы валентной зоны диэлектрика. Оценим область локализации этого состояния из

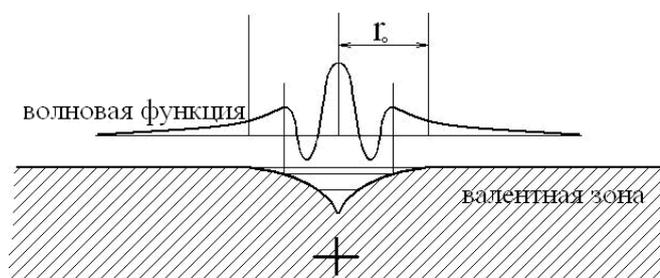


Рис. 11. Иллюстрация волновой функции состояния в потенциальной яме дырки.

простых соображений. Дырка - положительный заряд изгибает валентную зону около себя, что иллюстрирует рис. 11:

$$U(r) = - (e/\epsilon r),$$

где $\epsilon \sim 7$ – диэлектрическая постоянная. Строго говоря, заряд дырки не точечный (дно потенциальной ямы не кулоновское). Тем не менее, за неимением лучшего для оценок локализации волновых функций состояний в этой яме, будем использовать водородоподобные состояния. Водородоподобные уровни

$E = -E_a(2n^2\varepsilon^2)^{-1}$ (где $E_a = 27,07 \text{ eV}$, n – квантовое число) имеют радиус локализации состояний $\langle r \rangle = 1,5 a \varepsilon n^2$ (где $a = 0,53 \text{ \AA}$). Следовательно, расстояние, на котором эти состояния начинают взаимодействовать $r_0 = 3 \cdot a \cdot \varepsilon \cdot n^2$. Для оценок мы не можем брать глубокие состояния с малым главным квантовым числом n , как было сказано дно ямы не кулоновское. Возьмем для оценки, $n=4$, тогда $r_0 \sim 100 \text{ \AA}$, и энергия такого состояния $E \sim -0,02 \text{ эВ}$. Т.о., если расстояние между дырками не больше, чем 200 \AA , то хвосты волновых функций этих состояний перекрываются, состояния взаимодействуют, и возникает зона нелокализованных состояний электронов (рис.12).



Рис. 12. Иллюстрация образования электронной зоны.

Для рассматриваемых состояний критическая концентрация достигает вполне реальной величины $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (тут следует еще раз напомнить, что средняя плотность поверхностного заряда много меньше, чем 10^{11} см^{-2}). Возможно, что критическая концентрация $e-h$ пар меньше, чем приведенная оценка. Дело в том, что для разрядки поверхности не обязательно получать сплошную по поверхности изолятора проводящую зону, да это и невозможно, т.к. отрицательные заряды занимают часть поверхности и должны находиться на удалении от дырок. Достаточно образовать пространственную конфигурацию зоны фрактального типа.

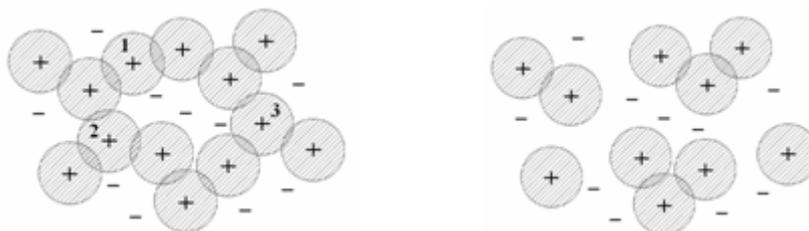


Рис. 13. Образование и разрушение проводящей зоны.

Средняя необходимая концентрация потенциальных ям в этом случае существенно меньше (рис.13). На рисунке кружочками изображены области локализации волновых функций ДП. На левом рисунке области перекрываются, и образуется зона нелокализованных состояний. На правом показано, что достаточно убрать лишь малую долю дырок и зона перестает существовать ($n_1 - n_2 \ll n_2$).

Как только образовалась зона нелокализованных состояний, причем незанятых состояний, расположенная внутри валентной зоны на глубине (по энергии) порядка $0,02$ эВ, проводимость поверхности становится металлической и заряд стекает [10]. Заряд поверхности становится меньше необходимого для бесконтактного прохождения ионов через капилляр, т.е. капилляр «запирается». При протекании тока разрядки поверхность нагревается, рекомбинация e-h пар ускоряется, и, несмотря на продолжающееся воздействие ионов на поверхность, концентрация пар уменьшается и становится меньше необходимой для образования зоны. Кроме того, электроны, заполнившие новую зону, свободно перемещающиеся и осуществляющие протекание тока, также могут рекомбинировать с дырками. Зона нелокализованных электронных состояний исчезает. После этого процесс повторяется. Вновь начинается накопление заряда и e-h пар. Достигается критическая концентрация пар, возрастает проводимость, сбрасывается заряд, «запирается» капилляр, рекомбинируют пары и т.д.

Предложенная модель хорошо объясняет осцилляции, т.к. имеет место запаздывание исчезновения высокой проводимости относительно времени стекания заряда (т.е. есть гистерезис). Причина запаздывания понятна. Зону образуют электронные состояния около положительных зарядов, и избыточный положительный заряд быстро стекает. Отрицательные заряды пространственно находятся вне образовавшейся зоны проводимости (см. рис.13), и для рекомбинации пары необходимо время для преодоления барьера. Таким образом, e-h пары являются вполне реальным кандидатом на роль ДП. Отметим, что

оценка критической концентрации e-h пар хорошо согласуется с модельными параметрами n_1 и n_2 , которые были подобраны для объяснения эксперимента. В случае, если дефектами проводимости являются e-h пары, то параметр k_4 (вероятность рождения ДП ионами) является коэффициентом вторичной эмиссии электронов, и подобранное под эксперимент модельное значение $k_4=2$ на один заряд иона хорошо согласуется с известными величинами коэффициента эмиссии [11].

6. Выводы

Показано, что необычное осциллирующее поведение тока ионов, проходящих через капилляр, объясняется накоплением дефектов, обладающих специфическим свойством образовывать электронную зону при достижении их концентрации некоторой критической величины.

Показано, что роль таких дефектов могут выполнять e-h пары.

Можно утверждать, что исследование прохождения ионов через капилляр позволило экспериментально обнаружить новое явление, явление фазового перехода поверхности изолятора в проводящее состояние для простого вещества при воздействии на него пучка ионов. Ранее такой фазовый переход наблюдался только для сложных полимерных материалов [12].

7. Список литературы

1. N. Stolterfoht, J.-H. Bremer, V. Hoffmann, R. Hellhammer, D. Fink, A. Petrov, and B. Sulik // *Phys. Rev. Lett.* **88**, 133201 (2002).
2. Г.П.Похил, К.А.Вохмянина, Л.А. Жиляков, Т. Ikeda, Y. Kanai, Y. Iwai, Т.М. Kojima, Y. Yamazaki // *Известия РАН, серия физическая*, //т.72, №5, стр. 674-679 (2008).
3. Г.П. Похил, К.А. Вохмянина, А.И. Мирончик // *Поверхность №4*, с.82-86 (2009)
4. Винецкий В. Л., Холодарь Г. А. «Радиационная физика полупроводников», изд. Наук, думка, Киев,1979.
5. N. Stolterfoht, R. Hellhammer, J. Bundesmann, et al. // *Phys. Rev. A* **77**, 032905 (2008).
6. Ikeda, Y. Kanai, Т. М. Kojima, Y. Iwai, Y. Kanazawa, M. Hoshino, Т. Kobayashi, G. P. Pokhil, and Y. Yamazaki, *J. Phys. Conf. Ser.* **88**, 012031 (2007).
7. А.С. Камышан, Ф.Ф. Комаров, А.Е. Лагутин // Тез. докл. XXXVII Международной конференции по ФВЗЧК, Москва, 29 мая – 31 мая 2007 г. Изд-во Моск. Ун-та, с. 26.
8. N. Stolterfoht, R. Hellhammer, Z. D. Pešić, V. Hoffmann, J. et al. // *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. B* **225**, 169 (2004).
9. Г.П. Похил, К.А. Вохмянина // *Поверхность №3*, с.71-73 (2008)
10. П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов «Физика твердого тела», изд. Нижегородского ГУ, Нижний Новгород, 1993.
11. М. Каминский «Атомные и ионные столкновения на поверхности металлов», изд. «Мир», Москва, 1967.
12. S.R. Ovchinskiy // *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1450 (1968)
13. Г.П. Похил, А.И. Мирончик, Л.А. Жиляков, Т. Ikeda, Y. Yamazaki // *Известия РАН, серия физическая*// т.72, №2, стр. 674-679 (2010) (в печати).

8. Приложение

```
function n1
tic
k1 = 0.1;
k2 = 1e-12;
k3 = 0.4;
k4 = 2;
k5_1 = 0.00000001;
k5_2 = 0.008;
I0m = 0.1e10;%максимальный входящий ток
Q00 = 0.5e10;%заряд, необходимый для
n1 = 4.02e11;%концентрация дефектов, при достижении которой создается проводящая зона
n2 = 3.65e11;
mmm = 40;%число токов
frequency = zeros(mmm,1);%вектор частоты
I1 = zeros(mmm,1);%вектор входящего тока
S = zeros(mmm,1);%вектор для заряда, проходящего за одну осцилляцию
for zz = 1:mmm
    I1(zz) = I0m/mmm*zz;
end

%начало эксперимента
for r = 1:mmm
    I0 = I0m/mmm*r;%входящий ток

    deltat = 0.05;%sec
    tmax = 40000;
    p = tmax/deltat;
    Q = zeros(p,1);
    n = zeros(p,1);
    TT = zeros(p,1);
    for ghj = 1:p
        TT(ghj,1) = deltat*ghj;
    end
    t = 20;
    kk = t/deltat;
    p1 = 0;
    p2 = 0;
    while(t < tmax)
        if (n(kk-1,1) >= n1)
            period2 = 0;
            while (t < tmax) & (n(kk-1,1) > n2)
                if(Q(kk-1,1) > Q00)
                    Itr = k1*(Q(kk-1,1) - Q00);
                else
                    Itr = 0;
                end
                Q(kk,1) = Q(kk-1,1) + deltat*( I0 - Itr - k2*Q(kk-1,1)*Q(kk-1,1)-k3*Q(kk-1,1));
                n(kk,1) = n(kk-1,1) + deltat*(k4*(I0 - k5_2*n(kk-1,1)));
                t = t + deltat;
                kk = kk + 1;
                period2 = period2 + deltat;
            end
            if (t > tmax/2) & (t < tmax/10*9)
                p2 = period2;
            end
        elseif (n(kk-1,1) <= n2)
            period1 = 0;
            while (t < tmax) & (n(kk-1,1) < n1)
                if(Q(kk-1,1) > Q00)
                    Itr = k1*(Q(kk-1,1) - Q00);
                else
                    Itr = 0;
                end
                Q(kk,1) = Q(kk-1,1) + deltat*(I0 - Itr - k2*Q(kk-1,1)*Q(kk-1,1));
```

```

n(kk,1) = n(kk-1,1) + deltat*(k4*(I0-ltr) - k5_1*n(kk-1,1));
t = t + deltat;
kk = kk + 1;
period1 = period1 + deltat;
end
if (t > tmax/2) & (t < tmax/10*9)
    p1 = period1;
end
end
end
if(p1 > 0) & (p2 > 0)
    frequency(r,1) = 1/(p1+p2);
end
if ((r>9)&(r<11))|((r>19)&(r<21))
    figure
    plot(TT,n)
    axis([1.2e4 1.5e4 2.9e11 3.03e11])
    title(['n; k1 = ', num2str(k1), '; k2 = ', num2str(k2), '; k3 = ', num2str(k3), '; k4 = ', ...
        num2str(k4), '; k5_1 = ', num2str(k5_1),...
        '; k5_2 = ',num2str(k5_2), '; [n1,n2] = [',num2str(n1),...
        ',,num2str(n2),,]', ', I0 = ', num2str(I0)])

    figure
    ltransmitt = zeros(p,1);
    for zx = 1:p
        if(Q(zx,1) > Q00)
            ltransmitt(zx,1) = k1*(Q(zx,1) - Q00);
        else
            ltransmitt(zx,1) = 0;
        end
    end
    plot(TT,ltransmitt,'b')
    axis([0.15e4 0.22e4 0 11e8])
    title(['l; k1 = ', num2str(k1), '; k2 = ', num2str(k2), '; k3 = ', num2str(k3), '; k4 = ', ...
        num2str(k4), '; k5_1 = ', num2str(k5_1),...
        '; k5_2 = ',num2str(k5_2), '; [n1,n2] = [',num2str(n1),...
        ',,num2str(n2),,]', ', I0 = ', num2str(I0)])
    figure
    plot(TT,n)
end
end
figure
plot(II,frequency,'r')
title(['k1 = ', num2str(k1), '; k2 = ', num2str(k2), '; k3 = ', num2str(k3), '; k4 = ', ...
    num2str(k4), '; k5_1 = ', num2str(k5_1),...
    '; k5_2 = ',num2str(k5_2), '; [n1,n2] = [',num2str(n1),...
    ',,num2str(n2),,]; Q0 = ',num2str(Q00)])
axis([0 1e9 0 0.014])
hold on
J = [37 38 42 60 81 82 96 97 103 107 115 116 124 128 129 132 135 137 139 144 146 150];
nu = [0.0035 0.0038 0.0043 0.005 0.0068 0.0072 0.0088 0.0092 0.0089 0.0093 0.0105 0.0103 0.0102
0.0116 0.0110 0.0111 0.0111 0.012 0.0117 0.0125 0.0126 0.0122];
JJ = J/(1.6e-7);
plot(JJ,nu,'.r')
hold off

S = (Qmax - Q00)./II;
figure
plot(II,S,'y')
title(['k1 = ', num2str(k1), '; k2 = ', num2str(k2), '; k3 = ', num2str(k3), '; k4 = ', ...
    num2str(k4), '; k5_1 = ', num2str(k5_1),...
    '; k5_2 = ',num2str(k5_2), '; [n1,n2] = [',num2str(n1),...
    ',,num2str(n2),,]; Q0 = ',num2str(Q00)])
axis([0.25e9 1e9 0 10])
toc

```