

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

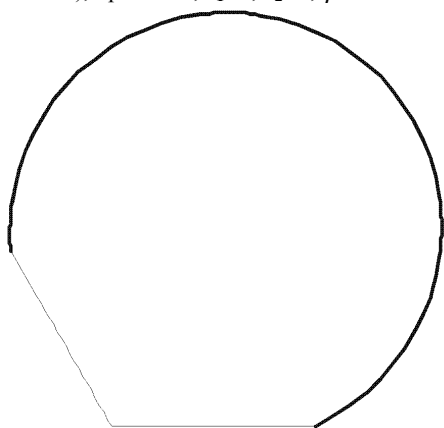


Рисунок 2.2. Форма струны в поле точечного электрического заряда.

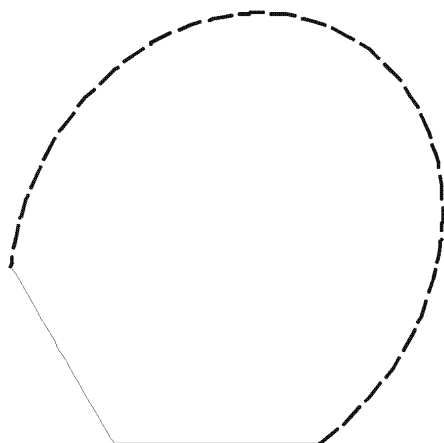


Рисунок 3.1. Форма струны при вращении с постоянной скоростью.

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.

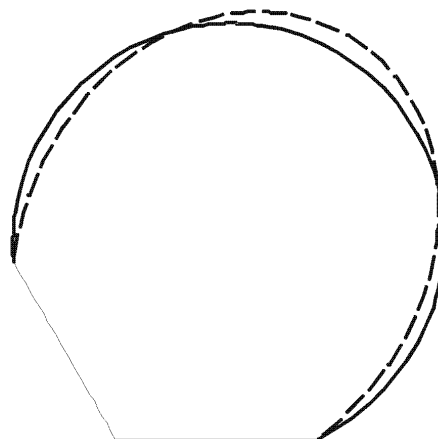


Рисунок 3.2. Формы струны в поле точечного электрического заряда и при вращении с постоянной скоростью.

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.

соображений, требующих рассмотрения. Ниже анализируются пороговые, энергетические и пространственные характеристики эффекта в зависимости от величин нелинейностей для гексагональных и кубических полупроводников, рассмотрены условия оптимального автоканалирования.

В полупроводниках самовоздействие света носит сложный характер в зависимости от длительности импульсов, способ возбуждения (одно-, двухфотонное и т.д.) и других условий, проявляющийся в конкуренции процессов самофокусировки и дефокусировки [4]. С возрастанием интенсивности преобладающим становится активный механизм нелинейности, обусловленный двухфотонным возбуждением неравновесных свободных носителей. Оказалось, что в исследуемых условиях положительное изменение показателя преломления Δn , приводящее к самофокусировке излучения, обусловлено нелинейной поляризуемостью связанных электронов, а отрицательное изменение, ответственное за дефокусировку - возбуждением свободных носителей. При этом нелинейность n_2 характеризует Δn за счет возбуждения свободных носителей при однофотонном, а n_4 - при двухфотонном поглощении. Указанные механизмы нелинейности проявляют резонансный характер и с приближением лазерной частоты к краю поглощения полупроводника их вклад заметно возрастает.

Впервые эффект самоканалирования света (образование нитевидной или филаментной структуры) в полупроводниках наблюдали в активной области инжекционного лазера на основе арсенида галлия [6] и интерпретировали в рамках существующих представлений [3,7-9], а также на основании расчетов по 6-волновому взаимодействию [10]. Стационарная теория самоканалирования [4,7], результаты которой использованы нами, разработана для случая параллельных, слабо сходящихся или слабо расходящихся (лазерных) пучков и полностью прозрачных сред, реализующегося, в частности, при двухфотонном поглощении. Основное требование выполнимости самоканалирования света для широкого класса условий заключается в наличии нелинейности n_4 определенной величины с отрицательным знаком. Ее существование приводит к заметному снижению порога и возможности наблюдения данного эффекта в ряде сред [3,11]. Этот факт предполагается выявить и на примере полупроводников. Вторым важным условием реализации самоканалирования света является требование, чтобы коэффициент нелинейности n_2 был положительным. Оба эти условия одновременно выполняются в кристаллах сульфида кадмия при двухфотонном возбуждении наносекундными лазерными импульсами в широком спектральном диапазоне, причем в области края собственного поглощения нелинейности резко возрастают и становятся аномально большими. При этом усиливается анизотропия эффектов, особенно более высокого порядка. Так, при $\lambda = 0,69$ мкм ($I = 1 \div 30$ МВт/см²) $n_2 = 3,9 \cdot 10^{-11}$, $n_4 = -2,7 \cdot 10^{-15}$ ед. СГСЭ (e⊥C, e||C) [4,12]; при $\lambda = 0,53$ мкм $n_2 = 1,18 \cdot 10^{-9}$, $n_4 = -1,41 \cdot 10^{-12}$ ед. СГСЭ (e⊥C) и $n_2 = 1,16 \cdot 10^{-9}$, $n_4 = -5,9 \cdot 10^{-13}$ ед. СГСЭ (e||C) [4].

При однофотонном возбуждении, т.е. при наличии поглощения [13,14], и в условиях просветления указанных кристаллов [15] знак коэффициента n_2 отрицателен, а его величина примерно на порядок выше по сравнению со случаем полной прозрачности, или тем, что можно ожидать в модели Друде, и достигает $1,2 \cdot 10^{-8}$ (e⊥C) и $5,9 \cdot 10^{-9}$ (e||C) ед. СГСЭ. В используемых при этом фоторефрактивных методах измерения надежно контролируется лишь абсолютное значение нелинейности, а ее знак - в меньшей степени [12]. В арсениде галлия и некоторых других кристаллах наблюдается "гигантская" нелинейность $n_2 \sim -(10^{-4} \div 10^{-3})$ ед. СГСЭ [16]. При наличии электрического поля самосогласованное изменение

концентрации неравновесных носителей и поля приводит к инверсии знака нелинейности и к эффекту самоканалирования [6,8,25]. Аналогичное изменение происходит в условиях стимулированной рекомбинации или в активных средах, в которых дефокусировка сменяется самофокусировкой [16]. Положительное значение n_2 при однофотонном поглощении возможно также в области энергий кванта выше края собственного поглощения [5].

В условиях возбуждения пикосекундными импульсами (в отсутствие когерентных эффектов) наблюдается самодефокусировка, приводящая к кольцевидной форме сечения прошедшего через кристалл пучка [17]. При когерентном просветлении среды короткими световыми импульсами имеет место самофокусировка, сопровождающаяся увеличением интенсивности на оси пучка и усилением неоднородности интенсивности по его сечению [18,19]. Особенностью когерентного взаимодействия излучения с полупроводниками (самоиндуцированной прозрачности) является быстрая перекачка энергии от переднего фронта импульса к среде и обратно, приводящая к деформации УКИ импульса и аномально высокому значению пропускания - порядка единицы, а также к замедлению групповой скорости распространения до $10^8 - 10^9$ см/с [20], т.е. почти на два порядка. Эти процессы могут иметь определенное отношение к наличию временной структуры пикосекундного диапазона в излучении стримера, выходящего вдоль его канала, и к возможности изменения скорости разряда в широких пределах $\sim 10^7 - 10^9$ см/с. Следует отметить, что наряду с обычным (нелазерным) [21] и ионизационным (в условиях ударной ионизации) [22] самоканалированием электромагнитных волн, возможны стационарное [3] и нестационарное [11,23], когерентное и некогерентное, а также динамическое и непрерывное самоканалирование лазерного излучения [11,24]. Для идеального пучка, каким является излучение лазера, характеризующегося высокой интенсивностью, монохроматичностью и небольшой расходимостью, условия реализации эффекта выполняются легче, чем для нелазерного излучения.

Анализ приведенных литературных данных с учетом наличия во временной структуре излучения стримера нано- и пикосекундной составляющих указывает на целесообразность численного моделирования эффекта самоканалирования излучения в условиях разряда при варьировании коэффициентов нелинейностей в пределах $n_2 \sim 10^{-9} \div 10^{-8}$, $n_4 \sim -(10^{-14} \div 10^{-12})$ ед. СГСЭ. Приводившийся ранее [1,2] в несколько ином виде критерий эффекта, учитывающий дифракцию, самофокусировку и самодефокусировку света, запишем следующим образом:

$$(2 | n_2 E^2 + n_4 E^4 | / n_0)^{1/2} = 1,22 \lambda / (D n_0), \quad (1)$$

где D - исходный диаметр пучка, λ - длина волны в вакууме, E - амплитуда электрического поля E световой волны, n_0 - линейный показатель преломления среды. Соответствующая (1) мощность излучения равна

$$P_{cr1-4} = | cD / (64 n_4) \{ [(n_0 n_2 D)^2 \pm 2 \cdot 1,22^2 n_0 n_4 \lambda^2]^{1/2} \pm n_0 n_2 D \} |. \quad (2)$$

Анализ четырех возможных значений P_{cr} согласно (2) показывает, что минимальный порог эффекта P_{cr1} соответствует знаку "-" в обеих диадах последнего выражения. Аналогично обозначим через P_{cr2} мощность, соответствующую знаку "+" в диадах, P_{cr3} - последовательно знакам "+, -" и P_{cr4} - знакам "-, +" соответственно. В частности, для монокристаллов сульфида кадмия в области края собственного поглощения ($n_2 = 1,2 \cdot 10^{-9}$, $n_4 = -1,4 \cdot 10^{-12}$ ед. СГСЭ) при $D = 1$ мм $P_{cr1} \approx 152$, $P_{cr2} \approx 1830$, $P_{cr3} \approx 179$ и $P_{cr4} \approx 2161$ Вт (в [1,2] указывалось одно из этих значений - 180 Вт). Формулы, эквивалент-

ные (1) и (2), приводились в символическом (свернутом) виде, т.е. без указания модулей и диад, однако указывалось, что в области $E < 10^4$ В/см преобладает вклад первого члена в левой части выражения (4), выше - второго. Это предполагает при конкретных вычислениях использование модулей соответствующих величин.

Мощность свечения, выходящего вдоль канала стримера, достигает $P \sim 10$ кВт при амплитуде возбуждающего импульса $U \sim 150$ кВ [26-28], а ее оценка в пороге возникновения разряда ($U \sim 5 \div 10$ кВ) на основании данных [28,29] приводит к величине $P \sim 10$ Вт. Однако эти данные занижены и не оптимизированы по ряду параметров, о чем будет сказано отдельно. Поэтому, учитывая высокий квантовый выход излучения в рассматриваемой геометрии, можно полагать, что при стримерном разряде условие самоканалирования света по порогу эффекта $P_s > P_{cr}$ выполняется со значительным запасом. Здесь под величиной P_s следует понимать среднее значение мощности излучения стримера как сложного явления, в котором рассматриваемые оптические процессы вносят заметный вклад лишь на определенной (не обязательно начальной) стадии развития.

В соответствии с (2) величины P_{cr} и n_4 в первом приближении связаны обратной зависимостью. Следовательно, пороговая мощность минимальна в направлениях абсолютных максимумов пространственного распределения указанной нелинейности или соответствующей ей диэлектрической восприимчивости χ^5 [1,2]. Из (2) следует выражение для порога самоканалирования, обусловленного действием только эффекта самофокусировки, - как предельного случая при $n_4 \rightarrow 0$:

$$P_{cr} = c(0,61\lambda)^2 / (16 n_2), \quad (3)$$

Данное выражение совпадает с известными теоретическими оценками [3,7,11]. В этом приближении порог эффекта не зависит от диаметра пучка и примерно равен 163 Вт, что с учетом вышеуказанных замечаний в отношении мощности свечения разряда приводит к более жестким условиям выполнимости эффекта самоканалирования, чем в рассмотренном комбинированном случае.

Влияние оптической нелинейности пятого порядка на зависимость порога эффекта P_{cr1} от исходных размеров светового пучка согласно (2) продемонстрировано на рисунке 1 при варьировании модуля коэффициента n_4 в широком диапазоне от $\sim 10^{-16}$ до 10^{-12} ед. СГСЭ. Различие данной зависимости по сравнению с предельным случаем (3), примерно соответствующим $n_4 \sim 10^{-16}$ ед. СГСЭ, возрастает по мере уменьшения диаметра пучка и достигает максимума (≈ 30 раз) при $D \sim 10$ мкм.

Волноводный характер канала стримера и причина отсутствия центрального пятна диаграммы направленности излучения по направлению движения фронта разряда впервые отмечались в работе [27]. При этом оценка изменения показателя преломления в канале исходя из параметров диаграммы привела к величине $\Delta n \approx 0,02$ и предполагалось, что одним из механизмов, формирующим соответствующий профиль n , является тепловое действие протекающего по каналу электрического тока (j). Однако как показывают оценки, требуемые для этого значения j способны вызвать разрушения полупроводника. Поэтому более вероятным механизмом формирования волновода нам представляется процесс самоканали-

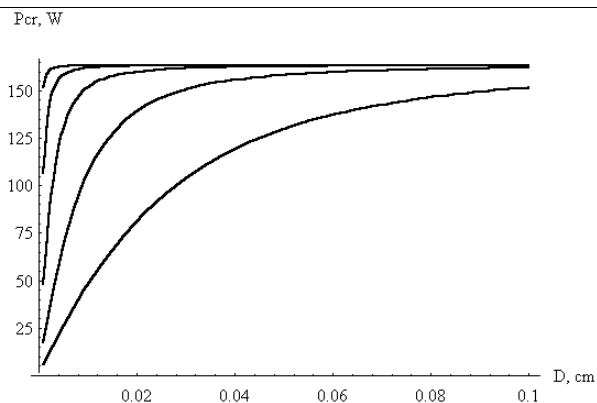


Рисунок 1 – Влияние оптической нелинейности пятого порядка на зависимость порога эффекта самоканалирования от исходных размеров светового пучка:

$$n_4 = -1,4 \cdot 10^{-12} (1), -1,4 \cdot 10^{-13} (2), -1,4 \cdot 10^{-14} (3), -1,4 \cdot 10^{-15} (4), -1,4 \cdot 10^{-16} (5) \text{ ед. СГСЭ};$$

$$n_2 = 1,2 \cdot 10^{-9} \text{ ед. СГСЭ}.$$

рования излучения, приводящий к вытеснению плазмы неравновесных носителей за пределы светового канала [11,21,30-32] (и ссылки к [11]), т.е. к уменьшению величины тока ниже порога разрушений. Это подтверждается как экспериментальными данными [33], в соответствии с которыми нитевидные разрушения в твердых телах не связаны с волновым распространением света, так и рассматриваемой в литературе возможностью полного вытеснения плазмы электромагнитным полем при предельных уровнях возбуждения в условиях самовоздействия света [21,30]. Выполненная ниже оценка предельных интенсивностей при стримерном разряде с учетом особенностей регистрации явления приводит к величинам $\sim 10^{15}$ Вт/см² и более, что возможно из-за усиления света в режиме самоканалирования [3,11]. Следует отметить, что в указанном режиме достигаются рекордные величины $I \sim 10^{18} \div 10^{20}$ Вт/см², имеющие, с одной стороны, важное значение для выяснения фундаментальных свойств вещества [34], и для решения проблемы эффективного транспорта энергии на значительные расстояния - с другой [11].

Отсутствие центрального пятна диаграммы направленности излучения по направлению движения фронта разряда в работе [27] объясняется эффектом Франца-Келдыша и сильным поглощением этой компоненты диаграммы. В рамках представления о нелинейных оптических процессах данный факт можно интерпретировать самофокусировкой и рассеянием излучения специфическим ореолом, образующимся от поглощающих частиц (в качестве последних могут служить природные дефекты и примеси, различные неоднородности - оптические и др.) [35]. При этом малая неоднородность оставляет после себя большую зону тени (в 2-3 раза превышающую по размерам пучок) и перекрывает ореолом весь луч.

Экспериментально установлена существенная роль близости фокуса к поверхности среды в образовании нитей [36], что может быть связано с уменьшением ослабления луча из-за рассеяния, деформацией поверхности, особенностью нелинейности вблизи поверхности и является следствием волновой природы распространения света в нелинейной среде. Нами обнаружена похожая чувствительность стримерных разрядов к поверхности кристалла [37], проявляющаяся в увеличении их интенсивности, что является дополнительным свидетельством о важной роли нелинейных оптических процессов в механизме формирования стримера в полупроводниках.

Оценим размеры самосжимающегося пучка по аналогии с [1,2] и, по-прежнему учтем, что в среде с $n_2 > 0$ и $n_4 < 0$ радиус канала R осциллирует и зависит от характера (размерности) пучка [3]. В случае сферического (трехмерного) пучка его минимальное (R_-) и максимальное (R_+) значения определяются соотношениями

$$R_{\pm}^2 = 1 / (2/C) | Q \pm (Q^2 - 4/C/n_4 E^4 R_o^2 / n_o)^{1/2} |, \quad (4)$$

$$Q = n_2 E^2 / n_o - (kR_o)^{-2}, \quad C = 1 / R_f^2 - Q / R_o^2 + n_4 E^4 / (n_o R_o^2),$$

$$R_f^2 = b R_o^2 / Q, \quad b > 1$$

или похожими соотношениями

$$R_{\pm} = 1 / (C/R_o) | Q \pm (Q^2 - C/k^2)^{1/2} |, \quad (5)$$

$$Q = n_2 E^2 / n_o, \quad C = 1 / R_f^2 - 2Q / R_o^2 + 2n_4 E^4 / (n_o R_o^2) + (kR_o^2)^{-2},$$

$$R_f^2 = b R_o^2 / (2Q), \quad C < 0, \quad b > 1$$

для цилиндрического (двухмерного) пучка. Здесь R_f и b - радиус кривизны и параметр волновой поверхности, k - волновое число, $R_o = D/2$ - радиус исходного пучка. В случае цилиндрического пучка учет нелинейности n_4 не обязателен, однако требуется строгое выполнение условия $C < 0$ системы (5), в связи с чем полагается, что соответствующий пучок канализируется хуже сферического [3]. Однако как показывают расчеты, степень сжатия пучка $\gamma = R_o/R$ при учете нелинейности пятого порядка, т.е. критерия (1), при прочих равных условиях заметно больше в случае цилиндрического пучка. С уменьшением его диаметра степень сжатия понижается в согласии с [1,2]. Увеличение коэффициента нелинейности n_2 в пределах порядка (до $\sim 10^{-8}$) эквивалентно уменьшению n_4 примерно на 2 порядка (до $\sim 10^{-14}$) и приводит примерно к десятикратному увеличению величины γ .

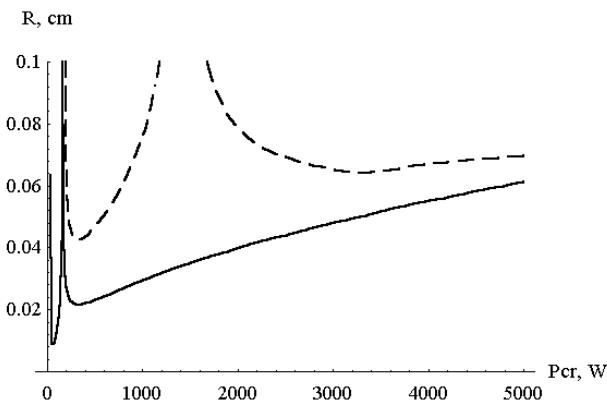


Рисунок 2 – Пространственно-энергетические характеристики эффекта для критериев P_{cr1} (1) и P_{cr2} (2) при $n_2 = 1,2 \cdot 10^{-9}$, $n_4 = -1,4 \cdot 10^{-12}$ ед. СГСЭ, $b = 1$.

На рисунке 2 представлена зависимость радиуса светового канала от пороговой мощности R (P_{cr}) с учетом соотношений (1),(4) и экспериментальных данных [4]. Рассмотрены случаи типичных критериев $P_{cr1,2}$. Зависимость $R(P_{cr})$ содержит два характерных минимума (ветви) - в области высоких и низких значений P_{cr} , соответствующих оптимальному самоканализированию [11] и, следовательно, допускает возможность переключения между указанными пространственно-энергетическими состояниями. Видно, что правая ветка кривой 2, отвечающей критерию P_{cr2} , близка к данным [5]. Аналогичная же часть кривой 1 для критерия P_{cr1} примерно соответствует по энергетическим условиям (в оптимуме $P_{cr} \sim$

200-300 Вт) нашим предыдущим результатам [1], однако заметно отличается от них в отношении поперечного размера светового канала ($R \sim 200$ мкм). Варьирование параметра волновой поверхности в пределах $b = 1 \div 10$ существенно влияет на правую ветвь кривой 2, смещая область минимума в сторону меньших значений P_{cr} практически без изменения оптимальной величины R , и на левую ветвь кривой 1, минимум которой при этом монотонно смещается в область малых значений $P_{cr} \leq 10$ мВт, $R \leq 10$ мкм, близких к полученным в приближении кубической нелинейности [5]. Аналогичное поведение левой ветви кривой 2 имеет место в узкой области $b \approx 22,1 \div 22,3$ (рисунок 3). Очевидно, что область применимости используемого приближения ограничена значениями R не ниже длины волны света.

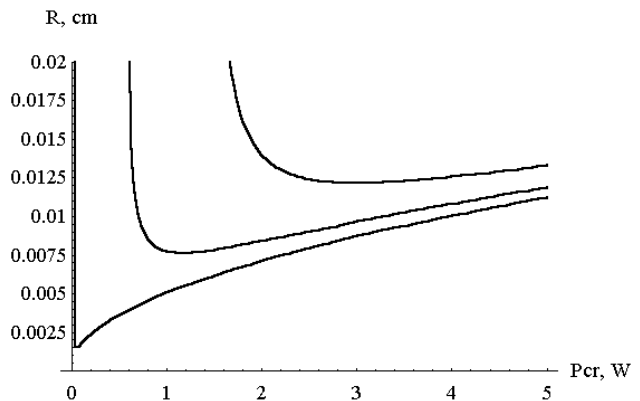


Рисунок 3 – Влияние параметра волнового фронта (b) на размеры пучка в области низких мощностей для случая P_{cr1} :

$$b \approx 22,1 \text{ (1)}, 22,2 \text{ (2)}, 22,3 \text{ (3)}; \quad n_2 = 1,2 \cdot 10^{-9},$$

$$n_4 = -1,4 \cdot 10^{-12} \text{ ед. СГСЭ}$$

Как показывают расчеты, наименьшему влиянию параметра b подвержена правая ветвь кривой 1, в связи с чем она представляет наибольший интерес с точки зрения численного моделирования эффекта (рисунок 4). Увеличение коэффициента нелинейности n_2 в пределах порядка по сравнению с известными данными для кристаллов CdS приводит к уменьшению пороговой мощности и поперечных размеров светового канала (рисунок 4, а) до значений, соответствующих параметрам стримера $P_{cr} \leq 10-30$ Вт, $R \leq 10$ мкм. Аналогичные изменения происходят с уменьшением коэффициента n_4 от $\sim 10^{-12}$ до 10^{-14} ед. СГСЭ (рисунок 4, б). Обоснование диапазонов варьирования коэффициентов было дано выше. При этом для случаев сферического и цилиндрического пучков имеется некоторое различие, уменьшающееся по мере приближения параметров светового пучка к характеристикам разряда. Приводятся данные расчета для минимального радиуса канала (R_-), результаты для R_+ подобны рассмотренным.

В работах [1,2] рассмотрена анизотропия эффекта самоканализирования света в сильном электрическом поле с использованием тензора 6-го ранга, однако при этом даны неправильные обозначение и ссылка на него. Фактически анализируется случай неполностью симметричного тензора $[V^2]_3^3$, впервые рассчитанного в [38], что не играет принципиальной роли в плане физического обоснования применимости данного тензора. Используемое в [1] для оценки пространственного распределения нелинейной восприимчивости пятого порядка ($\chi^{(5)}$) равенство некоторых компонент не следует понимать как

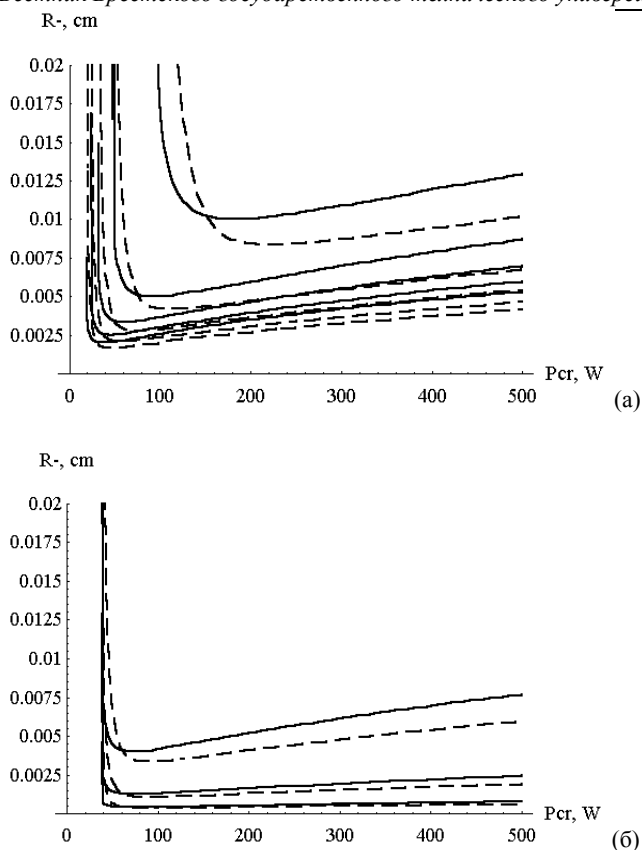


Рисунок 4 – Зависимость минимального радиуса светового канала от пороговой мощности при варьировании коэффициентов нелинейностей n_2 (а) и n_4 (б) для сферических (сплошные кривые) и цилиндрических (штриховые) пучков:

- а) $n_2 = 2 \cdot 10^{-9}(1), 4 \cdot 10^{-9}(2), 6 \cdot 10^{-9}(3), 8 \cdot 10^{-9}(4), 10^{-8}(5); n_4 = -10^{-12}$ ед. СГСЭ;
 б) $n_4 = -10^{-14}(1), -10^{-13}(2), -10^{-12}(3); n_2 = 5 \cdot 10^{-9}$ ед. СГСЭ.

их равенство нулю, поскольку это может нарушить симметрию тензора (изменить его ранг). Согласно полученному в [1] соотношению (10) угловое распределение χ^5 в плоскости типа (1010) кристаллов CdS симметрично относительно направления $\langle 1210 \rangle$ ($\theta = \pi/2$), в связи с чем приводившиеся значения локальных максимумов распределения $\theta_{1,3}$ для этой плоскости определены неточно. Следует уточнить также, что угловое распределение в базисной плоскости (0001) дает локальные максимумы в направлениях типа $\langle 1010 \rangle$ не при любых значениях тензорных компонент в (9), как полагалось ранее, а лишь для значений $+\infty > \chi_{111} > \chi_{222}$ в достаточно широкой области. При этих условиях анизотропия рассматриваемой нелинейной восприимчивости и эффекта самоканализования удовлетворительно соответствует ориентации стримеров. При других соотношениях тензорных компонент χ_{111}, χ_{222} (существенно положительных [38]) возможно переключение ориентации светового канала из плоскости типа (1010) в (1210) [5], что может быть использовано для практических целей.

Следуя подходу [1,2], рассчитаем анизотропию эффекта для кубических полупроводников (симметрии $\bar{4}3m$). При этом возможно использование тензоров 4-го ранга типа $[V^2]^2$ или $V[V^3]$ [39], приводящее к одинаковой угловой зависимо-

сти соответствующей нелинейной восприимчивости χ^3 в двух плоскостях - XY и XZ:

$$\chi^3 = \chi_{1111} (\cos^4 \theta + \sin^4 \theta) + 4 \chi_{2233} \cos^2 \theta \sin^2 \theta \quad (6)$$

для тензора $V[V^3]$ или

$$\chi^3 = \chi_{1111} (\cos^4 \theta + \sin^4 \theta) + 2 (\chi_{1122} + \chi_{2323}) \cos^2 \theta \sin^2 \theta \quad (7)$$

для $[V^2]^2$. При равенстве тензорных компонент в (6) или (7) эти соотношения приводят к локализации максимумов распределения нелинейной восприимчивости в направлениях типа $\langle 110 \rangle$, соответствующих ориентации стримеров в кристаллах GaAs и InP [40].

В работе [41] в достаточно общей форме рассчитано пространственно-временное распределение плотности заряда для сред с одноосной симметрией, качественно соответствующее при определенных условиях ориентации стримеров в плоскости (1010) гексагональных кристаллов. Если предположить, что этот процесс действительно обуславливает механизм ориентации разряда, то различные типы стримеров формируются в разнополярных условиях, т.е. одновременно возникают и положительные стримеры. Эта гипотеза согласуется с особенностями дебаевского экранирования заряда в плазме [42] и данными [43], в соответствии с которыми прикладываемое к полупроводнику униполярное электрическое поле вызывает из-за поляризационных явлений инверсию поля в объеме и приповерхностной области кристалла, т.е. образование знакопередающих областей. С учетом этого явления регистрируемая на опыте картина стримерных разрядов представляет собой интегральный результат наблюдения, когда одновременно фиксируются разряды, возникающие в областях с различными знаками поля. При этом в сильных электрических полях происходит понижение симметрии кристалла, в частности гексагональный сульфид кадмия становится, как известно, псевдотригональным и проекция звезды стримеров на базисную плоскость должна давать трехлучевую картину. Однако вследствие образования инверсных областей поля фиксируются две подобные проекции, повернутые друг относительно друга на 60° и наблюдаемые в виде шестилучевой проекции. В этой связи пространственная ориентация стримеров отражает точечную группу симметрии не исходного (невозмущенного) кристалла, а симметрию результата взаимодействия поля со средой и соответствует более общему принципу суперпозиции дисимметрий Кюри [44,45], а не только принципу Неймана (теореме Германа)[39]. В пространственной картине (системе направлений) разрядов гексагональных соединений отсутствуют все основные элементы симметрии класса $6mm$, за исключением призматических плоскостей, в которых они локализованы, замечена асимметрия наблюдаемой картины (в пределах $0,5-1^\circ$) относительно оси 6-го порядка [46,47], что в целом свидетельствует об изменении симметрии кристалла и что в этих условиях одновременно возникают два семейства разрядов - положительно и отрицательно направленных (разнополярных) - в соответствии с представлениями [41]. В кубических полупроводниках также наблюдаются искажения симметрии решетки, проявляющиеся в неполном (с точностью до нескольких градусов) совпадении путей разрядов с направлениями $[110]$. Ориентация пробоя в твердых диэлектриках (нецентросимметричных средах) и непрямоугольных полупроводниках соответствует точечной группе симметрии исходной кристаллографической системы, что наряду с отсутствием рекомбинационного свечения разрядов, низкой скоростью их распространения и некоторыми другими особенностями [48] указывает на существенное отличие механизмов неполного пробоя и неразрушающего стримерного разряда. С другой стороны, в диэлектриках

важная роль в процессе разряда может принадлежать рентгеновскому излучению, свойства которого пока изучены недостаточно.

Особого внимания заслуживает вопрос о причинах отсутствия разрушений в канале стримера. Казалось бы, данный факт легко понять исходя из малой продолжительности локального воздействия сильного электрического поля в условиях разряда ($\sim 10^{-13}$ - 10^{-14} с). Однако, поскольку распространение стримера сопровождается высокоинтенсивным свечением, плотность мощности которого близка к порогу оптического пробоя кристалла и несколько выше его (см. далее), то наблюдаемое отсутствие разрушений невозможно связать только с малой длительностью воздействия электрического поля и требует дополнительного обоснования. Действительно, во временной структуре излучения по направлению распространения стримера присутствуют две компоненты - наносекундная, отвечающая конусу диаграммы направленности, и компонента пикосекундного диапазона ($\sim 10^{-11}$ с), которая соответствует центральному пятну диаграммы, преобладающая при высоком уровне возбуждения [26,27]. Независимые измерения порога разрушения при оптическом возбуждении дают значения $(1,5-3,5)10^8$ Вт/см² (CdS) для $\tau_u = 10-30$ нс [49-51], $(1,5-2)10^9$ Вт/см² для $\tau_u = 50-70$ пс [50,51] и $\sim 10^{11}$ Вт/см² для $\tau_u \approx 10$ пс [17,20]. Измерение интенсивности и оценка мощности свечения стримера в предположении однородности (непрерывности) излучающего трека приводят к усредненным значениям $I \sim 10^9 \div 10^{11}$ Вт/см² и $P \sim 10^4$ Вт [26,27,29,40,52]. В действительности из-за сильной неоднородности трека, характеризующегося квазипериодической пространственной структурой, локальная пиковая интенсивность выше указанных средних значений на 1-2 порядка [29]. Эти результаты получены при фотоэлектрическом способе регистрации, дающем заниженные в пределах порядка значения интенсивности (из сравнения с фотографическим методом) [29, 53].

Следует отметить, что в продольном варианте (в ряде случаев и в поперечном) генерация света легко получается и без дополнительных зеркал резонатора вследствие достаточно высоких значений коэффициента усиления и уровня возбуждения в канале разряда [26,27]. Полагается, что роль указанных зеркал играют распределенные в объеме активной среды оптические и другие неоднородности. Однако выходная мощность стримерного лазера критически зависит от качества (коэффициентов отражения зеркал) резонатора [40], что в данной геометрии не использовалось, но позволяет дополнительно увеличить величину P . Мощность излучения в указанной геометрии также резко возрастает в режиме усилителя бегущей волны [27] и в пакетно-импульсном режиме [54].

С учетом вышесказанного и того факта, что толщина канала стримера, оцениваемая по размерам светящейся области (~ 1 мкм), существенно меньше этой величины и порядка $\sim 0,1$ мкм, плотность мощности излучения стримера достигает $\sim 10^{14} - 10^{15}$ Вт/см², что значительно превышает порог оптического пробоя. Однако, как уже отмечалось, при самоканалировании света возможно достижение еще больших значений интенсивности и вытеснение плазмы носителей заряда за пределы светового канала [21,22], что в совокупности позволяет объяснить неразрушающий характер стримера.

Таким образом, высокие значения кубической и пятого порядка оптических нелинейностей в области края поглощения полупроводника при их совместном действии существенно понижают порог эффекта в соответствии с теорией. Этот факт, а также совпадение пространственной зависимости эффекта в гексагональных и кубических кристаллах с аналогичной зависимостью для ряда других нелинейных явлений обеспечивают устойчивость процесса в условиях разряда. Промоделированы процессы самовоздействия в рамках само-

согласованной задачи и определены условия оптимального автоканалирования, соответствующие характеристикам стримера. Волноводный режим обуславливает неразрушающий характер разрядов в прямозонных полупроводниках. В развитии существующих представлений показано, что система направлений стримерных разрядов в прямозонных полупроводниках отражает процесс взаимодействия сильного электрического поля с кристаллом согласно принципу суперпозиции диссимметрий Кюри.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Паращук В.В., Грибковский В.П. Об автоканалировании света при стримерном разряде в полупроводниках // Докл. АН Беларуси, 1997, Т. 41, № 1, С.44-49.
2. Паращук В.В., Грибковский В.П., Русаков К.И. Самоканалирование света при стримерном разряде в полупроводниках // Lietuvos fizikos žurnalas.- 1997.- Vol. 37, № 4. - P. 343-347.
3. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. О самофокусировке и самоканализации интенсивных световых пучков в нелинейной среде // ЖЭТФ.-1966.- Т. 50, В. 6.- С. 1537-1549.
4. Анизотропия нелинейной восприимчивости кристаллов сульфида кадмия / А.А. Борщ, М.С. Бродин, Ф.Н. Марчевский, В.Н.Семиошко//Квант. электрон.-1984.-Т. 11, № 10.- С. 2041-2048.
5. Zubrytski V.V. On the self-channelling of light beams in semiconductor compounds // Abst. XVII Int. Conf. on coherent and nonlinear optics (Minsk, 2001), P. 156.
6. Бахерт Х.-Ю., Богатов А.П., Елисеев П.Г. Деформация мод в инжекционном лазере из-за самофокусировки и ее связь с нелинейностью выходной характеристики // Квантовая электроника. 1978. Т. 5, № 3. С.603-608
7. Аскарьян Г.А. Эффект самофокусировки // УФН.- 1973.- Т. 111, В. 2.- С. 249-260.
8. Thompson G.H.V. A theory for filamentation in semiconductor lasers including the dependence of dielectric constant on injected density // Optoelectronics. 1972.V.4. P.257.
9. Javan A., Kelley P. L. Possibility of self-focusing due to intensity dependent anomalous dispersion // IEEE J. Quantum. Electron. 1966. V. QE-2. P.470.
10. Богатов А.П. Поперечная полевая неустойчивость и б-волновое смещение в лазерном диоде с широкой активной областью: Препринт / ФИАН, № 43. М. 1992.
11. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // УФН. 1967. Т.93, В. 1. С. 19-70.
12. Борщ А.А., Бродин М.С., Крупа Н.Н., Лукомский В.П., Писаренко В.Г., Петропавловский А.И., Черный В.В. Измерение коэффициентов нелинейного показателя преломления в кристалле CdS методом нелинейной рефракции // ЖЭТФ. 1978. Т.75, В.1(7). С.82-87.
13. Борщ А.А., Бродин М.С., Лукомский В.П., Семиошко В.Н. Анизотропия нелинейной рефракции кристаллов CdS в области края собственного поглощения // Квантовая электроника. 1986. Т.13, №11. С.2249-2254.
14. Бродин М.С., Резниченко В.Я. Взаимодействие интенсивного лазерного излучения с полупроводниками $A^{II}B^{VI}$ // Физика соединений $A^{II}B^{VI}$ / Под ред. А.Н. Георгобани, М.К. Шейнкмана.- М.: Наука, 1986.- С. 184-225.
15. Ashkin A., Tell B., Dziedzic J.M. Laser induced refractive index inhomogeneities and absorption saturation effects in CdS // IEEE J. Quant. Electron. 1967. V.3, N 10. P.400 - 406.
16. Елисеев П.Г., Богатов А.П. Явления в полупроводниковых лазерах, связанные с нелинейной рефракцией и влиянием носителей тока на показатель преломления // Нелинейная

- оптика полупроводниковых лазеров / Труды ФИАН, Т. 166. - М.: Наука, 1986. -С. 15-51.
17. Зюльков В.А. Нелинейные эффекты при взаимодействии пикосекундных лазерных импульсов с широкозонными полупроводниками группы A_2B_6 : Дис... канд. физ.- мат. наук: 01.04.04. - Мн., 1983.- 151 с.
 18. Маттар Ф.П., Форстер Г., Тошек П.Е. Когерентная резонансная самофокусировка световых импульсов // Квантовая электроника. 1978. Т.5, № 8. С.1819 - 1824.
 19. Большов Л.А., Лиханский В.В., Напартович А.П. Неустойчивость когерентного распространения импульсов света в резонансно-поглощающих средах // ЖЭТФ. 1977. Т.72, № 5. С.1769 - 1774.
 20. Грибковский В.П., Зюльков В.А. Нелинейные эффекты при взаимодействии пикосекундных лазерных импульсов с широкозонными полупроводниками группы A_2B_6 // Изв. АН СССР. -Сер. физич.- 1984.- Т. 48, № 3.- С. 563-568.
 21. Таланов В.И. О самофокусировке электромагнитных волн в нелинейных средах // Изв. вузов. Радиофиз.- 1964.- Т.7, С. 564.
 22. Богомоллов Я.Л., Лирин С.Ф., Семенов В.Е., Сергеев А.М. Ионизационное самоканалирование сверхсильных электромагнитных волн в плазме // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т.45, В.11. С. 532-535.
 23. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. Нестационарная теория самоканализации // ЖЭТФ.- 1966.- Т. 50, В. 7.
 24. Шуберт М., Вильгельми Б. Введение в нелинейную оптику. ч. II. Квантовофизическое рассмотрение / Пер.М.А. Ковнера. М.: Мир. 1979. С. 482-484.
 25. Русаков К.И., Паращук В.В. Волноводные свойства стримерных полупроводниковых лазеров // Вестник Брестского государственного технического университета - Физика, математика, химия, 2000, № 5. С. 15 - 17.
 26. Насибов А.С., Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М., Фролов В.А. Генерация оптического излучения в направлении распространения стримера в CdS // Краткие сообщения по физике. 1978, №11. С. 39-42.
 27. Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М., Фролов В.А. Исследование генерации света в направлении стримерного канала в полупроводниках A_2B_6 // Квантовая электроника. 1983. Т.10, №6. С.1165-1170.
 28. Печенов А.Н., Попов Ю.М., Фролов В.А. Энергетические и временные характеристики излучения стримерного лазера с продольным выходом излучения // Квант. электрон.-1989.- Т. 16, № 9.- С. 1790-1792.
 29. Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М., Фролов В.А., Набиев Р.Ф. Пространственно-временные и мощностные характеристики стримерного полупроводникового лазера на CdS // Квантовая электроника. 1982. Т.9, №8. С.1530-1535.
 30. Богомоллов Я.Л., Лирин С.Ф., Семенов В.Е., Сергеев А.М. Ионизационное самоканалирование сверхсильных электромагнитных волн в плазме // Письма в ЖЭТФ.-1987.- Т. 45, В. 11.- С. 532 - 535.
 31. Волков Т.Ф. О стационарном распределении плотности плазмы в электромагнитном поле // Сб.Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций: в 4 т.- М. Изд. АН СССР, 1958.- Т. 3.- С. 336-346.
 32. Келдыш Л.В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // ЖЭТФ.- 1964.- Т. 47, В. 5(11).- С. 1945-1957.
 33. Зверев Г.М., Малдугис Э.К., Пашков В.А. О самофокусировке лазерного излучения в твердых диэлектриках // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т.9, В.1. С.108-110.
 34. Боровский А.В., Владимиров М.В., Жилейкин Я.М. и др. Формирование протяженного однородного светового канала в нелинейной среде при фокусировке лазерного излучения аксионом //Квантовая электроника. 1999.Т.29, №1.С.71-72.
 35. Аскаръян Г.А., Михалевиц В.Г., Шапуло Г.П. Нелинейное рассеяние и самофокусировка интенсивного света на возмущениях среды вблизи поглощающих неоднородностей // ЖЭТФ. 1971. Т.60, В.4. С.1270-1272.
 36. Аскаръян Г.А., Дианов Х.А., Мухамаджанов М. Новые эксперименты по образованию нити самофокусировки из фокуса луча у поверхности среды // Письма в ЖЭТФ.- 1971.- Т.14, В. 8.- С. 452 - 455.
 37. Грибковский В.П., Паращук В.В., Русаков К.И. Стримерный лазер с селективным возбуждением // Межвуз. сб. "Лазерная и оптико-электронная техника".- Мн.: БГУ.- 1992, В.2. -С. 9 - 11.
 38. Fumi F.G. The Elastic Coefficients in Trigonal and Hexagonal Crystals // Phys. Rev. 1952. V. 86, No 4. P. 561.
 39. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики, М.:Наука, 1979,639 с.
 40. Дубров В.Д., Исмаилов И., Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М., Фролов В.А. Лазеры на InP и GaAs, возбуждаемые сильным электрическим полем: Препринт / ФИАН, № 233. М. 1985, 40 с.
 41. Дьяконов М.И., Фурман А.С. Релаксация заряда в анизотропной среде и в средах с низкой размерностью// ЖЭТФ. 1987. Т.92. В. 3. С. 1012 - 1020.
 42. Трофимович Э.Э., Крайнов В.П. Установление дебаевского экранирования в максвелловской плазме // ЖЭТФ. 1992. Т.102. В.1(7). С.71 - 77.
 43. Хениш Г. Электр люминесценция. М., 1964.
 44. Шубников А.В. Избранные труды по кристаллографии. - М.: Наука, 1970.
 45. Современная кристаллография / Под ред. Б.К. Вайнштейна, А.А. Чернова, Л.А. Шувалова, т. 4. - М.: Наука, 1981.
 46. Гурский А.Л., Луценко Е.В., Яблонский Г.П. Кристаллографическая ориентация путей электрического пробоя в диэлектриках и полупроводниках. Препринт/ Институт физики НАН Беларуси, №607. Мн. 1990, 47 с.
 47. Грибковский В.П., Зубрицкий В.В. Влияние амплитуды возбуждающих импульсов напряжения и температуры на ориентацию стримерных разрядов в полупроводниках // Доклады АН БССР. 1986. Т. 30, № 4. С.304 - 307.
 48. Crystallographic Orientation of ZnP_2 and CdP_2 Monocrystals / A.L. Gurskii, E.V. Lutsenko, G.A. Pashkevich et al. // Phys. Stat. Sol.(a).- 1991.- Vol. 123.- P. K75-K78.
 49. Грибковский В.П., Паращук В.В., Яблонский Г.П. Повышение КПД и мощности полупроводникового лазера с оптической двухфотонной накачкой // Квантовая электроника (Киев). 1990, В. 38. С. 1 - 7.
 50. Грибковский В.П., Запорожченко В.А., Иванов В.А., Качинский А.В., Паращук В.В., Яблонский Г.П. Генерация света в монокристаллах ZnTe, ZnSe и CdS при возбуждении пикосекундными импульсами рубинового лазера // Квантовая электроника. 1979. Т. 6, № 10. С. 2229 - 2232.
 51. Паращук В.В. Люминесценция и генерация света в широкозонных полупроводниках при интенсивном электро- и фотовозбуждении. Дис...канд. физ.-мат. наук: 01.04.05.- Мн., 1980, 158 с.
 52. Басов Н.Г., Молчанов А.Г., Насибов А.С., Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М. Стримерные разряды в твердом теле: Препринт / ФИАН, № 41. М. 1976, 55 с.
 53. Обидин А.З. Инверсная заселенность в полупроводниках $A^{II}B^{VI}$, возбуждаемых направленным разрядом: Дис... канд. физ.-мат. наук: 01.04.03. - М., 1983. - 165 с.
 54. Грибковский В.П., Паращук В.В., Яблонский Г.П. Стримерное возбуждение генерации в высокочастотном режиме // Квант. электрон.- 1989.- Т. 16, № 6.- С. 1145-1149.