

**КИНЕТИКА ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЛАЗЕРАХ
НА ПИНЧ-РАЗРЯДЕ**

С. А. Решетняк, Л. А. Шелепин

(Москва)

Исследуется кинетика физических процессов в лазерах на пинч-разряде. Предложено аналитическое решение задачи релаксации заселенностей дискретных уровней ионизованного аргона (ArII) при быстром сжатии высокотемпературной неравновесной плазмы. На основе решения, а также упрощенной модели сжатия плазменного шнура получено выражение инверсной заселенности как функция параметров плазмы и установки. Проанализированы основные экспериментальные зависимости для лазеров на пинчах.

1. Генерация на ионах в пинч-разряде была получена и исследована в [1-7]. Детальный обзор экспериментальных результатов содержится в [4]. Лазеры на пинчах дают значительную мощность генерации в импульсе и позволяют продвинуться в область коротких длин волн. Для оценки перспектив и возможностей таких лазеров, а также для их улучшения и оптимизации необходимо изучение кинетических процессов, приводящих к генерации. Этот круг вопросов не разработан, не выяснен механизм создания инверсной заселенности.

Цель данной работы состоит в исследовании кинетики физических процессов в лазерах на пинчах и объяснении основных экспериментальных зависимостей.

Физическая причина образования инверсной заселенности связана с тем, что вероятность радиационного распада нижнего лазерного уровня велика по сравнению с верхним. Это приводит к тому, что в процессе ионизации ArII электронным ударом верхний лазерный уровень перенаселен.

Полный анализ релаксационных явлений в пинч-разрядах довольно сложен. Однако, сделав ряд упрощений, можно свести задачу к аналитическому методу нахождения функции распределения заселенностей дискретных уровней ArII, предложенному в [8], и обобщить его на случай быстрого изменения плотности плазмы. Построив соответствующую функцию распределения, определяемую параметрами плазмы, и зная, как изменяются эти параметры, можно получить экспериментальные характеристики лазера.

Рассмотрим функцию распределения заселенностей дискретных уровней ArII в условиях быстрого сжатия плазмы. Кинетика заселенностей дискретных уровней при быстром изменении плотности плазмы рассматривается в случае, когда электронная температура T_e меняется медленно по сравнению с временем релаксации. Будем считать плазму оптически тонкой и пространственно однородной. Тогда система уравнений баланса заселенностей имеет вид

$$(1.1) \quad \frac{dN_{nl}}{dt} + N_{nl} \operatorname{div} \mathbf{v} = N_e \sum_{n'l' \neq nl} [V(n'l', nl) N_{n'l'} - V(nl, n'l') N_{nl}] + \\ + \sum_{E_{n'l'} > E_{nl}} A(n'l', nl) N_{n'l'} - \sum_{E_{n'l'} < E_{nl}} A(nl, n'l') N_{nl} \\ \frac{dN}{dt} + N \operatorname{div} \mathbf{v} = 0$$

Здесь N_{nl} , E_{nl} — заселенность, энергия nl -го уровня АгII (n — главное, l — орбитальное квантовые числа), N_e — электронная плотность, N — общая плотность тяжелых частиц плазмы, $V(nl, n'l')$ — вероятности неупругих столкновений ионов с электронами, усредненные по максвелловскому распределению электронов, $A_{nl, n'l'}$ — вероятности радиационного распада уровней, v — гидродинамическая скорость плазмы. В силу пространственной однородности субстанциональная производная $d/dt = \partial/\partial t + (v\nabla)$ равна частной производной по времени $\partial/\partial t$.

Для решения системы уравнений (1.1) заселенности N_{nl} нормируем на общую плотность тяжелых частиц плазмы, считая электронную температуру T_e независимым параметром, определяющим заселенности N_{nl}

$$(1.2) \quad N_{nl} = N f_{nl}^{\circ} x_{nl}, \quad f_{nl}^{\circ} = g_{nl} \exp\left(-\frac{E_{nl}}{T_e}\right)$$

где g_{nl} — статистический вес уровня nl .

Подставляя (1.2) в (1.1) и используя принцип детального равновесия для прямых и обратных процессов

$$(1.3) \quad f_{nl}^{\circ} V(nl, n'l') = f_{n'l'}^{\circ} V(n'l', nl)$$

для безразмерных приведенных заселенностей x_{nl} получаем уравнения свободной релаксации

$$(1.4) \quad \frac{dx_{nl}}{dt} = N_e \sum_{n'l' \neq nl} V(nl, n'l') (x_{n'l'} - x_{nl}) + \\ + \sum_{E_{n'l'} > E_{nl}} A(n'l', nl) \frac{f_{n'l'}^{\circ}}{f_{nl}^{\circ}} x_{n'l'} - \sum_{E_{n'l'} < E_{nl}} A(nl, n'l') x_{nl}$$

Для их решения используем одноквантовое приближение, учитывая переходы, удовлетворяющие правилам отбора

$$(1.5) \quad n' = n, \quad n \pm 1, \quad l' = l \pm 1$$

Радиационный распад уровней будет учитываться соотношениями

$$(1.6) \quad \sum_{E_{n'l'} < E_{nl}} A(nl, n'l') \rightarrow A(nl, n-1, l-1) + A(nl, n-1, l+1) = A(nl) \\ \sum_{E_{n'l'} > E_{nl}} A(n'l', nl) \frac{f_{n'l'}^{\circ}}{f_{nl}^{\circ}} x_{n'l'} \rightarrow A^*(n+1l) x_{n+1l} \\ A^*(n+1l) = A(n+1l) \frac{f_{n+1l}^{\circ}}{f_{nl}^{\circ}}$$

Предполагается бoльцмановское распределение между тремя соседними уровнями ($x_{n, l-1} = x_{n, l} = x_{n, l+1}$). Система (1.4) с учетом (1.5) и (1.6) распадается на системы уравнений баланса заселенностей дискретных уровней с определенными значениями орбитального числа $l = 0, 1, 2, \dots$

$$(1.7) \quad \frac{dx_{nl}}{dt} = N_e R_{n, n+1}(l) (x_{n+1l} - x_{nl}) + N_e R_{n, n-1}(l) (x_{n-1l} - x_{nl}) - \\ - A(nl) x_{nl} + A^*(n+1l) x_{n+1l} \\ R_{n, n+1}(l) = V(nl, n+1l-1) + V(nl, n+1l+1) \\ R_{n, n-1}(l) = V(nl, n-1l-1) + V(nl, n-1l+1)$$

Уравнения (1.7) применительно к ArII, где главное квантовое число принимает значения $n = 3, 4, \dots$, можно записать в иной форме, удобной для дальнейших вычислений

$$(1.8) \quad x_{nl} = x_{3l} + \sum_{m=3}^{n-1} \frac{1}{R_{m,m+1}(l)} \left(\Phi_m + \sum_{i=4}^m \Phi_{i-1} \prod_{k=i}^m \frac{R_{k,k-1}(l)}{R_{k-1,k}(l)} \right)$$

$$\Phi_m = \frac{1}{N_e} \frac{dx_{ml}}{dt} + \frac{A(ml)}{N_e} x_{ml} - \frac{A^*(m+1l)}{N_e} x_{m+1l}$$

Выражение (1.8) в первом порядке приближения по производным заселенности основного состояния (см. подробнее [8])

$$\dot{x}_{ml} = \dot{x}_{3l}$$

является рекуррентным относительно x_{nl} . Раскрывая его и полагая, что для вероятностей $R_{k,k-1}(l)$ и $R_{k-1,k}(l)$ также справедлив принцип детального равновесия (1.3), получаем

$$(1.9) \quad x_{nl} = Q_3^n(l) x_{3l} + \sum_{m=3}^{n-1} \frac{Q_m^n(l)}{f_{ml} R_{m,m+1}(l)} \sum_{k=3}^m f_{kl} x_{3l}^{(1)}$$

$$x_{3l}^{(1)} = \frac{1}{N_e} \frac{dx_{3l}}{dt}, \quad n = 4, 5, \dots, \quad l = s, p, d$$

$$Q_m^n(l) = \prod_{k=m}^{n-1} \left(1 + \frac{A(k+1l)}{N_e R_{k+1,k}(l)} \right)^{-1}, \quad Q_3^3 = 1$$

Поскольку уровень $3p$ в ArII является нижним, а накачка на $4s$, $4p$ - и $4d$ -уровни идет в основном из $3p$ -состояния, в выражении (1.9) индекс $3l$ следует заменить на $3p$ и, кроме того, считать, что $R_{3,4}(l) = R_{3,4}(p)$.

Рассмотрим в качестве примера выражение инверсной заселенности между $4p$ - и $4s$ -конфигурациями

$$(1.10) \quad \frac{\Delta N}{g} = \frac{N_{4p}}{g_{4p}} - \frac{N_{4s}}{g_{4s}} = N_{3p} \left(1 + \frac{\kappa}{R_{3,4}(p)} \right) \times$$

$$\times \left[\left[1 + \frac{A(4p)}{N_e R_{4,3}(p)} \right]^{-1} \exp\left(-\frac{E_{4p}}{T_e}\right) - \left[1 + \frac{A(4s)}{N_e R_{4,3}(s)} \right]^{-1} \exp\left(-\frac{E_{4s}}{T_e}\right) \right]$$

$$(1.11) \quad \kappa = \frac{1}{N_e} \frac{dx_{3p}}{dt} \frac{1}{x_{3p}} = \frac{1}{N_e} \frac{d}{dt} \ln \frac{N_{3p}}{N}$$

Из формулы (1.10) видно, что в случае чисто столкновительного характера релаксации инверсии между $4p$ - и $4s$ -уровнями не наблюдается.

Окончательное выражение функции распределения и инверсной заселенности можно получить, зная конкретные временные зависимости заселенности основного состояния ArII и электронной плотности плазмы. Будем считать, что при ионизации ArII заселенности верхних уровней малы по сравнению с нижними. При этом параметр κ определяется равенством нулю заселенности некоторого $(n_0 + 1)$ -го дискретного уровня

$$(1.12) \quad \kappa^{-1} = - \sum_{m=3}^{n_0} \frac{1}{f_{mp} R_{m,m+1}(p) Q_3^m(p)} \sum_{k=3}^m f_{kp}^{\circ}$$

Как правило, вероятность $R_{3,4}(p)$ на один-два порядка меньше $R_{4,5}(p)$, поэтому с достаточной степенью точности можно положить $\kappa = -R_{3,4}(p)$.

Пусть плазма состоит из ArII и ArIII с плотностями N_1 и N_2 соответственно. Тогда, используя условие сохранения заряда и выражение для общей плотности тяжелых частиц плазмы

$$(1.13) \quad N_e = N_1 + 2N_2, \quad N = N_1 + N_2$$

и считая, что $N_{3p} \approx N_1$, уравнения (1.11) и (1.13) можно проинтегрировать совместно. Получаем

$$(1.14) \quad N_{3p} \approx N_1 = 2\eta N \left[\eta + \exp \left(2|\kappa| \int_0^t N(t') dt' \right) \right]^{-1}$$

$$N_e = 2N \left[1 + \eta \exp \left(-2|\kappa| \int_0^t N(t') dt' \right) \right]^{-1}, \quad \eta = \frac{N_{10}}{N_{20}}$$

где N_{10} и N_{20} — начальные плотности ArII и ArIII.

2. Рассмотрим физические процессы и механизм генерации в пинч-разряде. Инверсная заселенность, возникающая в пинч-разряде, зависит согласно (1.10), (1.14) от параметров плазмы N_e , T_e , N и начальных условий. Для определения этих параметров и их временных зависимостей необходимо знать динамику пинч-разряда. Отличительной чертой такого разряда являются большие величины разрядного тока $I \sim 10^3 \div 10^6$ а и высокие скорости его нарастания $\dot{I} = 10^{10} \div 10^{12}$ а/сек.

Полученные экспериментальные данные позволяют разделить процесс формирования пинч-разряда на три стадии. На стадии электрического пробоя растет температура электронов и проводимость плазмы, магнитное поле вытесняется из центральной части разряда (образуется скинковая оболочка). На стадии сжатия в результате взаимодействия разрядного тока со своим собственным магнитным полем плазменный шнур стягивается к оси разряда. При этом электронную температуру можно считать практически неизменной. Последняя стадия пинч-разряда характеризуется термализацией ионной компоненты плазмы и выравниванием электронной и ионной температур. На этой стадии электронная температура быстро растет.

В общем случае динамика сжатия плазменного шнура описывается с помощью сложной системы уравнений магнитной гидродинамики. Для выявления основных закономерностей, связанных с созданием инверсной заселенности, воспользуемся моделью сжатия плазмы, предложенной в [9, 10]. В рамках данной модели при наличии выраженного скин-эффекта объем газа, имеющий цилиндрическую форму, сжимается скинковой оболочкой. Для тока, нарастающего по линейному закону $I = \dot{I}t$, было получено в [9] выражение для времени сжатия плазменного шнура

$$(2.1) \quad t_1 \approx a_0 (MN_0)^{1/2} c^{1/2} \dot{I}^{-1/2}$$

где a_0 — начальный радиус газоразрядной камеры, N_0 — начальная плотность газа, M — масса тяжелой частицы газа, c — скорость света, \dot{I} — скорость нарастания разрядного тока.

В отсутствие скинирования магнитного поля процесс сжатия плазменного шнура исследовался в [11], где было показано, что при степенном законе нарастания тока $I = I^{(n)}t^n$ время сжатия определяется выражением

$$(2.2) \quad t_1 \approx \left(\frac{a_0^2 c (MN_0)^{1/2}}{I^{(n)}} \right)^{1/n+1}$$

Выражение (2.2) при $n = 1$ совпадает с (2.1).

Рассмотрим инверсную заселенность между $4p$ - и $4s$ -уровнями на стадии сжатия плазменного шнура, когда электронная температура слабо зависит от времени и ее можно считать практически постоянной. Ограничиваясь в сумме (1.12) первыми двумя слагаемыми, имеем

$$(2.3) \quad \frac{\Delta N}{g} = N_{3p} \left\{ 1 - \left[N_e + \frac{A(4s)}{R_{4,3}(s)} \right]^{-1} \left[N_e + \frac{A(4p)}{R_{4,3}(p)} \right] \right\} \frac{R_{3,4}(p)}{R_{4,5}(p)} \times \\ \times \left(1 + \exp\left(-\frac{E_{4p}}{T_e}\right) \right)$$

Как видно из этой формулы, при малых значениях электронной плотности инверсная заселенность целиком определяется температурой электронов. В случае больших электронных плотностей инверсия между уровнями $4p$ и $4s$ может исчезнуть, так как релаксация принимает столкновительный характер. Критические значения электронной плотности определяются равенством нулю выражения (2.3)

$$(2.4) \quad (N_e)_{\max} \left(\exp \frac{\Delta E}{T_e} - 1 \right) = \frac{A(4s)}{R_{4,3}(s)} - \frac{A(4p)}{R_{4,3}(p)} \exp \frac{\Delta E}{T_e}$$

Для $T_e = 4.3 \text{ эв} = 5 \cdot 10^4 \text{ К}$ и вероятностей радиационного распада уровней, приведенных в [13], значение предельной электронной плотности получилось равным $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Здесь и в дальнейших вычислениях использовались вероятности неупругих столкновений ArII с электронами, данные в [12].

При электронных плотностях

$$(2.5) \quad N_e \ll \frac{A(4s)}{R_{4,3}(s)}$$

инверсная заселенность равна заселенности верхнего лазерного уровня. Как видно из изложенного, принципиальная картина возникновения инверсии имеет много общего со случаем обычного лазера на ArII [13,14]. Заселение возбужденных уровней ArII происходит за счет электронных ударов. Очистка нижнего рабочего уровня обусловлена радиационным механизмом. Чем больше электронная температура и заселенность основного состояния ArII , тем больше ионизационный поток на верхние уровни из основного состояния, тем больше заселенности возбужденных уровней. При не очень больших электронных плотностях, когда радиационный поток, опустошающий верхние возбужденные уровни, сравним по величине с ионизационным, в плазме одно- и многократно ионизованных атомов аргона возможны состояния с отрицательной температурой.

Ниже приводятся результаты расчета инверсной заселенности как функции времени, электронной температуры и начальных плотностей газа. Чтобы качественно представить временной ход инверсной заселенности, рассмотрим изменение плотности плазмы во времени по закону

$$(2.6) \quad N = N_0 \left(\frac{N_m}{N_0} \right)^{t/t_1}$$

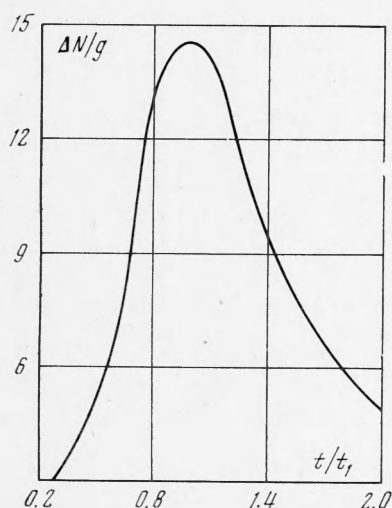
где N_m — плотность плазмы в момент максимального сжатия плазменного шнура.

На фиг. 1 представлена зависимость инверсной заселенности $\Delta N/g$ от времени при $T_e = 4.3 \text{ эв}$, $N_0 = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_m = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $a_0 = 10 \text{ мм}$, $I = 10^{10} \text{ а/сек}$. Начальный рост инверсной заселенности объясняется увеличением плотности плазмы вследствие сжатия токовой оболочки к центру, ее падение — дальнейшей ионизацией однократно ионизованного аргона. Положение максимума на кривой зависит от соотношения

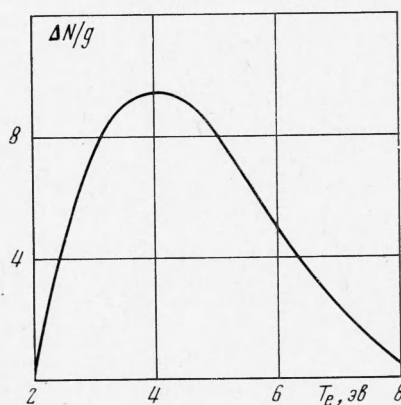
времени сжатия и характерного времени ионизации ArII. Наиболее благоприятные условия для генерации получаются, когда за времена сжатия ArII не успевают сильно ионизоваться, т. е. для малых времен сжатия или больших скоростей нарастания тока. Исследуя заселенность основного состояния, можно показать, что инверсная заселенность максимальна в момент $t = t_1$, если

$$(2.7) \quad \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} > 2|\kappa|N$$

В действительности при $t > t_1$ начинается стадия кумуляции, на которой вследствие передачи тепловой энергии от ионов к электронам температура последних резко возрастает, что в конечном счете приводит к усорению процесса ионизации ArII и срыву генерации. Кроме того,



Фиг. 1



Фиг. 2

генерация может прекращаться при быстром росте ионной температуры, увеличивающей доплеровское уширение. Таким образом, генерация на ArII в момент кумуляции быстро прекращается, но может появиться на ионах большей кратности.

На фиг. 2 изображена максимальная инверсная заселенность в момент $t = t_1$ (считается, что условие (2.7) выполнено) как функция электронной температуры T_e при вышеприведенных параметрах установки. При малых T_e вероятности возбуждения верхнего лазерного уровня $R_{3,4}(p)$ растут быстрее вероятностей его опустошения $R_{4,5}(p)$ и в то же время остаются малыми по своей величине (практически не изменяют заселенность основного состояния N_{3p}). Это является причиной роста инверсной заселенности при малых T_e . В случае больших T_e падение $\Delta N/g$ объясняется ионизацией ArII и уменьшением заселенности основного состояния.

С ростом начальных плотностей газа увеличивается число активных центров генерации, но ионизация ArII идет быстрее и уменьшает заселенность основного состояния, поэтому зависимость $\Delta N/g$ от N_0 обнаруживает оптимум.

Анализируя выражение (1.14) на экстремум при $t = t_1$ в предположении, что плотность плазмы в момент максимального сжатия N_m как функция начальных плотностей газа имеет вид

$$(2.8) \quad N_m = BN_0^\alpha, \quad B = B(\alpha, a_0, I, \dots)$$

а также считая, что

$$\int_0^{t_1} N dt \approx N_m t_1$$

получим формулу для начальных плотностей газа, при которых максимальна заселенность основного состояния, а для указанного допущения (2.5) и инверсная заселенность

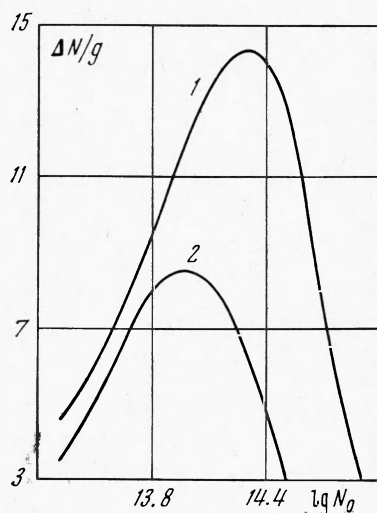
$$(2.9) \quad (N_0)_{opt}^{\alpha+1/4} = \frac{z_0 \dot{I}^{1/2}}{2|\kappa| B a_0 M^{1/4} c^{1/2}}$$

где z_0 — корень уравнения

$$1 + \exp(-z) = \frac{\alpha + 1/4}{\alpha} z$$

Для $\alpha = 3/4$ и приведенных параметров установки [4] $(N_0)_{opt} = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($P_0 \approx 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$). Значение постоянной B находилось из условия, что для $N_0 = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ $N_m = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

На фиг. 3 даны кривые зависимости $\Delta N/g$ от начальной плотности газа N_0 для двух значений радиуса газоразрядной трубки $a_0 = 1, 2 \text{ см}$ (кривые 1 и 2 соответственно), $\alpha = 3/4$ при постоянной B , не зависящей от a_0 . С увеличением радиуса газоразрядной трубки оптимальные начальные плотности падают, а максимальная величина инверсной заселенности уменьшается, что находится в соответствии с экспериментальными данными. Эти кривые справедливы для малых начальных плотностей, удовлетворяющих (2.7). Если условие (2.7) не выполнено, то исследование максимума инверсной заселенности в зависимости от a_0 затруднено ввиду необходимости определения момента времени, при котором $\Delta N/g$ максимальна, а также ввиду отсутствия зависимости постоянной B от a_0 .



Фиг. 3

При увеличении скорости нарастания тока инверсная заселенность увеличивается, а длительность генерации уменьшается. Беспредельно увеличивать \dot{I} нельзя, так как с ростом скорости нарастания тока плотность плазмы N_m становится настоль-

ко большой, что релаксация примет чисто столкновительный характер.

Механизм получения генерации в случае ионов большей кратности в условиях пинч-разряда на стадии сжатия будет таким же, как и в случае AgII. При переходе к ионам большей кратности ионизации вероятности неупругих столкновений ионов с электронами становятся меньше, а оптимальные начальные плотности больше. Рост радиационных вероятностей увеличит коэффициент отрицательного поглощения, увеличится также предельное значение электронной плотности, при которой релаксация не носит чисто столкновительный характер.

Для количественного анализа генерации на ионах на стадии кумуляции необходимо учитывать член $\partial f_{nl}^{\circ} / f_{nl}^{\circ} \partial t$, обусловленный быстрым возрастанием электронной температуры. Ряд качественных особенностей проведенного выше анализа сохраняется и в этом случае.

Основным направлением повышения эффективности лазеров на пинчах являются: получение генерации на ионах большей кратности (при этом необходима предварительная ионизация), увеличение частоты повторений (ограничения связаны с перегревом системы) и исследование возможностей столкновительного механизма очищения нижнего рабочего уровня.

Поступила 9 VII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Лихачев В. М., Рабинович М. С., Сутовский В. М. О возможности изучения пинч-разряда по собственному стимулированному излучению. Письма ЖЭТФ, 1967, т. 5, вып. 2, стр. 55.
2. Васильева А. Н., Лихачев В. М., Сутовский В. М. Диагностика плазмы в лазере на пинч-разряде. Ж. техн. физ., 1969, т. 39, вып. 2.
3. Васильева А. Н., Заремба В. Б., Лихачев В. М., Рабинович М. С., Сутовский В. М. Обнаружение и исследование вынужденного излучения на пинч-разряде в аргоне. Препринт ФИАН СССР, 1968, № 184.
4. Сутовский В. М. Обнаружение и исследование вынужденного излучения в пинч-разряде. Тр. ФИАН СССР, 1971, т. 56.
5. Illingworth R. Laser action and plasma properties of an argon Z-pinch discharge. J. Phys. D (Appl. Phys.), 1970, vol. 3, No. 6.
6. Illingworth R. The effect of small concentrations of nitrogen on an argon Z-pinch laser and the measurement of the inversion ration. J. Phys. D (Appl. Phys.), 1972, vol. 5, No. 4.
7. Papanicolaou A., Gumeiner I. Interferometric measurements of time-dependent electron density in the xenon «pinched» plasma. J. Appl. Phys., 1971, vol. 42, No. 5.
8. Решетняк С. А., Шелепин Л. А. О функции распределения заселенностей атомных уровней в плазме. ПМТФ, 1972, № 4, стр. 18.
9. Леонтович М. А., Осовец С. М. О механизме сжатия тока при быстром и мощном газовом разряде. Атомная энергия, 1956, № 3.
10. Розенблют М. Динамика сжимаемого газа. В сб. «Магнитная гидродинамика», М., Атомиздат, 1958.
11. Рухадзе А. А., Тригер С. А. Теория равновесия и устойчивости сильноточного самосжатого разряда в плотной оптически непрозрачной плазме в условиях лучшей теплопроводности. Препринт ФИАН СССР, 1968, № 168.
12. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И. Борновские эффективные сечения возбуждения атомов электронами. Препринт ФИАН СССР, 1967, № 66.
13. Гордиец Б. Ф., Дымова И. А., Шелепин Л. А. Релаксационные процессы и инверсная заселенность уровней в аргонной плазме. Ж. прикл. спектроскопии, 1971, т. 15, № 2, стр. 205.
14. Бейгман И. Л., Вайнштейн Л. А., Рубин П. Л., Соболев Н. Н. О механизме возбуждения генерации в ионном аргонном ОКГ непрерывного действия. Письма ЖЭТФ, 1967, т. 6, вып. 10.