



АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ОРДЕНА ЛЕНИНА СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ им. П. В. КИРЕНСКОГО

Препринт № 223 Ф

УСИЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ БЕЗ ИНВЕРСИИ
НАСЕЛЕННОСТЕЙ НА ПЕРЕХОДАХ
В АВТОИОНИЗАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ

В.Г.Архипкин, Ю.И.Геллер

Красноярск 1983

В.А. Мухомов
ин. авиаторе
Ренмаеновского и
гашама лазера
23.02.83

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ОРДЕНА ЛЕНИНА СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ИМ. Л. В. КИРЕНСКОГО

Препринт № 223 Ф

УСИЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ БЕЗ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТИ НА ПЕРЕХОДАХ
В АВТОИОНИЗАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ

В. Г. Архипкин, Ю. И. Геллер

Красноярск 1983

RADIATION AMPLIFICATION WITHOUT POPULATION INVERSION
AT TRANSITIONS TO AUTOIONIZING STATES

V.G.Arhipkin, Yu.I.Heller

The spectrum dependence of an autoionizing resonance in photoabsorption on the autoionizing state population is studied. The possibility is shown to get an amplified radiation in the region of photoabsorption minimum without the population difference inversion. The possibility of amplifying radiation in the region of induced autoionizing-like resonances in continuum is also under discussion.

Исследована зависимость спектра автоионизационного резонанса в фотопоглощении от населенности автоионизационного состояния. Показана возможность усиления излучения в области минимума фотопоглощения без инверсии разности заселенностей. Обсуждается также возможность усиления излучения в области индуцированных автоионизационно-подобных резонансов в континууме.

Ответственный за выпуск
В.Г.Архипкин

Спектры ионизации (фотопоглощения) автоионизационных состояний имеют характерную асимметричную форму, обусловленную интерференцией различных каналов переходов в сплошной спектр (континуум). В ряде случаев интерференция может приводить к строгому обращению в нуль вероятности ионизации или поглощения в некотором диапазоне частот ω . В теории Фано [1,2] зависимость от частоты автоионизационных резонансов (АР) имеет вид:

$$\sigma = \sigma_0 \left\{ 1 - \rho + \rho \frac{(x + \varphi)^2}{1 + x^2} \right\}, \quad (I)$$

где σ_0 - сечение фотопоглощения в континуум в отсутствие автоионизационного состояния (АС), $x = (\omega - \omega_r) / \gamma$ - отстройка частоты излучения от теоретического положения АС ω_r , нормированная на его характерную полуширину γ , φ - безразмерный параметр контура линии, $\rho \leq 1$ - характеризует степень интерференции различных каналов ионизации. Формула (I) описывает общий случай взаимодействия АС с несколькими различными континуумами, отличающимися состояниями электрона и положительного иона. Если имеется только один канал распада АС в континуум, то $\rho = 1$ и сечение фотопоглощения (I) обращается в нуль при $x = -\varphi$. Классическим примером этого является АР в гелии в диапазоне $\lambda \sim 206 \text{ \AA}$, связанный с возбуждением двухэлектронного состояния $2s2p$ [2]. Формула (I) получена без учета населенности АС. Это приближение справедливо в газах в силу малого времени жизни АС. (Типичные времена жизни $1/\gamma \sim 10^{-11} + 10^{-13}$ сек.) Однако, например, в плазме, возможно стационарное заселение АС электронным ударом или в результате процессов рекомбинации. Тогда возникает вопрос: как изменится минимум фотопоглощения?

В данной работе исследован спектр АС с учетом его населенности. Показана возможность усиления излучения с частотой в области минимума фотопоглощения при отсутствии инверсии населенностей на данном переходе. Исследовано также усиление излучения в области искусственных автоионизационно-подобных резонансов в континууме [3].

Приведем сначала качественные соображения, позволяющие понять основной результат. Возможность усиления излучения основана на различии формы спектров поглощения и испускания. В отличие от дискретных состояний, АС может распадаться на нижележащие уровни по двум независимым каналам: ^{прямому} прямого перехода и перехода через промежуточные резонансные и нерезонансные состояния континуума (посредством конфигурационного взаимодействия АС с состояниями непрерывного спектра). Однако оба канала испускания имеют одинаковый резонансный характер, и поэтому асимметрия контура испускания отсутствует. Таким образом, в области нулевого поглощения вероятность испускания отлична от нуля, что приведет к усилению излучения в области $x \sim -\varphi$. Отметим, что подобная особенность вероятностей поглощения и испускания реализуется при нелинейном интерференционном взаимодействии двух излучений на дискретных переходах [4].

Пороговые соотношения для населенностей

Определим условия, налагаемые на соотношение населенностей уровней для возникновения усиления. Рассмотрим поглощение излучения с частотой ω , близкой к частоте перехода между дискретным состоянием n и автоионизационным ν . Вероятность поглощения излучения можно выразить через скорость ухода $\dot{W}_n(E)$ из состояния n под действием излучения [3,5]:

$$\dot{W}_n(E) = -2 \operatorname{Im} \left\{ \tilde{V}_{n\nu} \exp[i(\omega - \omega_{n\nu})t] + \tilde{V}_{nn} \rho_{nn} \right\} \quad (2)$$

где $\tilde{V}_{n\nu} = \tilde{V}_{n\nu} + \delta_{n\nu} - i\gamma_{n\nu}$, $\tilde{V}_{ii} = \delta_{ii} - i\gamma_{ii}$ - эффективные неэрмитовы элементы перехода; ρ_{ik} - элементы матрицы плотности,

$$V_{nv} = \frac{\pi}{2} E \sum_j d_{ne}^j V_{ev}^j / \epsilon = \hbar\omega, \quad \delta_{nv} = \frac{1}{\pi} \int \frac{\gamma_{nv}(\epsilon)}{\hbar\omega - \epsilon} d\epsilon.$$

$V_{nv} = -Ed_{nv}/2\hbar$; d_{nv} - матричный элемент дипольного момента перехода, V_{ev}^j - матричный элемент гамильтониана конфигурационного взаимодействия, ответственного за автоионизацию, индекс ϵ обозначает состояния континуума с энергией ϵ ; суммирование по j распространяется на все состояния континуума с данной энергией; E - амплитуда электромагнитного поля.

Кроме того, излучение может поглощаться с уровня ν в вышеуказанные состояния континуума:

$$\dot{W}_\nu(E) = \frac{\pi}{2\hbar} |E|^2 \rho_{\nu\nu} |d_{\nu\epsilon}|^2 \Big|_{\epsilon = \epsilon_\nu + \hbar\omega} \quad (3)$$

Здесь $d_{\nu\epsilon}$ - матричный элемент дипольного момента перехода с уровня ν в состояния континуума с энергией $\epsilon = \epsilon_\nu + \hbar\omega$. В результате, полная вероятность поглощения равна $\dot{W} = \dot{W}_\nu + \dot{W}_n$. Компонента матрицы плотности $\rho_{\nu n}$ определяется из уравнения /3/:

$$i\rho_{\nu n} + i\Gamma_{\nu n}\rho_{\nu n} = (\delta_{\nu n} - i\gamma_{\nu n})\rho_{\nu n} + \tilde{V}_{\nu n}\rho_{nn} \exp[-i(\omega - \omega_{\nu n})t] - \rho_{\nu\nu} \tilde{V}_{\nu\nu}^* \exp[-i(\omega - \omega_{\nu\nu})t], \quad (4)$$

где $\Gamma_{\nu n}$ - сумма спонтанной и ударной полуширин перехода νn (в ударную ширину также входит столкновительная ионизация); $\delta_{\nu\nu}$ и $\gamma_{\nu\nu}$ - сдвиг и уширение уровня ν за счет конфигурационного взаимодействия

$$\delta_{\nu\nu} = \pi\hbar \sum_j |V_{ev}^j|^2 / \epsilon = \hbar\omega, \quad \gamma_{\nu\nu} = \frac{1}{\pi} \int \frac{\gamma_{\nu\nu}(\epsilon)}{\hbar\omega - \epsilon} d\epsilon.$$

Населенности $\rho_{\nu\nu}$ и ρ_{nn} определяются скоростями заброса Q_ν и Q_n :

$$\rho_{\nu\nu} = \frac{Q_\nu}{\Gamma_\nu + 2\gamma_{\nu\nu}}, \quad \rho_{nn} = \frac{Q_n}{\Gamma_n} + \frac{A_{\nu n} Q_\nu}{\Gamma_\nu + 2\gamma_{\nu\nu}},$$

- 6 -

где Γ_ν и Γ_n - сумма спонтанных и ударных ширин уровней ν и n , $A_{\nu n}$ - коэффициент Эйнштейна, описывающий спонтанный излучательный переход с уровня ν на n .

В стационарном случае подстановка решения уравнения (4) в (2) и (3) дает:

$$\dot{W} = \dot{W}_0 \left\{ 1 - \rho\beta + \rho\beta \frac{(x+q)^2 - k(q^2+1)}{1+x^2} \right\}, \quad (5)$$

где \dot{W}_0 - вероятность поглощения только в континуум в отсутствие АС, $x = (\omega - \omega_{\nu n} - \delta_{\nu\nu}) / (\Gamma_{\nu n} + \gamma_{\nu\nu})$, $k = \rho_{\nu\nu} / \rho_{nn}$,

$$\eta = \sum_j |d_{\nu\epsilon}^j|^2 / \epsilon = \epsilon_\nu + \hbar\omega / \sum_j |d_{n\epsilon}^j|^2 / \epsilon = \hbar\omega;$$

$$\rho = \left(\sum_j |d_{n\epsilon}^j V_{ev}^j|^2 / \epsilon = \hbar\omega \right) / \left(\sum_j |d_{n\epsilon}^j|^2 / \epsilon = \hbar\omega \gamma_{\nu\nu} \right) -$$

- параметр перекрытия каналов Фано /1-3/, $\beta = \gamma_{\nu\nu} / [(\Gamma_{\nu n} + \gamma_{\nu\nu})(1+\eta k)]$ учитывает вклад спонтанного и ударного уширения, $q = (\tilde{V}_{\nu n} + \delta_{\nu n}) / \gamma_{\nu n}$. Из (5) следует, что при $x = -\rho\beta q$ поглощение меняет знак для соотношения населенностей K , удовлетворяющего условию:

$$K > (1 - \rho\beta)(1 + \rho\beta q^2) / \rho\beta(1 + q^2), \quad (6)$$

т.е. в системе возможно усиление даже при условии $\rho_\nu < \rho_n$.

Для $\rho\beta \geq 1/2$ $k < 1$. Изменение спектра АС с ростом его населенности изображено на рис.1 при различных значениях K . В случае атомов гелия для переходов из основного состояния в АС 2S2P $\rho = 1$, $q = -2,8$; $\gamma_{\nu\nu} \approx 1,2 \cdot 10^{13} \text{сек}^{-1} / 6$, и возможность усиления определяется только β , т.е. уширением перехода νn при заселении уровней ν и n . (Предполагается, что $\eta \ll 1$ из-за быстрого уменьшения сечения ионизации с увеличением энергии). Для атомов аргона $\rho = 0,86 / 2$ и K должно превышать 0,14.

Условие (6) определяет возможность безинверсного усиления только в узкой спектральной области. Вводя модельную зависимость от ω параметров q , $\delta_{\nu\nu}$, $\gamma_{\nu\nu}$, как, например, в /3/, можно показать, что интегральное по спектру поглощение пропорционально

- 7 -

разности заселенностей $\rho_{nn} - \rho_{uu}$.

Усиление в области автоионизационно-подобных резонансов

В [3,7-9] теоретически и экспериментально показана возможность индуцирования сильным лазерным излучением в произвольной области континуума узких резонансов, по форме подобных автоионизационным. В случае схемы переходов (рис.2) вероятность поглощения пробного излучения на частоте ω , в присутствии мощного лазерного излучения на частоте ω_0 имеет вид, аналогичный (1). Можно показать, что результаты предыдущего раздела будут справедливы и в этом случае при соответствующем переопределении параметров в (5). Наиболее существенным отличием является то, что характерная ширина резонанса и величина β зависят от интенсивности мощного излучения, а параметр ρ может равняться 1 при соответствующем выборе уровня n . Зависимость параметра β от интенсивности $I(\omega)$ имеет вид:

$$\beta = \frac{\sigma_n I}{\sigma_n I + 2\hbar \Gamma_{ng}}$$

где σ_n - сечение ионизации с уровня n , Γ_{ng} - ширина перехода. Таким образом, увеличивая интенсивность можно изменять условие усиления (6), что открывает возможность для получения усиления в коротковолновом диапазоне спектра при соответствующем выборе схемы переходов. Типичные значения интенсивности, необходимой для реализации эффекта, лежат в диапазоне $10^6 - 10^9$ Вт/см². Для заселения уровня n можно использовать оптическую накачку или столкновения с резонансной передачей энергии.

Выводы

Таким образом, показана принципиальная возможность получения усиления излучения без инверсии населенностей. Этот эффект может быть использован для генерации излучения в коротковолновом диапазоне спектра. Наиболее наглядно физическое обоснование этого явления в случае индуцированных автоионизационно-подобных резонансов. Спектр поглощения излучения имеет асимметричный вид, тогда

как излучение связано с комбинационным переходом с уровня n (рис.2) и поэтому имеет лоренцевский спектр.

По-видимому, эффект безинверсного усиления может быть осуществлен также и при Оже-эффекте и на переходах ядер.

Авторы выражают благодарность В.В.Слабко за полезные обсуждения.

1. Fano U. Phys.Rev., v.124A, No6, p.1866, 1961.
2. Фано У., Купер Дж. Спектральные распределения сил осцилляторов в атомах. М., Наука, 1972. 200с.
3. Геллер Ю.И., Попов А.К. Лазерное индуцирование нелинейных резонансов в сплошных спектрах. Новосибирск, Наука, 1981.
4. Попова Т.Я., Попов А.К., Раутиан С.Г., Соколовский Р.И. ЖЭТФ, 57, 850, 1969.
5. Лисица В.С., Яковленко С.И. ЖЭТФ, 66, 1981, 1974.
6. Зайдель А.Н., Шрейдер Е.Я. Спектроскопия вакуумного ультрафиолета. М., Наука, 1967. 471с.
7. Геллер Ю.И., Попов А.К. Квантовая электроника, 3, 1129, 1976.
8. Heller Yu.I., Lukinukh V.F., Popov A.K., Slabko V.V. Phys. Lett., v.82A, No1, p.4, 1981.
9. Dimov S.S., Pavlov L.I., Stamenov K.V., Heller-Yu.I., Popov A.K. Appl.Phys., v.B30, p.35, 1983.

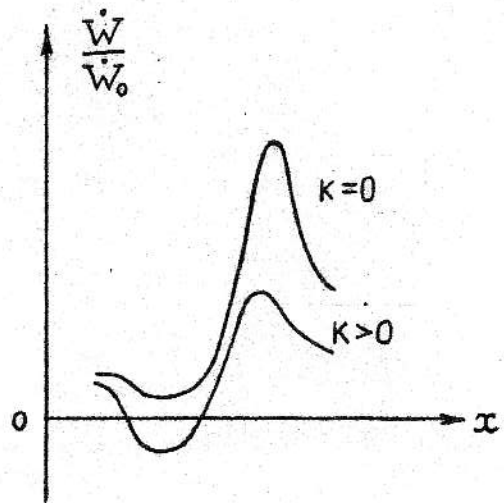


Рис. 1.

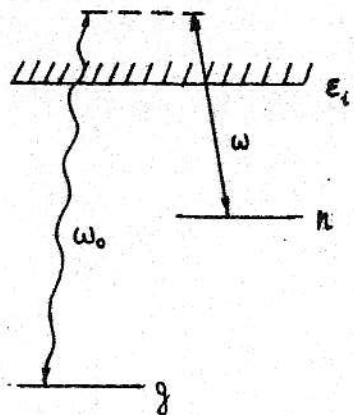


Рис. 2.