

ԹԻՐԱԽԻ ԷՖԵԿՏԻՎ ԶԱՆԳՎԱՄԻ ԵՎ ՍԱՀՄԱՆԱՑԻՆ
ՋՐԱԳՄԵՆՏԱՑԻԱՅԻ ԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ
ԿԱՊԻ ՄԱՍԻՆ

Կ. Շ. ԵՂԻՑԱՆ

Հոդվածում ցույց է տրված սահմանային ֆրագմենտացիայի կրիտիկական էներգիայի և թիրախի էֆեկտիվ զանգվածի միջև եղած կապը: Այդ կապի օգտագործման միջոցով ցույց է տրված, որ միջուկների վրա կոմպլյաստիվ պրոտոնների ծնման պրոցեսում էֆեկտիվ թիրախի զանգվածը մեծ կամ հավասար է երկու նուկլոնային զանգվածի:

ON THE RELATION BETWEEN THE EFFECTIVE TARGET MASS
AND THE LIMITING FRAGMENTATION ENERGY

K. SH. EGIYAN

The relation between the limiting fragmentation energy and the mass of effective target is shown. The utilization of this relation in cumulative photopion production shows that in this process the mass of the effective target is greater than or is of the order of two nucleon mass.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 4, 217—220 (1987)

УДК 535.37;621

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА СИСТЕМУ
АТОМОВ, СВЯЗАННЫХ ИНДУКТИВНО-РЕЗОНАНСНЫМ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Н. Ш. БАДАНЯН, Н. В. ШАХНАЗАРЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 5 апреля 1986 г.)

Рассматривается воздействие лазерного излучения на упрощенную систему донор-акцепторных атомов, связанных индуктивно-резонансным взаимодействием. Исследуется спектральный состав интенсивного излучения. Полученные результаты можно использовать для исследования и интерпретации спектров кристаллических систем и атомарных газов.

Взаимодействие атомов, находящихся в сильном поле, впервые было учтено в работах [1, 2], где исследовалась флуоресценция от двух одинаковых атомов, связанных диполь-дипольным взаимодействием (ДДВ). Частота поля накачки ω_n совпадала с частотой атомного перехода. Однако во многих экспериментальных ситуациях индуктивно-резонансным взаимодействием могут связываться донор-акцепторные подсистемы атомов, частоты которых в общем случае не совпадают с ω_n . Следует также учесть, что благодаря большой интенсивности лазерного излучения и близости к ре-

резонансу будут возбуждаться обе подсистемы одновременно, так что разделение на доноры и акцепторы теряет смысл.

В связи с этим нами исследовалась следующая модельная система: два двухуровневых атома с разными частотами ω_I и ω_{II} атомных переходов связаны индуктивно-резонансным взаимодействием. На эту систему действует монохроматическая волна с частотой ω_n , близкой к частотам ω_I и ω_{II} , т. е. выполняется условие резонанса $|\omega_n - \omega_{I,II}| \ll \omega_n$. Выбранная модель позволит использовать полученные результаты как для кристаллических систем, так и для атомарных газов.

Будем искать волновую функцию системы «поле + два атома» в следующем виде

$$\Psi = \{c_1(t) \varphi_a^I \varphi_a^{II} + c_2(t) \varphi_b^I \varphi_a^{II} e^{-i\omega_I t} + c_3(t) \varphi_a^I \varphi_b^{II} e^{-i\omega_{II} t} + c_4(t) \varphi_b^I \varphi_b^{II} e^{-i(\omega_I + \omega_{II})t}\} e^{-i(E_a^I + E_a^{II})t/\hbar}, \quad (1)$$

где индекс a относится к невозбужденным состояниям атомов, а индекс b — к возбужденным, E_a^I и E_a^{II} — энергии основных состояний атомов I и II, $\varphi_{a,b}$ — волновые функции невозмущенных атомных состояний, $|c_1(t)|^2$ — вероятность того, что оба атома одновременно находятся в основном состоянии, $|c_2(t)|^2$ — вероятность того, что атом I возбужден, а II — нет, $|c_3(t)|^2$ — вероятность обратной ситуации, а $|c_4(t)|^2$ — вероятность одновременного возбуждения обоих атомов.

Для нахождения коэффициентов $|c_i(t)|^2$ решим уравнение Шредингера с гамильтонианом $H = H_0 - dE + U$, где H_0 — гамильтониан невозмущенной системы, $E = e e^{-i\omega_n t} + \text{к. с.}$, U — потенциал индуктивно-резонансного взаимодействия, d — дипольный момент перехода. Электромагнитное поле включается при $t \rightarrow -\infty$ адиабатически [3]. Как только один из атомов оказывается в возбужденном состоянии, включается и ДДВ, т. е. U включается одновременно с E при $t \rightarrow -\infty$.

Уравнение Шредингера для Ψ сводится к системе из четырех уравнений, корни которой являются квазиэнергиями системы «поле + два атома». Для каждого значения квазиэнергии можно найти волновую функцию i -го квазиэнергетического состояния Ψ_i . Переходы между квазиэнергетическими состояниями обуславливают весь спектр частот, излученных или поглощенных системой. Вероятность перехода пропорциональна квадрату матричного элемента $M_{ik} = \langle \Psi_i | d | \Psi_k \rangle$. Система может излучать или поглощать следующие частоты:

$$\begin{aligned} \omega_{1,2} &= \omega_{I,II} - \frac{2|V_{I,II}|^2}{\epsilon_{I,II}} \pm \frac{|u|^2}{\Delta}, \\ \omega_{3,4} &= 2\omega_n - \omega_{I,II} + \frac{2|V_{I,II}|^2}{\epsilon_{I,II}} \pm \frac{|u|^2}{\Delta}, \\ \omega_{5,6} &= \omega_n \pm \Delta \mp \frac{2|V_I|^2}{\epsilon_I} \pm \frac{2|V_{II}|^2}{\epsilon_{II}} \pm \frac{2|u|^2}{\Delta}, \\ \omega_{7,8} &= \omega_n \pm \epsilon_I \pm \epsilon_{II} \pm \frac{2|V_I|^2}{\epsilon_I} \pm \frac{2|V_{II}|^2}{\epsilon_{II}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\varepsilon_{1,II} = \omega_{II} - \omega_{I,II}$ — расстройки резонансов, $\Delta = \omega_I - \omega_{II}$, $V_I = d_{1e}/\hbar$, $V_{II} = d_{IIe}/\hbar$, $u = \langle \varphi_b^I \varphi_a^{II} | U | \varphi_a^I \varphi_b^{II} \rangle / \hbar$. Первые две частоты соответствуют поглощению на штарковски-сдвинутых атомных частотах. ω_3 и ω_4 — трехфотонные частоты, хорошо известные для одного атома [4], находящегося в поле интенсивного излучения. Квадрат матричного элемента для трехфотонного рассеяния отличается от [4] интерференционным членом, обусловленным связанным поглощением и излучением атомов. ω_5 и ω_6 — комбинационные частоты [5,6]. Для них матричный элемент перехода имеет вид

$$|M_{23}|^2 = \frac{4|u|^2}{\varepsilon^2 \Delta^2} \{ |d_I|^2 |V_I|^2 + |d_{II}|^2 |V_{II}|^2 - (d_I^* d_{II} V_I V_{II}^* + \text{к. с.}) \}. \quad (3)$$

Как следует из этого выражения, процесс комбинационного рассеяния возможен лишь благодаря индуктивно-резонансному взаимодействию, так как он пропорционален матричному элементу ДДВ [6].

Возможность излучения и поглощения системой частот ω_7 , ω_8 так же, как и ω_5 , ω_6 , полностью обусловлена индуктивно-резонансным взаимодействием. В случае, когда атомы I и II одинаковы, $\omega_7 \sim \omega_{II} + 2\varepsilon$ — это частота, отстоящая на 2ε от накачки. Вероятность ее излучения в $4|V|^2|u|^2/\varepsilon^4$ раз меньше, чем вероятность излучения трехфотонной частоты. При $u = 0$, т. е. при отсутствии кулоновского взаимодействия, в системе двух атомов возможны лишь процессы с поглощением штарковски-сдвинутых атомных частот и излучением трехфотонных частот ω_3 и ω_4 . Все остальные процессы полностью обусловлены наличием кулоновского взаимодействия атомов. Наблюдение частот ω_5 , ω_6 , ω_7 и ω_8 позволит найти величину матричного элемента индуктивно-резонансного взаимодействия.

Рассмотрим случай, представляющий практический интерес, когда атом I может дипольно возбудиться в интенсивном поле, а во втором атоме дипольный переход запрещен; тогда u есть матричный элемент диполь-квадрупольного взаимодействия (ДКВ) [7]. В этом случае сильное поле можно учесть точно, а ДКВ — как возмущение. Тогда число атомов второго типа в возбужденном состоянии дается величиной

$$n_{II} = \xi |u|^2 / [2\sqrt{1+\xi} [1 + \sqrt{1+\xi}] (\Delta + \varepsilon_1 (1 + \sqrt{1+\xi})/2)]^2. \quad (4)$$

Здесь ξ — безразмерный параметр интенсивности электромагнитного поля, $\xi = 4|d_I|^2 |e|^2 / \hbar^2 \varepsilon_1^2$, а $\Delta = E_b^{II} - E_b^I$.

Рассмотрим два предельных случая.

а) $\xi \ll 1$ — случай линейного взаимодействия атома с полем. Тогда

$$n_{II} = \xi |u|^2 / 4 (\Delta + \varepsilon_1)^2. \quad (5)$$

Эта величина может оказаться и не малой, если подобрать частоту лазерного излучения таким образом, чтобы $(\Delta + \varepsilon_1) \rightarrow 0$, т. е. ω_{II} совпадает с ω_{II} — частотой перехода во втором атоме. Хотя этот атом сам и не поглощает ω_{II} , вероятность обнаружения его в возбужденном состоянии при этом становится большой.

6) $\xi \geq 1$ — случай точного резонанса сильного поля с первым атомом.
Тогда

$$n_{II} = |u|^2 / \Delta^2. \quad (6)$$

Это—случай насыщения, когда вероятность возбуждения не зависит от интенсивности лазерного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Freedhoff H. S.* Phys. Rev., A 19, 1132 (1979).
2. *Mollory W. R.* Phys. Rev., A 11, 2036 (1975).
3. *Crisp M. D.* Phys. Rev., A 8, 2128 (1973).
4. *Арутюнян В. М., Канециан Е. Г., Чалтыкян В. О.* ЖЭТФ, 59, 195 (1970).
5. *Sorokin P. P. et al.* Appl. Phys. Lett., 10, 44 (1967).
6. *Arutunyan V. M., Badanyan N. Sh., Shakhnazaryan N. V.* J. Phys., B 18, 4001 (1985).
7. *Агранович В. М., Галанин М. Д.* Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. Изд. Наука, М., 1978.

ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԻՆԴՈՒԿՏԻՎ-ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՓՈՒԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՄԲ ԿԱՊՎԱԾ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ՎՐԱ

Ն. Շ. ԲԱԴԱՆՅԱՆ, Ն. Վ. ՇԱԽՆԱԶԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում քննարկվում է լազերային ճառագայթման ազդեցությունը դոնոր-ակցեպտորային ատոմների պարզեցված համակարգի վրա: Ուսումնասիրված է անցնող խտնեցիվ ճառագայթման սպեկտրալ բաղադրությունը: Ցույց է տրված, որ միջավայրի մուտքում մոնոքրոմատիկ ալիքը, անցնելով միջավայրի միջով, սպեկտրալ առումով հարստանում է: Ստացված արդյունքները կարելի է օգտագործել բյուրեղական սիստեմների և ատոմար զազերի սպեկտրերի հետազոտման և մեկնաբանման համար:

THE ACTION OF A LASER PULSE ON A SYSTEM OF ATOMS BOUND BY THE INDUCTIVE-RESONANT INTERACTION

N. SH. BADANYAN, N. V. SHAKHNAZARYAN

The action of laser radiation on a simplified system of donor-acceptor atoms bound by the inductive-resonant interaction is considered. The spectral composition of the passing intense radiation is examined. The obtained results could be used for investigation and interpretation of spectra of systems of monatomic gases and of crystalline systems.