

## Η διαδικασία συντονισμού ως ειδική περίπτωση της διαδικασίας σκέδασης *Το φυσικό σχήμα των φασματικών γραμμών*

Σύμφωνα με τὰ προηγούμενα, τὰ βασικά μας αποτελέσματα για τή διαδικασία τῆς σκέδασης μπορούν νά συνοψιστοῦν στόν τύπο τοῦ Rayleigh

$$\sigma_{sc}(\omega) = \frac{8\pi}{3} |\alpha_E(\omega)|^2 k^4 \quad (21)$$

καθώς ἐπίσης καί στόν τύπο

$$\alpha_E(\omega) = \frac{|D_{fi}|^2}{E_f - E_i - \hbar\omega} + \frac{|D_{fi}|^2}{E_f - E_i + \hbar\omega} \quad (22)$$

πού δίνει τήν ἀτομική πολωσιμότητα, στήν προσέγγιση ὅπου ἀγνοοῦμε ὅλες τίς ἄλλες κβαντικές καταστάσεις πλὴν ἐκείνης ( $\psi_f$ ) πού βρίσκεται κοντύτερα στή θεμελιώδη κατάσταση τοῦ ἀτόμου ( $\psi_i$ ). Ὑπενθυμίζουμε ἀκόμη ὅτι οἱ δύο ὄροι τῆς (22) ἀντιστοιχοῦν στίς διαδικασίες «προσωρινῆς ἀπορρόφησης» καί «προσωρινῆς ἐκπομπῆς» —ἀπό τό σκεδάζον ἄτομο— ἐνός φωτονίου ἐνέργειας  $\hbar\omega$  ὄσης καί τῶν φωτονίων τῆς προσπίπτουσας δέσμης. Ἡ διάκριση μεταξύ τῶν δύο αὐτῶν ὄρων γίνεται ἰδιαίτερα αἰσθητή στό ὄριο συντονισμοῦ κατὰ τό ὁποῖο ἡ συχνότητα τοῦ φωτονίου πλησιάζει τή συχνότητα Bohr τῆς μετάβασης  $i \rightarrow f$ . Σ' αὐτή τήν περίπτωση ὁ πρῶτος ὄρος τῆς (22) γίνεται συντριπτικά ἰσχυρότερος ἀπό τόν δεύτερο, ὁ ὁποῖος μπορεῖ ἐπομένως νά θεωρηθεῖ ἀμελητέος. Στή γειτονιά τοῦ συντονισμοῦ θάναί λοιπόν

$$\alpha_E(\omega) \approx \frac{|D_{fi}|^2}{E_f - E_i - \hbar\omega} = \frac{|D_{fi}|^2}{\hbar(\omega_{fi} - \omega)} \quad (23)$$

ὅπου  $\omega_{fi} = (E_f - E_i)/\hbar$  ἡ συχνότητα Bohr τῆς μετάβασης ἀπό τή θεμελιώδη στήν κοντινότερη διεγερμένη κατάσταση τοῦ ἀτόμου. Πάνω στό συντονισμό ( $\omega = \omega_{fi}$ ) ἡ πολωσιμότητα προφανῶς ἀπειρίζεται κι ἐπομένως οἱ τύποι (22) καί (23) γίνονται φυσικά ἀπαράδεκτοι. Σκοπός τῆς τωρινῆς μας συζήτησης εἶναι νά δείξουμε ὅτι ὑπάρχει μιά πολύ εὐλογη ἐπέκταση τῶν ἀποτελεσμάτων (22), (23) πού ἰσχύει καί στήν περίπτωση τοῦ συντονισμοῦ καί γιά τήν ὁποία ἡ διατομή σκέδασης γίνεται ἴση μέ τή διατομή συντονισμοῦ τῆς §3. Ξεκινᾶμε μέ τή βασική διαπίστωση ὅτι, λόγω τοῦ πεπερασμένου χρόνου ζωῆς τῆς διεγερμένης κατάστασης  $\psi_f$ , τό τυχόν μείγμα καταστάσεων  $\psi = c_i\psi_i + c_f\psi_f$  δέν θά ἐξελισσεται χρονικά βάσει τοῦ γνωστοῦ νόμου

$$\psi(t) = c_i e^{-iE_i t/\hbar} \psi_i + c_f e^{-iE_f t/\hbar} \psi_f \quad (24)$$

ἀλλά μᾶλλον βάσει τοῦ

$$\psi(t) = c_i e^{-iE_i t/\hbar} \psi_i + c_f e^{-iE_f t/\hbar} e^{-\Gamma t/2} \psi_f \quad (25)$$

γιά τόν ὁποῖο ἡ πιθανότητα παραμονῆς τοῦ ἀτόμου στή διεγερμένη κατά-

σταση  $\psi_f$  θά έχει τήν αναμενόμενη έκθετική απόσβεση συναρτήσει του χρόνου. Θάναι δηλαδή

$$P_f(t) = |c_f|^2 e^{-\Gamma t} = P_f(0) e^{-\Gamma t}$$

όπου  $\Gamma (\equiv \Gamma_{sp})$  ο ρυθμός αθόρμητης αποδιέγερσης της κατάστασης  $\psi_f$ . (Ο δείκτης "sp" παραλείφθηκε εδώ για λόγους απλότητας). Η καίρια παρατήρηση τώρα είναι ότι το αποτέλεσμα (25) μπορεί να θεωρηθεί ως επέκταση του απλοϊκού νόμου (24) αρκεί να θεωρήσουμε ότι η ενέργεια  $E_f$  της διεγερμένης κατάστασης αποκτά και φανταστικό μέρος σύμφωνα με τήν αντικατάσταση

$$E_f \rightarrow E_f - i \frac{\hbar \Gamma}{2}$$

βάσει της οποίας η (24) πράγματι καταλήγει στην (25). Κάνοντας τήν ίδια αντικατάσταση στην έκφραση (23) της πολωσιμότητας κοντά στο συντονισμό, παίρνομε τό αποτέλεσμα

$$\alpha_E(\omega) \approx \frac{|D_{fi}|^2}{\hbar(\omega_{fi} - \omega - i \frac{\Gamma}{2})} \quad (26)$$

τό οποίο παραμένει πεπερασμένο και πάνω στο συντονισμό με τιμή

$$\alpha_E(\text{Res}) \approx \frac{2i}{\hbar} \frac{|D_{fi}|^2}{\Gamma} \quad (27)$$

Τό γεγονός ότι η ατομική πολωσιμότητα έγινε τώρα μιγαδική δέν πρέπει να θεωρηθεί ανησυχητικό. Σημαίνει απλώς ότι ο δείκτης διάθλασης  $n(\omega) = \sqrt{1 + 4\pi n \alpha_E(\omega)}$  θά έχει πραγματικό και φανταστικό μέρος κι έτσι εκτός από τή διάδοση του κύματος μέσα στο εξεταζόμενο υλικό μέσο, θά περιγράφει και τή απορρόφησή του. Έν πάση περιπτώσει ο τύπος (21) του Rayleigh μπορεί να επεκταθεί και στη γειτονιά του συντονισμού αν η ατομική πολωσιμότητα  $\alpha_E(\omega)$  αντικατασταθεί από τήν απόλυτη τιμή της μιγαδικής έκφρασης (26). Θάναι λοιπόν

$$\sigma_{sc}(\omega) = \frac{8\pi |D_{fi}|^4}{3\hbar^2 c^4} \frac{\omega^4}{(\omega - \omega_{fi})^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2} \quad (28)$$

ένω ακριβώς πάνω στο συντονισμό ( $\omega = \omega_{fi}$ ) θάχομε

$$\sigma_{sc}(\text{Res}) = \frac{32\pi |D_{fi}|^4 \omega_{fi}^4}{3\hbar^2 c^4 \Gamma^2} \quad (29)$$

άπ' όπου, μέ χρήση του τύπου  $\Gamma = \Gamma_{sp} = 4\omega_{fi}^3 |D_{fi}|^2 / 3\hbar c^3$ , παίρνομε

$$\sigma_{sc}(\text{Res}) = \frac{3}{2\pi} \lambda^2 \quad (30)$$

όπου  $\lambda = \lambda_{fi}$  τό μήκος κύματος του φωτονίου που βρίσκεται σε συντονισμό μέ τή συγκεκριμένη ατομική μετάβαση. Τό αποτέλεσμα (30) θάταν ταυτόσημο μ' αυτό που είχαμε βρει παλιότερα για τήν απορρόφηση συντονι-

σμοῦ (§3.1) ἂν δέν ἦταν πολλαπλασιασμένο καί μ' ἓνα πρόσθετο ἀριθμητικό παράγοντα ἴσο μέ  $2/\pi$ . Ὅμως αὐτή ἡ διαφορά ἔχει γνωστή προέλευση. Ὅπως θυμᾶστε, κατὰ τόν ὑπολογισμό τῆς ἐνεργοῦ διατομῆς στήν διαδικασία τῆς ἀπορρόφησης συντονισμοῦ, ἡ πυκνότητα καταστάσεων  $\rho(E_f)$  πάνω στή διαπλατυσμένη γραμμῆ τῆς τελικῆς στάθμης θεωρήθηκε περιπου σταθερή σ' ἓνα διάστημα εὗρους  $\Delta E$  καί μηδενική ἔξω ἀπ' αὐτό. Ἔτσι ἡ σταθερή τιμῆ της πάνω στή γραμμῆ δέν μπορούσε παρά νά εἶναι ἴση μέ  $1/\Delta E$ . Ὅμως, ὅπως εἴχαμε τονίσει ἀπό τότε, τό «προφίλ» τῆς γραμμῆς δέν εἶναι καθόλου τετραγωνικό ἀλλά ἔχει μιᾶ τυπική Λορεντζιανή μορφή, ὡς συνέπεια τῆς ὁποίας ἡ ἀκριβῆς τιμῆ τοῦ  $\rho$  στό κέντρο τῆς γραμμῆς —πού εἶναι ταυτόχρονα καί ἡ μέγιστη τιμῆ— θά δίδεται ἀπό τή σχέση

$$\rho(\text{κέντρο}) = \rho_{\max} = \frac{2}{\pi \cdot \Delta E} \quad (31)$$

ὅπου τό  $\Delta E$  ἔχει πιά ὀριστεῖ αὐστηρά ὡς τό εὖρος ἡμίσειας τιμῆς τῆς Λορεντζιανῆς. Ἄν ἡ (31) εἶναι σωστή τότε ἡ ἀσυμφωνία τοῦ παράγοντα  $2/\pi$  πού διαπιστώσαμε προηγουμένως, μεταξύ τῆς διατομῆς σκέδασης πάνω στό συντονισμό καί τῆς διατομῆς συντονισμοῦ καθ' ἑαυτῆς, θά ἔχει ἐκλείψει. Οἱ δύο διατομές θά εἶναι πράγματι ἴσες καί ἡ διαδικασία συντονισμοῦ θά μπορεῖ νά θεωρηθεῖ ὡς ὀριακή περίπτωση τῆς διαδικασίας σκέδασης.

Γιά τήν ἀπόδειξη τῆς (31) σημειῶστε κατ' ἀρχάς ὅτι ὁ Λορεντζιανός χαρακτήρας τῆς γραμμῆς εἶναι ἀμέσως ἐμφανῆς ἀπό τόν παρονομαστή τῆς (28) στόν ὁποῖο περιέχεται οὐσιαστικά ὅλη ἡ ἐξάρτηση ἀπό τή συχνότητα  $\omega$  ἀφοῦ, μέσα στά πολύ στενά ὄρια τῆς γραμμῆς, τό  $\omega^4$  τοῦ ἀριθμητή μπορεῖ νά θεωρηθεῖ πρακτικά σταθερό καί νά ἀντικατασταθεῖ μέ τήν τιμῆ συντονισμοῦ  $\omega_n^4$ . Δεδομένου ἀκόμα ὅτι ἡ ἐξάρτηση τῆς διατομῆς συντονισμοῦ  $\sigma_{\text{Res}}(\omega)$  ἀπό τή συχνότητα  $\omega$  προέρχεται ἀποκλειστικά(\*) ἀπό τή συνάρτηση  $\rho(E_f) = \rho(E_i + \hbar\omega)$  πού ἐμφανίζεται στό βασικό τύπο

$$\sigma_{\text{Res}}(\omega) = \frac{\Gamma}{F} = \frac{(2\pi/\hbar) \left| \frac{1}{2} \mathcal{E}_0 \cdot D_{fi} \right|^2 \rho(E_i + \hbar\omega)}{(c\mathcal{E}_0^2/8\pi \cdot \hbar\omega)} \quad (32)$$

τότε μέ ἀπλή ἀντιπαραβολή τῶν (28) καί (32) βλέπομε ὅτι ἡ συνάρτηση σχήματος γραμμῆς  $\rho$  ἐκφρασμένη μέσω τῆς μεταβλητῆς  $\omega(\dagger)$  θάχει ὑποχρεωτικά τή μορφή

$$g(\omega) = \frac{A}{(\omega - \omega_n)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}$$

(\*) Ὅπως καί πρὶν οἱ συναρτήσεις  $f(\omega)$  πού δέν μεταβάλλονται γρήγορα πάνω στή γραμμῆ θεωροῦνται πρακτικά σταθερές καί ἀντικαθίστανται μέ τήν τιμῆ τους  $f(\omega_n)$  στό «κέντρο» τοῦ συντονισμοῦ.

(†) Ὑπενθυμίζομε ὅτι ἡ ἀλλαγή μεταβλητῆς πραγματοποιεῖται μέσω τῆς σχέσης

$$g(\omega)d\omega = \rho(E)dE$$

ὁπότε στήν περίπτωση τῆς γραμμικῆς ἀλλαγῆς  $E = \hbar\omega$  θάχομε  $g(\omega) = \hbar\rho(\hbar\omega)$ .

όπου η παράμετρος  $A$  μπορεί να προκύψει είτε από τη συνθήκη κανονικοποίησης

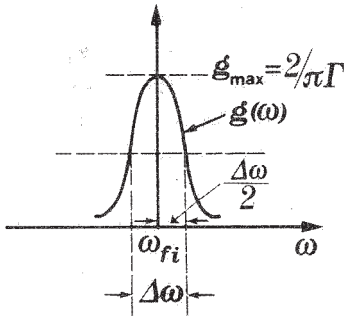
$$\int g(\omega) d\omega = 1$$

είτε από τη λεπτομερή αντιπαραβολή των (28) και (32) με τη βοήθεια και της σχέσης  $\Gamma = 4\omega_{fi}^3 |D_{fi}|^2 / 3\hbar c^3$  για το ρυθμό αυθόρμητης αποδιέγερσης. Με τον ένα ή τον άλλο τρόπο το αποτέλεσμα είναι  $A = \Gamma/2\pi$  οπότε η κανονικοποιημένη συνάρτηση σχήματος γραμμής θα γράφεται σαν

$$g(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(\omega - \omega_{fi})^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2} \tag{33}$$

απ' όπου είναι πιά θέμα στοιχειώδους άλγεβρας για τον αναγνώστη να δείξει ότι το εύρος ήμισειας τιμής(\*) (Σχ. 21) ισούται με

$$\Delta\omega = \Gamma \tag{34}$$



οπότε η αντίστοιχη σχέση για το εύρος ήμισειας τιμής  $\Delta E$  της συνάρτησης  $\rho(E) (=g(\omega)/\hbar)$  θα είναι

$$\Delta E = \hbar\Gamma \tag{35}$$

Όσο για τη μέγιστη τιμή του  $\rho$  αυτή θα δίδεται από τη σχέση

$$\rho_{max} = \frac{g_{max}}{\hbar} = \frac{2}{\pi(\hbar\Gamma)} = \frac{2}{\pi(\Delta E)} \tag{36}$$

όπως θέλαμε να αποδείξουμε.

Είδαμε λοιπόν τελικά ότι η διαδικασία συντονισμού μπορεί να θεωρηθεί ως ειδική περίπτωση της διαδικασίας της σκέδασης γεγονός που μᾶς επέτρεψε ταυτόχρονα να γνωρίσομε καλλίτερα το πρόβλημα του συντονισμού προσθέτοντας στη μέχρι τώρα γνώση μας ένα καίριο στοιχείο που έλλειπε: τό ακριβές σχῆμα της γραμμής μέσω του οποίου ὀρίζονται αὐστηρά καί ποσότητες —ὅπως τό  $\Delta E$ — που ἡ χρήση τους ἦταν καθαρά προσεγγιστική μέχρι τώρα.

Ἀπό φυσική ἄποψη ἡ συγγένεια τῶν διαδικασιῶν σκέδασης καί

(\*) Σημειώστε ὅτι γιά τή Λορεντζιανή κατανομή  $P(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha}{x^2 + \alpha^2}$  ἡ μέση τιμή τοῦ  $x^2$  δέν ὑπάρχει (τό ὀλοκλήρωμα  $\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 P(x) dx$  ἀποκλίνει) ὁπότε ὁ ὀρισμός τοῦ εὗρους της μέσω της συνήθους σχέσης  $(\Delta x)^2 = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2$  εἶναι ἀδύνατος. Αὐτός εἶναι ὁ τεχνικός λόγος που μᾶς ἀναγκάζει νά ὀρίσομε ἐδῶ τό  $\Delta x$  μ' ἕνα διαφορετικό τρόπο.

συντονισμού φαίνεται αρκετά εύλογη. Ἡ ἀπορρόφηση συντονισμού διαφέρει ἀπὸ τὴ σκέδαση μόνο κατὰ τὸ γεγονός ὅτι ἡ ἐνδιάμεσὴ τῆς κατάστασις —τὸ διεγερμένο ἄτομο  $A^*$ — εἶναι τόσο μακρόβια μὲ ἀτομικὰ μέτρα ( $\tau \approx 10^{-7} \text{sec}$ ) ὥστε νὰ ἔχει νόημα νὰ τὴν θεωρήσομε προσωρινά ὡς τελικὸ ἀποτέλεσμα τῆς ἀλληλεπίδρασις φωτονίου καὶ ἀτόμου καὶ νὰ γράφομε τὴ σχετικὴ φωτοαντίδραση στὴ μορφή



Ἄν ὅμως ἡ (37) συνδυαστεῖ μὲ τὴν ἐπακολουθοῦσα διάσπαση τοῦ διεγερμένου ἀτόμου ( $A^* \rightarrow A + \gamma$ ) τότε θᾶχομε τὴν ἀλυσίδα τῶν ἀντιδράσεων



πού ἂν κριθεῖ ἀπὸ τὸ τελικὸ τῆς προϊόν δέν εἶναι παρά μιὰ διαδικασία σκέδασις. Ἐπὶ τὴν ἄλλη μεριά, ὅπως ἔχομε ἤδη τονίσει, καὶ ἡ ἴδια ἡ διαδικασία τῆς σκέδασις μπορεῖ νὰ θεωρηθεῖ ὅτι περνᾷ ἀπὸ ἓνα ἐνδιάμεσο στάδιο ὅπου φωτόνιο καὶ ἄτομο σχηματίζουν ἓνα πολὺ βραχύβιο σύμπλοκο πού ἀποσυντίθεται κατόπιν γιὰ νὰ μᾶς δώσει τὸ ἀρχικὸ ἄτομο καὶ φωτόνιο. Μποροῦμε δηλαδὴ νὰ ποῦμε ὅτι ἡ ἀντίδραση προχωρεῖ μὲ βάση τὸ «σχῆμα»



στό ὁποῖο ἡ ἐνδιάμεση κατάσταση δηλώθηκε ἐδῶ ὡς  $(A\gamma)$  ὥστε νὰ ὑπογραμμιστεῖ ὁ χαρακτήρας τῆς ὡς μιᾶς πολὺ βραχύβιας παγίδευσις τοῦ φωτονίου μέσα στὸν ὄγκο τοῦ ἀτόμου. Τὸ ὅτι πράγματι λαμβάνει χώρα μιὰ τέτοια παγίδευση δέν εἶναι δύσκολο νὰ διαπιστωθεῖ. Ἄν τὸ φωτόνιο περνοῦσε ἀνεμπόδιστα μέσα ἀπὸ τὸν ὄγκο τοῦ ἀτόμου τότε ὁ χρόνος παραμονῆς του μέσα σ' αὐτόν θά ἦταν περίπου

$$t \approx \frac{\alpha_0}{c} \approx \frac{10^{-8}}{3 \cdot 10^{10}} \approx (10^{-18} - 10^{-19}) \text{sec}$$

ἐνῶ —ὅπως ἔχομε ἀναφέρει ἄλλοῦ— ἀπὸ τὴν ἀπορρόφηση τοῦ φωτονίου ὡς τὴν ἐπανεκπομπή του μεσολαβεῖ ἓνα χρονικὸ διάστημα τῆς τάξεως τοῦ  $10^{-14} - 10^{-15} \text{sec}$ . Εἶναι σαφές λοιπόν ὅτι ἀκόμα καὶ στὴ διαδικασία τῆς σκέδασις ὑπάρχει ἓνα εἶδος ἐνδιάμεσης κατάστασις ἀφοῦ ὁ χρόνος παραμονῆς τοῦ φωτονίου μέσα στό ἄτομο εἶναι πολὺ μεγαλύτερος ἀπὸ τὸ χρόνο ἐλευθερίας... πτήσης του μὲς' ἀπ' αὐτό. Καὶ εἶναι δύσκολο σ' αὐτὸ τὸ σημεῖο νὰ ἀποφύγει κανεὶς τὴ σκέψη ὅτι ὅσο πῶ μακρόβια εἶναι ἡ πιθανὴ ἐνδιάμεση κατάσταση μιᾶς διαδικασίας τόσο μεγαλύτερη θάναί ἢ πιθανότητά τῆς ἔρα καὶ ἡ ἀντίστοιχη ἐνεργὸς διατομή. Στὴν περίπτωσή μας εἰδικότερα μιὰ εύλογη σχέση μεταξύ ἐνεργῶν διατομῶν καὶ χρόνων ζωῆς τῶν ἐνδιάμεσων καταστά-

σεων θά ήταν ή ακόλουθη(\*)

$$\frac{\tau_{sc}(\omega_1)}{\tau_{sc}(\omega_2)} = \frac{\alpha_{eff}(\omega_1)}{\alpha_{eff}(\omega_2)} = \sqrt{\frac{\sigma_{sc}(\omega_1)}{\sigma_{sc}(\omega_2)}} \quad (38)$$

όπου θεωρήθηκε λογικό οί χρόνοι ζωής νά είναι ανάλογοι πρός τό ενεργό μέγεθος του ατόμου στην αντίστοιχη συχνότητα. Έφαρμόζοντας την (38) μέ τή μία συχνότητα πάνω στό συντονισμό παίρνομε

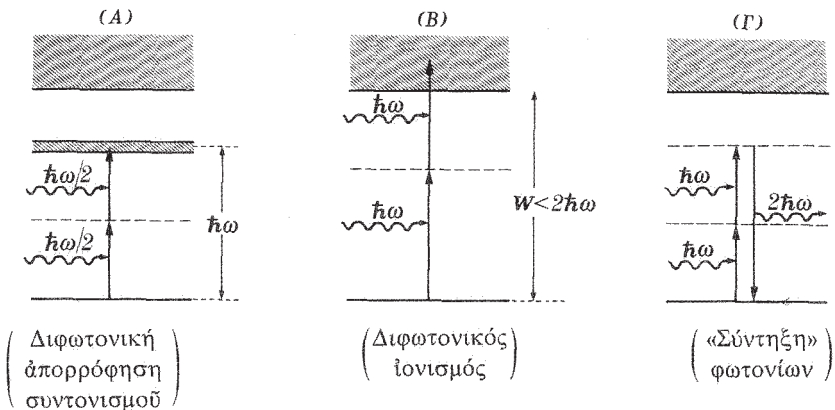
$$\frac{\tau_{sc}(\omega)}{\tau_{sp}} = \sqrt{\frac{\sigma_{sc}(\omega)}{\sigma_{Res}}} \quad (39)$$

Έτσι γιά μία τυπική συχνότητα μακριά από τό συντονισμό, οί γνωστές τιμές  $\sigma_{sc} \approx 10^{-26} \text{cm}^2$ ,  $\sigma_{Res} \approx 10^{-10} \text{cm}^2$  και  $\tau_{sp} \approx 10^{-7} \text{sec}$  δίνουν γιά τό χρόνο ζωής τής ενδιάμεσης κατάστασης (γΑ) τό αποτέλεσμα

$$\tau_{sc} \approx \tau_{sc} \cdot 10^{-8} \approx 10^{-15} \text{sec}$$

πού είναι ακριβώς εκείνο πού επικαλεστήκαμε προηγουμένως. Φυσικά αυτός ό χρόνος ζωής γίνεται όλοένα καί μεγαλύτερος καθώς ή *ιδεατή στάθμη*(†) τής ενδιάμεσης κατάστασης πλησιάζει πρός μία ύπαρκτή στάθμη του ατόμου καί έπίκειται συντονισμός.

Όμως οί *ιδεατές καταστάσεις* ατόμου-φωτονίου μπορούν νά χρησιμεύσουν καί ως ενδιάμεσα στάδια διαδικασιών πολύ διαφορετικών άπ' αυτές πού μελετούσαμε μέχρι τώρα ή είμασταν σέ θέση νά φανταστούμε. Τρία χαρακτηριστικά παραδείγματα τέτοιων άσυνήθιστων διαδικασιών δείχνονται στό σχήμα 22.



Σχήμα 22

(\*) Άς μήν προσπαθήσει νά τήν άποδείξει άδστηρά ό άναγνώστης διότι δέν πρόκειται γιά άκριβή σχέση. Έξ άλλου μία άδστηρή έξαγωγή θά προϋπόθετε ένα αντίστοιχο άδστηρό όρισμό του χρόνου  $\tau_{sc}(\omega)$  τόν όποιο δέν έχομε δώσει.

(†) Αύτή είναι μία πολύ φωταγή άπόδοση στα Έλληνικά του διεθνούς όρου *virtual level*.

Τό τί συμβαίνει σέ κάθε περίπτωση είναι μάλλον φανερό. Στήν πρώτη διαδικασία τό άτομο απορροφά πρὸς στιγμὴν ἓνα φωτόνιο καί μέχρις ὅτου διαπιστώσει ὅτι δέν διαθέτει κατάλληλη στάθμη γιά νά τό συγκρατήσῃ, ἓνα δεύτερο φωτόνιο τῆς προσπίπτουσας δέσμης πέφτει πάνω στό πρόσκαιρα διεγερμένο ἠλεκτρόνιο προσφέροντάς του τό ἄλλο μισό τῆς ἐνέργειας πού ἀπαιτεῖται γιά τήν μεταφορά του σέ μιά ὑπαρκτή ἀτομική στάθμη. Στή δεύτερη περίπτωση ἡ ἐνέργεια τοῦ κάθε φωτονίου εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τό μισό τοῦ ἔργου ἰονισμού  $W$ , ὅποτε ἡ διαδοχική τους ἀπορρόφηση θά ὀδηγήσῃ τό ἠλεκτρόνιο σέ μιά κατάσταση τοῦ συνεχοῦς φάσματος, προκαλώντας ἔτσι τόν ἰονισμό τοῦ ἀτόμου. Στήν τρίτη διαδικασία γίνεται κάτι διαφορετικό. Παρά τήν ἀπορρόφηση κι ἑνός δευτέρου φωτονίου (πρὶν ἀκόμα ἀποβληθεῖ τό πρῶτο) τό ἠλεκτρόνιο δέν βρίσκει πραγματική ἀτομική στάθμη στήν ἀντίστοιχη θέση κι ἔτσι ἀναγκάζεται ὕστερ' ἀπό λίγο νά ἀποβάλλῃ *ὀλόκληρη* τήν ἐνέργεια πού ἀπορρόφησε, ὑπό μορφή ἑνός φωτεινοῦ κβάντου διπλάσιας συχνότητας. Κατά τή σύντομη παραμονή τους μέσα στόν ὄγκο τοῦ ἀτόμου τά δύο φωτόνια κυριολεκτικά «συντήχθηκαν» σέ ἓνα.

Ἀπό τήν ἴδια τήν περιγραφή αὐτῶν τῶν διαδικασιῶν εἶναι φανερό ὅτι ἡ πραγματοποίησις τους ἀπαιτεῖ μιά τεράστια ροή φωτονίων οὕτως ὥστε μέσα στόν ἀπειροελάχιστο χρόνο πού διαρκεῖ ἡ προσωρινή ἀπορρόφηση τοῦ πρώτου φωτονίου νά περάσῃ μέσ' ἀπό τό άτομο κι ἓνα δεύτερο φωτόνιο γιά νά συνεχίσει τή διαδικασία ἀπό τό σημεῖο πού τήν ἄφησε τό προηγούμενο. Ἡ ἀναγκαία τιμὴ τῆς ροῆς προκύπτει ἀμέσως ἀπό τή σχέση  $N = F \cdot S \cdot t$  θέτοντας  $N \approx 1$ ,  $S \approx \alpha_0^2 \approx (10^{-15} - 10^{-16}) \text{cm}^2$  καί  $t \approx (10^{-14} - 10^{-15}) \text{sec}$ . Τό ἀποτέλεσμα εἶναι

$$F \approx 10^{30} \frac{\text{φωτόνια}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}}$$

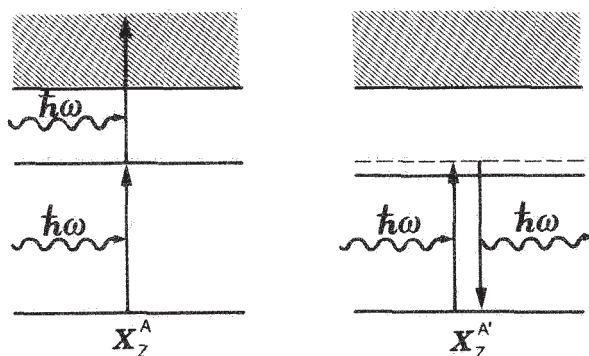
ἐνῶ γιά τήν ἀντίστοιχη ροή ἐνέργειας θάχομε

$$I = F \times \text{ἐνέργεια φωτονίου} \approx 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \times 10^{-19} \text{J} \approx 10^{11} \text{W/cm}^2$$

Μιά τέτοια τιμὴ ἰσχύος ἂν καί ἀνέφικτη γιά λέιζερ συνεχοῦς λειτουργίας εἶναι ἐν τούτοις ἄνετα πραγματοποιήσιμη ὑπό μορφή παλμῶν ὅπου μπορεῖ νά φτάσῃ ἀκόμα καί τήν ὀριακή τιμὴ τῶν  $10^{17} \text{W/cm}^2$ . Οἱ *διφωτονικές διαδικασίες* ἀπαιτοῦν πολὺ μικρότερη ἰσχύ ὅταν ἡ ἐνδιάμεσή τους κατάσταση ἀντὶ νά εἶναι *ἰδεατή*(\*) — ὅπως στό Σχ. 22— γίνεται πραγματική. Σ' αὐτή τήν περίπτωση ὁ χρόνος παραμονῆς τοῦ πρώτου φωτονίου στή διε-

(\*) Σημειώστε ἐπ' εὐκαιρία ὅτι ὁ ὅρος «προσωρινή κατάσταση» πού χρησιμοποιήθηκε νωρίτερα ἦταν καθαρά περιγραφικός καί δέν προορίζονταν νά ἀποδώσῃ στά Ἑλληνικά τόν ἐπιστημονικό ὄρο *virtual state* γιά τόν ὁποῖο ἐκτός ἀπὸ τό *ἰδεατή κατάσταση* ἔχουν ἐπίσης προταθεῖ καί οἱ ὄροι *δυνάμει* (ἢ *ἐν δυνάμει*) *κατάσταση*, *φανταστική κατάσταση* κλπ.

γερμένη κατάσταση επιμηκύνεται κατά έπτά τάξεις μεγέθους — από  $10^{-14}$ – $10^{-15}$  sec γίνεται  $10^{-7}$ – $10^{-8}$  sec— όποτε κατά τόν ίδιο παράγοντα θά έλαττωθεί και ή άπαιτούμενη ισχύς τής προσπίπτουσας δέσμης. Έτσι ένας διφωτονικός ίονισμός, παραδείγματος χάρη, μπορεί νά πραγματοποιηθεί άκόμα και μέ ένα ισχυρό λέιζερ συνεχούς λειτουργίας (Ίσχύς  $\sim 10^4$  W/cm<sup>2</sup>). Μιά ένδιαφέρουσα τεχνολογική έφαρμογή αυτής τής διαδικασίας ύποδεικνύεται στό σχήμα 23 όπου έχουν σχεδιαστεί τά άτομικά ενεργειακά επίπεδα δύο ισότοπων στοιχείων  $X_Z^A$  και  $X_Z^A$  μέ κάποια θυσία τής ακρίβειας για χάρη τής παραστατικότητας. (Οί θεμελιώδεις στάθμες έχουν τοποθετηθεί στό ίδιο επίπεδο ενώ ξέρομε, βεβαίως, ότι ύπάρχει κι έδω ίσοτοπική μετατόπιση).



Σχήμα 23

Ή καιρία διαφορά μεταξύ τών δύο περιπτώσεων προκύπτει, προφανώς, από τό γεγονός ότι ή ίσοτοπική μετατόπιση τής διεγερμένης στάθμης στό δεύτερο άτομο καταστρέφει τό συντονισμό μέ άποτέλεσμα νά καταλήγει ή άπορρόφηση του πρώτου φωτονίου σέ μία *ιδεατή κατάσταση* όπου ο χρόνος παραμονής —για τή δεδομένη ένταση δέσμης— δέν είναι άρκετός ώστε νά προλάβει νά άπορροφηθεί κι ένα δεύτερο φωτόνιο και νά προκληθεί έτσι ίονισμός του άτόμου. Στην πρώτη περίπτωση αντίθετα —όπου ή πρώτη άπορρόφηση οδηγεί τό άτομο σέ μία *πραγματική στάθμη*— ύπάρχουν όλα τά χρονικά περιθώρια για νά λάβει χώρα ή άπορρόφηση κι ενός δεύτερου φωτονίου και νά έπιτευχθεί τελικά ή άπόσπαση του ήλεκτρονίου από τό άτομο. Δεδομένου τώρα ότι ή άπομάκρυνση τών παραγόμενων ίόντων από τό δείγμα είναι εύκολότατη μέσω ενός ήλεκτρικού πεδίου, ή διαδικασία πού περιγράψαμε μπορεί νά χρησιμοποιηθεί για τό διαχωρισμό ισωτόπων πού είναι ένα σημαντικό τεχνολογικό πρόβλημα στην πυρηνική βιομηχανία και άλλου. Από καθαυτό φυσική άποψη ο διφωτονικός ίονισμός ανατρέπει ριζικά τή συμβατική θεωρία για τό φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Τώρα βλέπομε ότι ή άπόσπαση ήλεκτρονίων από ένα δέσμιο σύστημα μπορεί νά



έπιτευχθεί και με φως που η συχνότητά του είναι μικρότερη από την κρίσιμη τιμή. Μάλιστα, με χρήση των πολύ ισχυρών λέιζερ που υπάρχουν σήμερα είναι δυνατή η πραγματοποίηση ιονισμού ακόμα και με συχνότητες που πέφτουν στην περιοχή του κοντινού υπερύθρου. Σε μία τέτοια περίπτωση λαμβάνει χώρα κυριολεκτικά μία σκυταλοδρομία μεταξύ φωτονίων που το τελικό της αποτέλεσμα είναι η ταυτόχρονη απορρόφηση, από το ίδιο άτομο, μέχρι και μερικών δεκάδων απ' αυτά!

Καινούργιες δυνατότητες διανοίγονται και με τις δύο άλλες διαδικασίες του σχήματος 22. Παραδείγματος χάρη η *διφωτονική απορρόφηση συντονισμού* αποτελεί σήμερα τη βάση μιας έντελως νέας φασματοσκοπίας απαλλαγμένης από τα «παράσιτα» του φαινομένου Doppler. Η βασική ιδέα είναι να εκθέσει κανείς το δείγμα σε δύο αντιθέτως κινούμενες δέσμες λέιζερ με μισή από την απαιτούμενη συχνότητα ή κάθε μία. Κατά την ταυτόχρονη απορρόφηση δύο «συγκρουόμενων φωτονίων» από ένα άτομο, είναι φανερό ότι οι μετατοπίσεις Doppler που προκαλούνται από την κίνησή του θα αλληλοεξουδετερωθούν αφού θάχουν αντίθετο πρόσημο. (Τό ένα φωτόνιο θα φαίνεται μετατοπισμένο προς τό έρυθρό και τό άλλο προς τό μπλέ). Όπως αντιλαμβάνεστε αυτή η εξουδετέρωση του φαινομένου Doppler, σε συνδυασμό με τη φασματική καθαρότητα του ίδιου του φωτός λέιζερ, μάς επιτρέπει να μετρήσομε όχι μόνο τό φυσικό πλάτος μιας γραμμής αλλά και την ακριβή μορφή του σχήματός της. Έτσι η Λορεντζιανή καμπύλη συντονισμού διαθέτει τώρα πέρα από τη θεωρητική κάλυψη και πλήρη πειραματική επιβεβαίωση.

Ένδιαφέρον παρουσιάζει, τέλος, και η τρίτη διαδικασία του σχήματος 22 αφού μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την παραγωγή φωτός λέιζερ με διπλάσια συχνότητα από τό αρχικό. Κι έτσι πράγματι γίνεται ο διπλασιασμός συχνότητας στην τεχνολογία των λέιζερς μόνο που τό χρησιμοποιούμενα άτομα δέν θά πρέπει να είναι ελεύθερα αλλά να ανήκουν σ' ένα κρυσταλλικό πλέγμα. Μέ τόν ίδιο τρόπο μπορεί βεβαίως να γίνει και τριπλασιασμός ή τετραπλασιασμός συχνότητας αρκεί η πρωταρχική δέσμη να είναι έπαρκως ισχυρή ώστε να έχει τη δυνατότητα να προκαλέσει μία *τριφωτονική ή τετραφωτονική διαδικασία*. Φαίνεται ότι για τούς Μηχανικούς της επόμενης γενιάς διαδικασίες αυτού του τύπου, που ακούγονταν σαν εξωτικές μέχρι και λίγα χρόνια πριν, θά αποτελούν μέρος της επαγγελματικής τους εκπαίδευσης στόν ίδιο τουλάχιστον βαθμό όσο και η κλασική ηλεκτρομαγνητική θεωρία.

Τό φωτεινό κβάντο που τόσο άθόρυβα εισέβαλε στη Φυσική κατά τό γύρισμα του αιώνα, βρίσκεται σήμερα στό επίκεντρο μιας χιονοστιβάδας τεχνολογικών έπινοήσεων χωρίς προηγούμενο στην ανθρώπινη ιστορία. Η θεωρία που γεννήθηκε μαζί του δύσκολα θά μπορούσε να κατηγορηθεί ότι «άπλως» έρμήνευσε τόν κόσμο. Σίγουρα κατάφερε και να τόν αλλάξει.