

Πυρηνική Φυσική και Φυσική Στοιχειωδών Σωματιδίων (5ου εξαμήνου, χειμερινό 2017-18)

Τμήμα Τ2: Κ. Κορδάς & Δ. Σαμψωνίδης

Μάθημα 15

**β-διάσπαση – Α' μέρος
(νετρίνα και ενεργειακές συνθήκες)**

Δ. Σαμψωνίδης

Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης

Πυρηνική & Στοιχειώδη, Αριστοτέλειο Παν. Θ/νίκης, 14 Νοεμβρίου 2017

Σήμερα

- **β-διάσπαση - νεutrino και ενεργειακές συνθήκες**
 - Βιβλίο C&G, Κεφ. 4, παρ. 4.6. Κεφ. 12, παρ. 12.1
 - Βιβλίο Χ. Ελευθεριάδη, κεφ. 5, παρ. 5.4.1-5.4.7
 - Σημειώσεις Πυρηνικής, Κεφ. 5, παρ. 5.2, 5.2.1 – 5.2.3
- **Ιστοσελίδα:** <http://www.physics.auth.gr/course/show/125>

Κοιλιάδα β-σταθερότητας

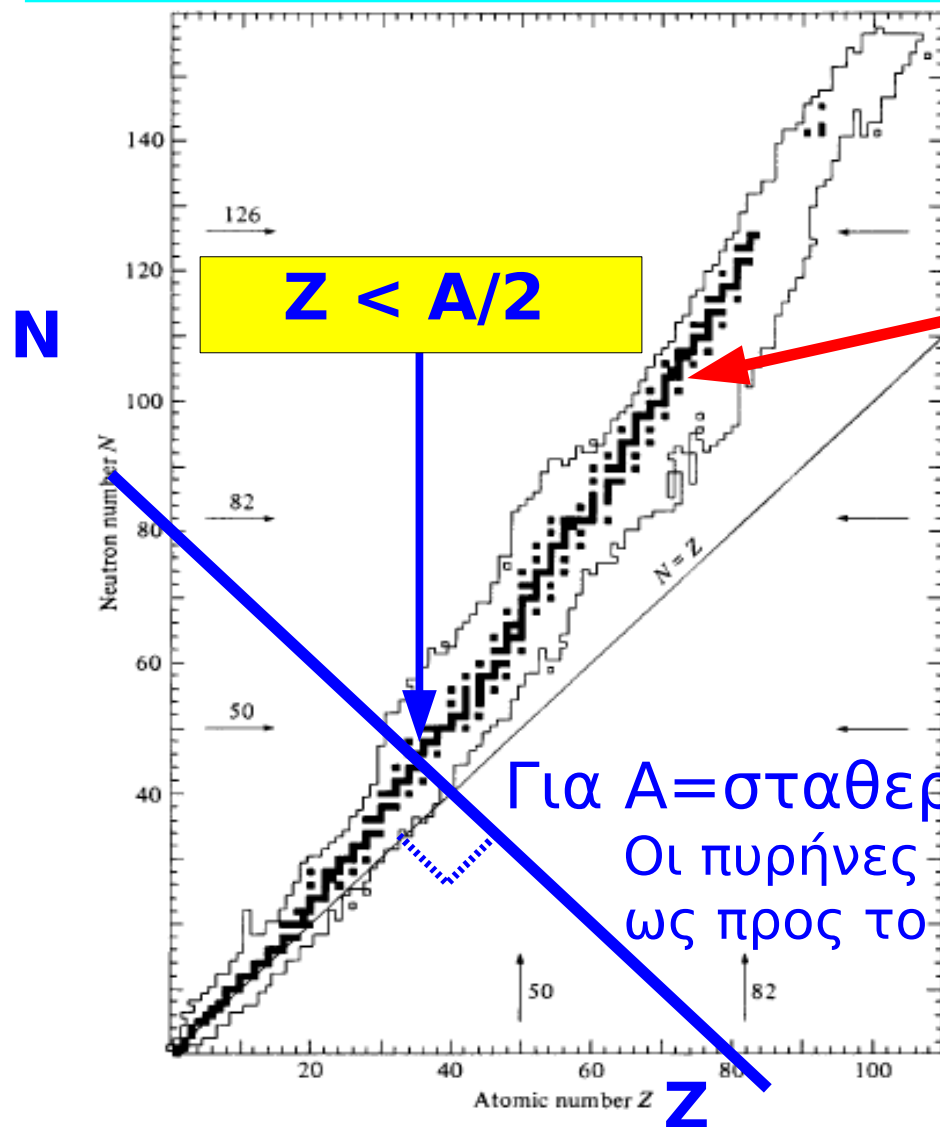
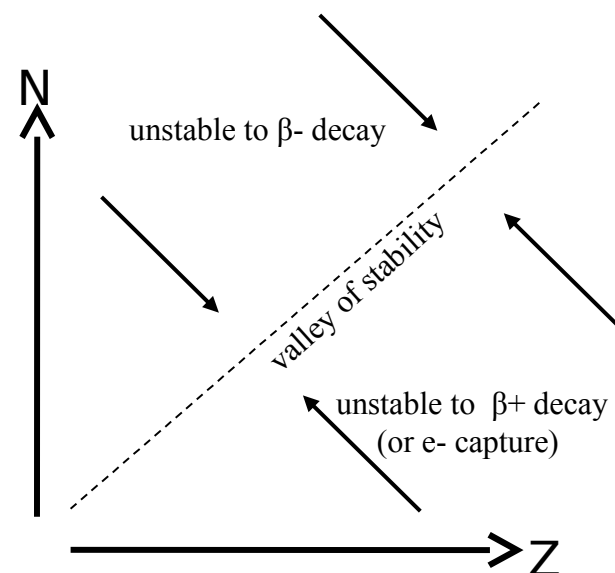


Fig. 4.6 The β -stability valley. Filled squares denote the stable nuclei and long-lived nuclei occurring in nature. Neighbouring nuclei are unstable. Those for which data on masses and mean lives are known fill the area bounded by the lines. For the most part these unstable nuclei have been made artificially. (Data taken from *Chart of the Nuclides* (1977), Schenectady: General Electric Company.)

Σχήμα 4.6 στο βιβλίο σας

- Για κάθε A , τα β -σταθερά νουκλίδια είναι στη μαύρη ζώνη ("κοιλιάδα σταθερότητας" - "valley of stability"). Αυτά που είναι μακριά απ'την κοιλιάδα, πάνε προς αυτήν με διασπάσεις β^+ ($= e^+$) ή β^- ($= e^-$)



Κοιλιάδα β-σταθερότητας

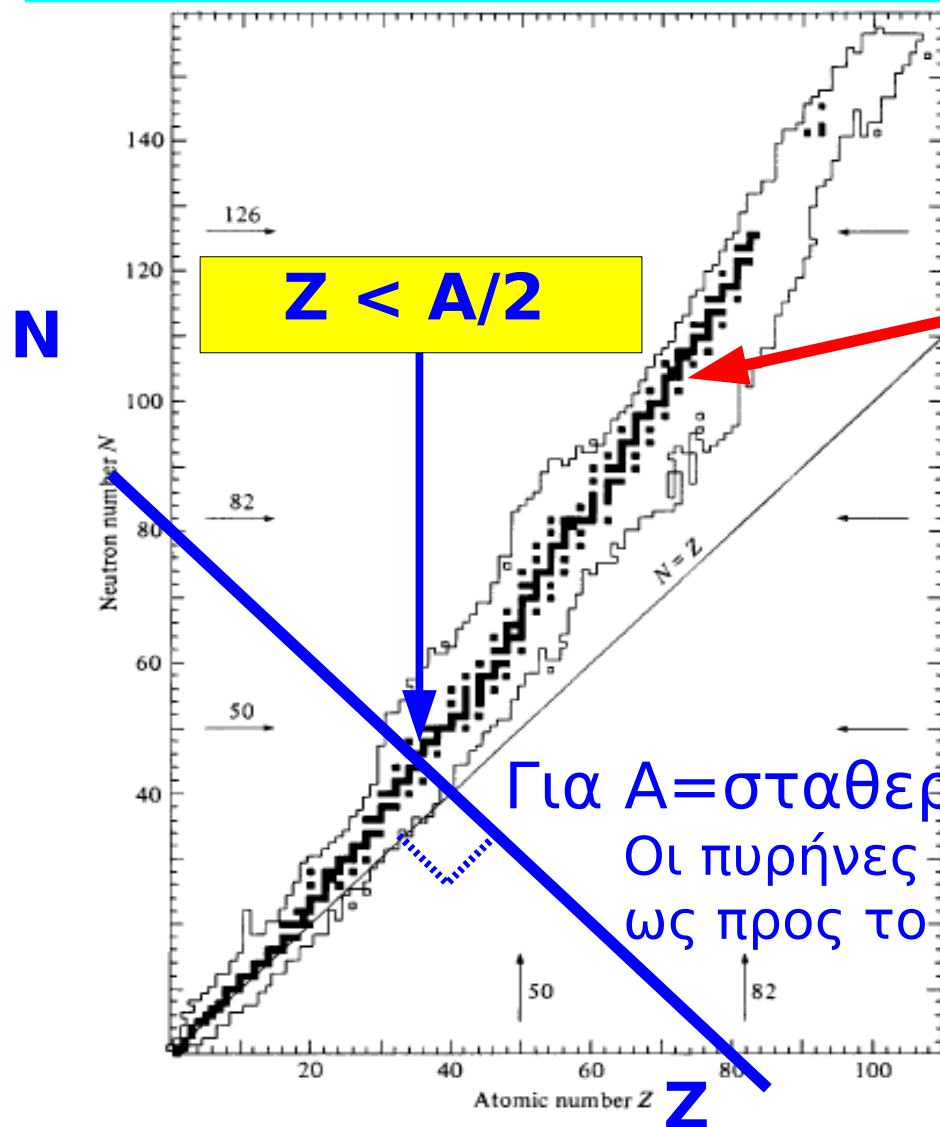
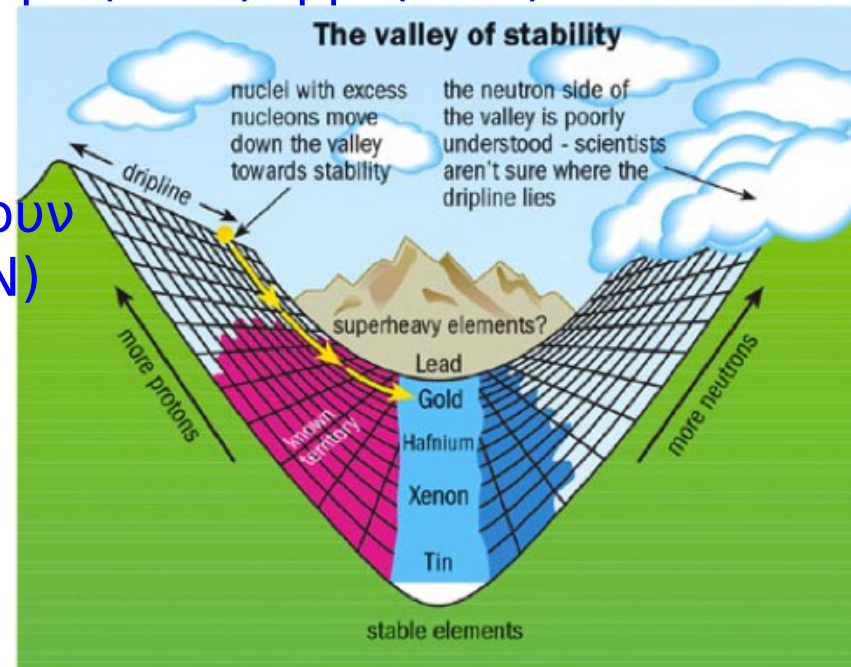


Fig. 4.6 The β -stability valley. Filled squares denote the stable nuclei and long-lived nuclei occurring in nature. Neighbouring nuclei are unstable. Those for which data on masses and mean lives are known fill the area bounded by the lines. For the most part these unstable nuclei have been made artificially. (Data taken from *Chart of the Nuclides* (1977), Schenectady: General Electric Company.)

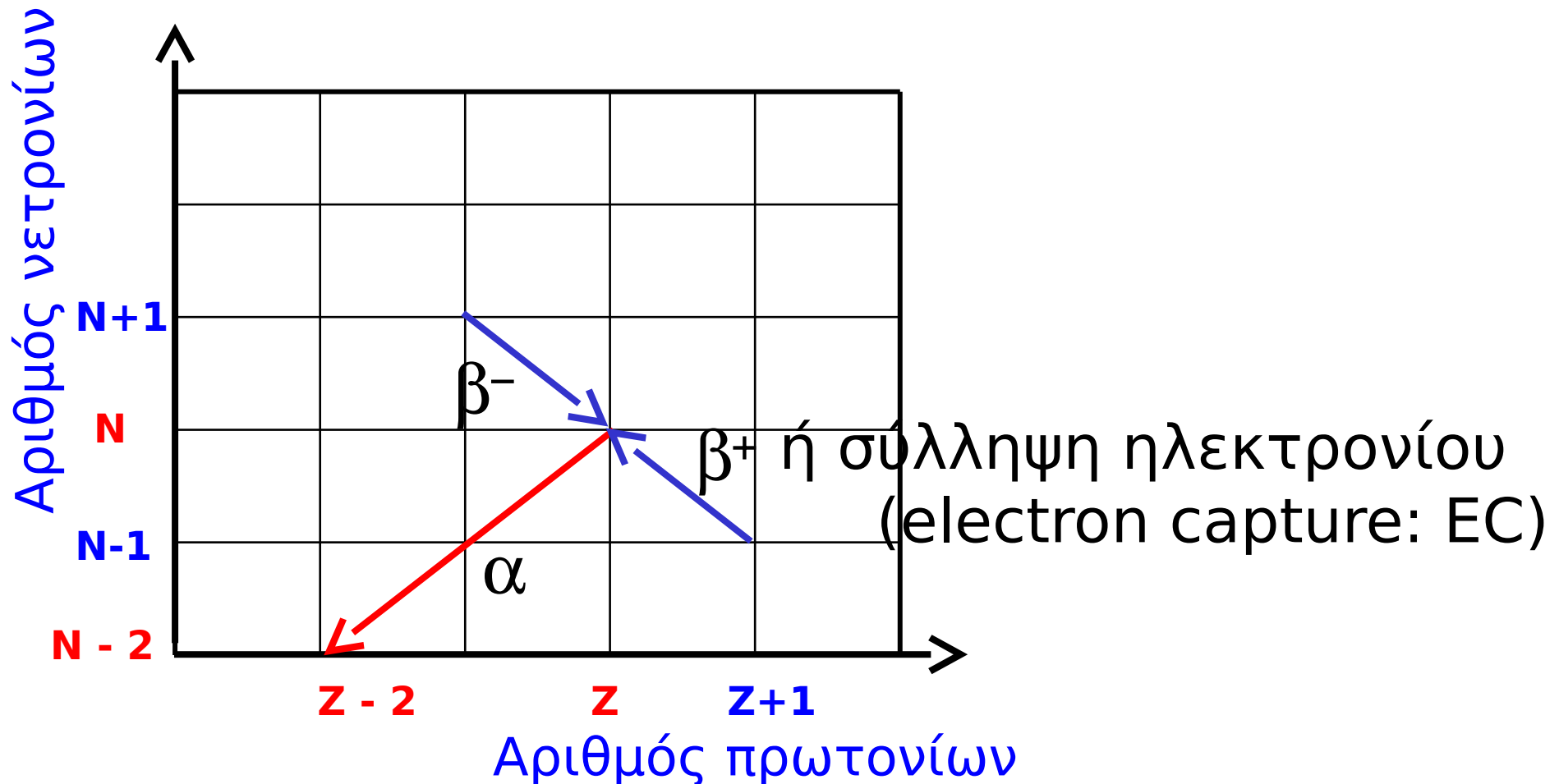
Σχήμα 4.6 στο βιβλίο σας

- Για κάθε A , τα β -σταθερά νουκλίδια είναι στη μαύρη ζώνη ("κοιλιάδα σταθερότητας" - "valley of stability"). Αυτά που είναι μακριά απ'την κοιλιάδα, πάνε προς αυτήν με διασπάσεις β^+ ($= e^+$) ή β^- ($= e^-$)



α και β διάσπαση: οι πυρήνες αλλάζουν

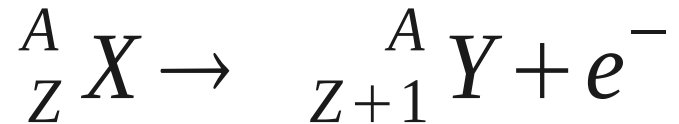
- Η α διάσπαση μας μεταφέρει πάνω-κάτω στην κοιλάδα σταθερότητας
- Η β διάσπαση μας μεταφέρει προς την κοιλάδα σταθερότητας



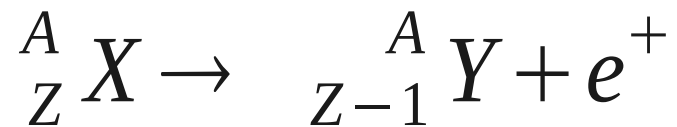
1) β -διάσπαση –
υπάρχουν προβλήματα αν είναι απλά μια
διάσπαση δύο σωμάτων

Είδη β-διάσπασης

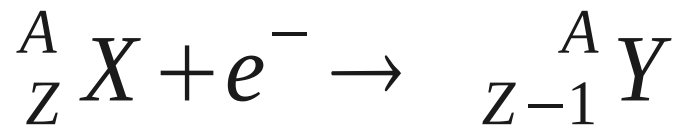
1. Διάσπαση β^-



2. Διάσπαση β^+



3. Αρπαγή ηλεκτρονίου



$$|\Delta Z|=1 \text{ \& } \Delta A=0$$

β^- : ηλεκτρόνια

β^+ : ποζιτρόνια (1932, Anderson)
Αρπαγή (1937, Alvarez)

Διατήρηση φορτίου : OK

Όμως, οι διασπάσεις όπως
γράφτηκαν αριστερά υποφέρουν
από σοβαρά προβλήματα:

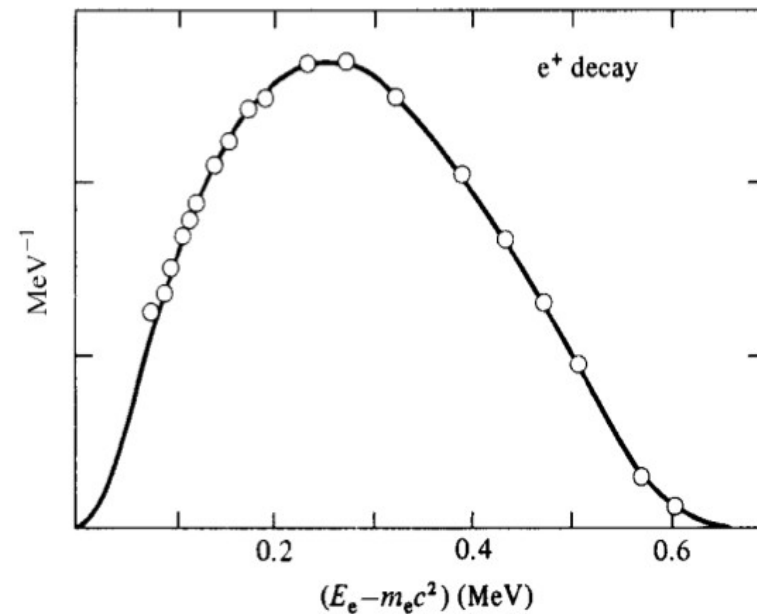
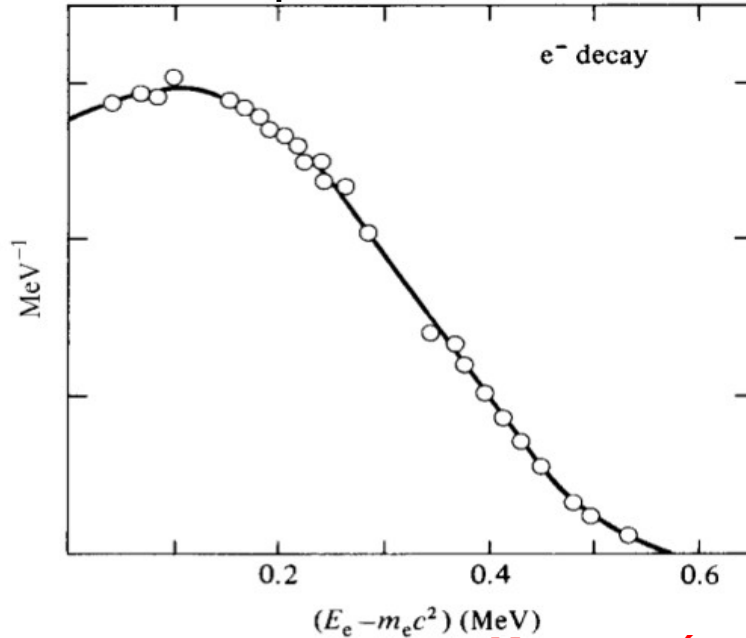
1) Διατήρηση ενέργειας

2) Τα e δεν υπάρχουν στον πυρήνα ($\Delta x \Delta p \geq \hbar$)
("κβαντομηχανική άρνηση")
→ από πού προέρχονται;

3) Διατήρηση στροφορμής ($\Delta A=0$, $spin(n, p \text{ \& } e)=\hbar/2$)

1) Ενέργεια ηλεκτρονίων στη β -διάσπαση

- Κατανομή πληθυσμού εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων (e^- , αριστερά) ή ποζιτρονίων (e^+ , δεξιά) σαν συνάρτηση της ενέργειάς τους, κατά τη β -διάσπαση του ^{64}Cu



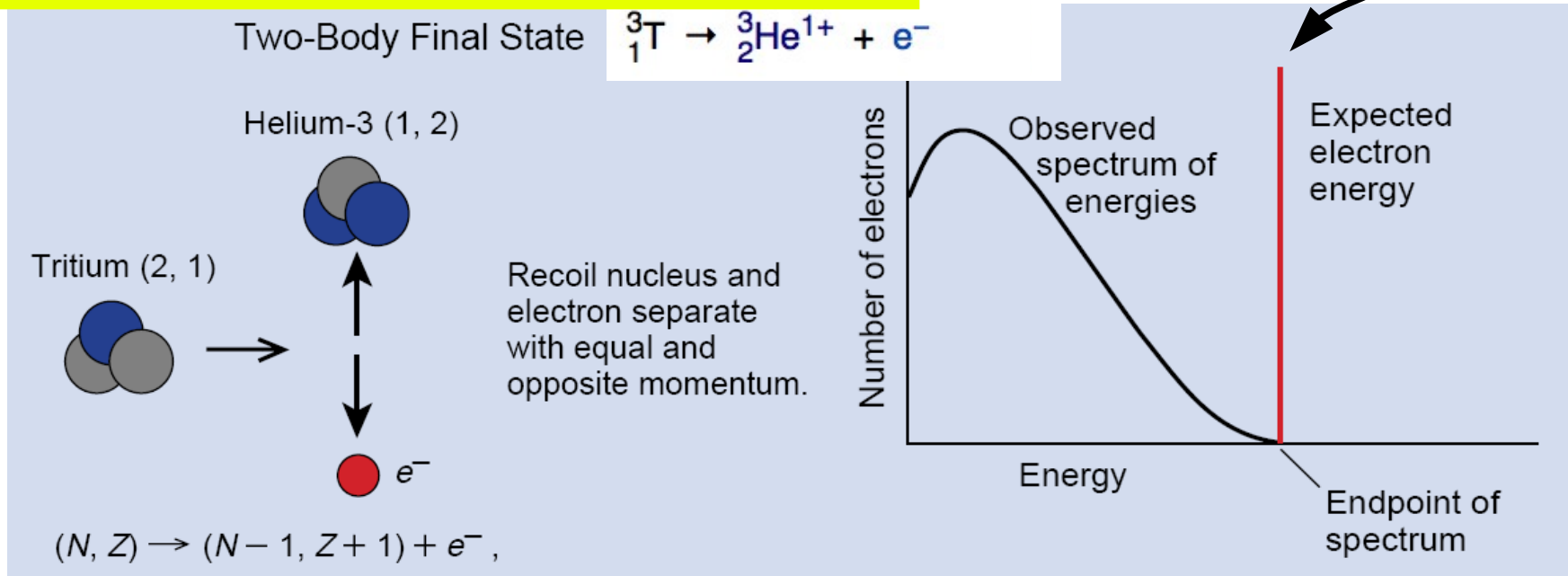
Κινητική ενέργεια ηλεκτρονίων, T_e

- 1) Οι ενέργειες ΔEN είναι συγκεκριμένες, όπως θα περίμενε κανείς αν τα παραγόμενα σωματίδια ήταν μόνο 2 (δηλαδή μόνο ο θυγατρικός πυρήνας και το ηλεκτρόνιο/ποζιτρόνιο). Δείτε π.χ., το μάθημα για την α -διάσπαση για το μοίρασμα της ενέργειας μεταξύ δύο σωματιδίων

- 2) Η μέγιστη ενέργεια είναι της τάξης του 1 MeV

1) Ενέργεια ηλεκτρονίων στη β-διάσπαση

Υπόθεση δύο προϊόντων στη διάσπαση:



$$T_e \sim Q = \Delta M = M(Z, A) - M(Z+1, A) :$$

Το Q μοιράζεται ως κινητική ενέργεια των προϊόντων.
Η μοιρασιά είναι καθορισμένη και το πολύ ελαφρύτερο
ηλεκτρόνιο παίρνει τη μερίδα του λέοντος:

Συμβολισμός: $\mathbf{P} \rightarrow \mathbf{D} + \mathbf{e}^-$

P = Parent = ο πυρήνας “γονιός”

D = Daughter = θυγατρικός πυρήνας

$$T_e = \frac{M_D}{M_P} Q$$

$$T_D = \frac{M_e}{M_P} Q$$

2) Ενέργεια ηλεκτρονίων στη β-διάσπαση: πολύ μικρή για να προϋπάρχουν στον πυρήνα

- Αν τα ηλεκτρόνια υπήρχαν μέσα στον πυρήνα και απλά προσπαθούν να βγουν:

- Η ορμή τους θα είχε μιά αβεβαιότητα

$\Delta x \Delta p \geq \hbar \rightarrow \Delta p \geq \hbar / \Delta x$

όπου Δx = οι διαστάσεις του πυρήνα $\sim R$

($R = 1.1 \text{ fm} * A^{1/3} = 4.4 \text{ fm}$, για ${}^6_4\text{Cu}$)

$$\Delta p \geq \frac{\hbar}{R} = \frac{\hbar c}{Rc} = \frac{197 \text{ MeV fm}}{4.4 \text{ fm c}} \simeq 45 \text{ MeV/c}$$

→ Άρα, η ορμή (και η κινητική ενέργεια) τέτοιων ηλεκτρονίων θα έπρεπε να ήταν κατά μέσο όρο $\sim 45 \text{ MeV}$

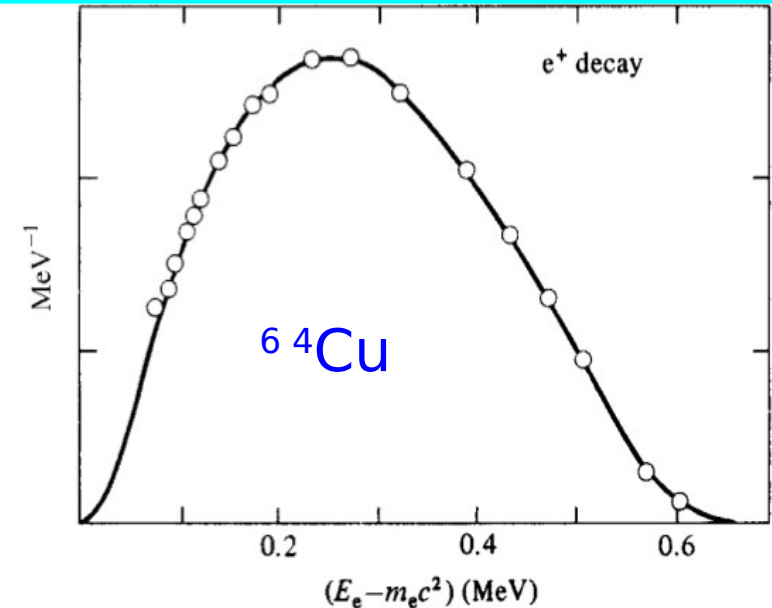
$$(\Delta p)^2 = \langle p^2 \rangle - \langle p \rangle^2 = \langle p^2 \rangle \rightarrow \langle |p| \rangle = (\Delta p) = 45 \text{ MeV/c}^2$$

Οπότε κάποια από αυτά τα ηλεκτρόνια θα είχαν κινητικές ενέργειες πολύ μεγαλύτερες από το $\sim 1 \text{ MeV}$ μέγιστο που βλέπουμε...

→ άρα η υπόθεση ότι τα ηλεκτρόνια προυπήρχαν μέσα στον πυρήνα ΔΕΝ είναι καλή

→ έχουμε “**κβαντομηχανική άρνηση**” αυτής της υπόθεσης!

• Από πού προέρχονται λοιπόν τα ηλεκτρόνια της β-διάσπασης;



2) β -διάσπαση και νετρίνα

Pauli (1930) : υπόθεση νετρίνων

Προσπάθεια να εξηγηθεί η β-διάσπαση

$$(Z,A) \rightarrow (Z+1, A) + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$(Z',A') \rightarrow (Z'-1, A') + e^+ + \nu_e$$

Είναι η διάσπαση δέσμιων στον πυρήνα p και n

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$$

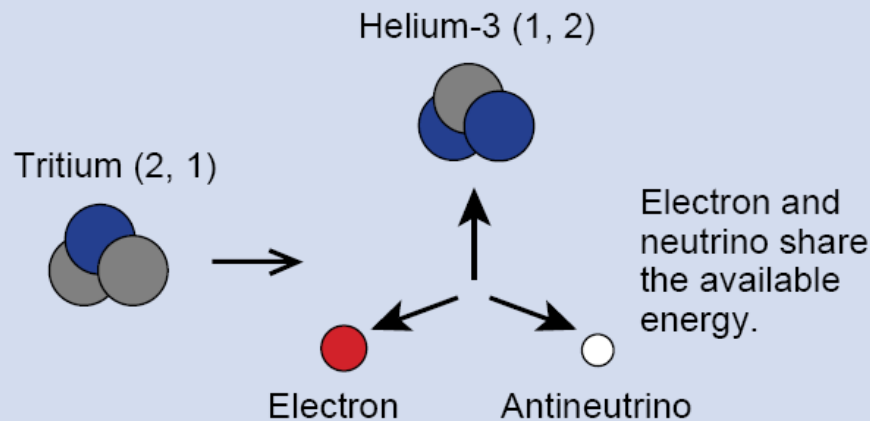
Μόνο το ελεύθερο n μπορεί να διασπαστεί $m_n > (m_p + m_e)$,
μέσος χρόνος ζωής, $\tau = 885.7 \pm 0.8 \text{ s} \sim 15 \text{ min}$

Το ελεύθερο πρωτόνιο ΔΕΝ μπορεί να διασπαστεί, γιατί έχει μικρότερη μάζα απ' όση χρειάζεται:

→ τα πρωτόνια όμως μπορούν να κάνουν β-διάσπαση μόνο όταν είναι δέσμια μέσα σ' έναν πυρήνα: τότε κάνουμε ενεργειακούς υπολογισμούς με ολόκληρο το σύστημα.

Υπόθεση τρίτου σωματιδίου στη β-διάσπαση

Three-Body Final State



$$(N, Z) \rightarrow (N-1, Z+1) + e^- + \bar{\nu}_e$$

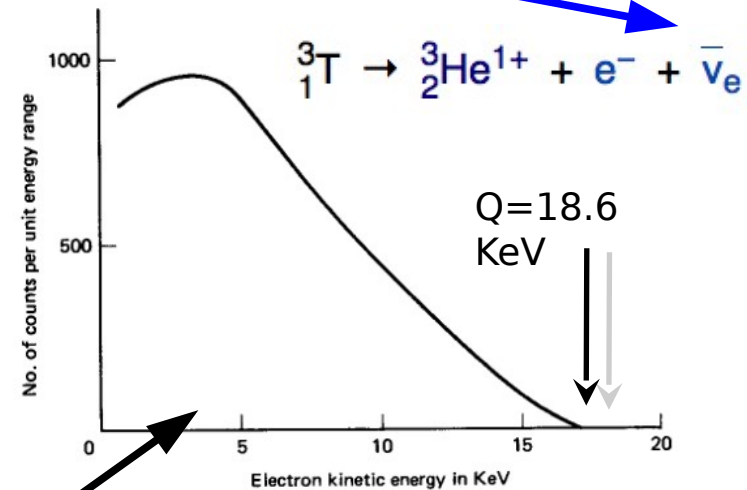


Figure 1.6 The beta decay spectrum of tritium (${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}$). (Source: G. M. Lewis, *Neutrinos* (London: Wykeham, 1970), p. 30.)

Αν υπάρχει νεutrino: $0 \leq T_e \leq \Delta M - m_{\nu_e}$

$$m_{\nu} \approx 0$$

$$\text{spin} = \hbar/2$$

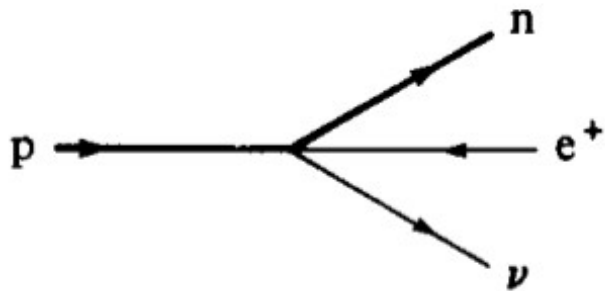
Υπόθεση ν_e : *Pauli 1930*

* Επιβεβαίωση ύπαρξης ν_e : Reines - Cowan, με αντineutrίνα από πυρηνικό αντιδραστήρα.

* Επιβεβαίωση ότι $\nu_e \neq \bar{\nu}_e$: πείραμα Davis, αντίδραση που γίνεται με νεutrίνα, δεν γίνεται με αντineutrίνα

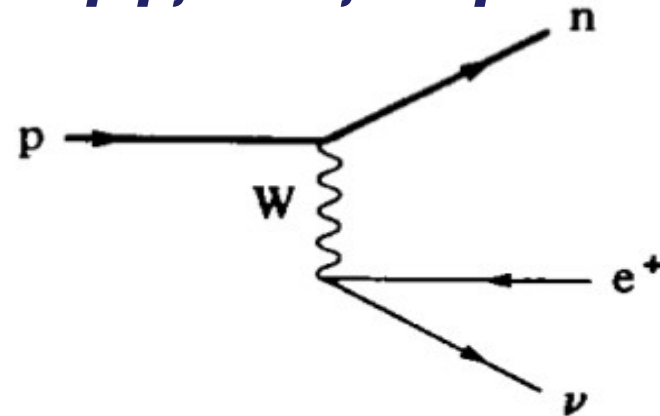
β-διάσπαση: καλή προσέγγιση ως αλληλεπίδραση επαφής, αν και σήμερα ξέρουμε ότι είναι αλληλεπίδραση ανταλλαγής W

Enrico Fermi: πρώτη θεωρία της β-διάσπασης. Θεωρεί ότι τα σωματίδια που αλληλεπιδρούν βρίσκονται στο ίδιο σημείο



Αλληλεπίδραση επαφής

Σύγχρονη εικόνα: Η β-διάσπαση προκαλείται από την **ασθενή δύναμη**, που σημαίνει αλληλεπίδραση **μέσω ανταλλαγής ενός σωματιδίου W**



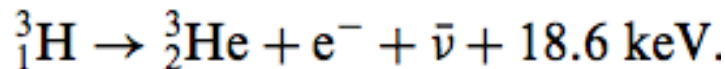
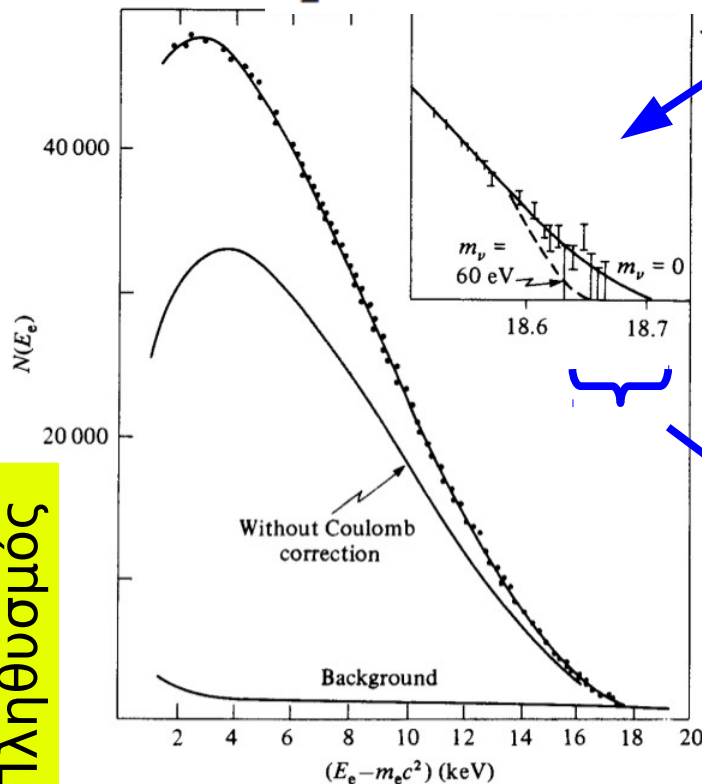
Αλληλεπίδραση με ανταλλαγή W.
→ στα Στοιχειώδη θα δείτε ότι είναι ένα από τα συστατικά “κουάρκ” του νουκλεονίου που αλλάζει εκπέμποντας ένα W, και το W εκπέμπει e⁺ και νετρίνο

Μάζα του νετρίνο;

- Εξετάζουμε το διάγραμμα πληθυσμού σαν συνάρτηση της κινητικής ενέργειας των ηλεκτρονίων στην περιοχή της μέγιστης κινητικής. Κάνοντας έναν μετασχηματισμό ως προς το τη μεταβλητή στον άξονα y, έχουμε γραμμική σχέση για $m_\nu = 0$: **διάγραμμα Fermi-Kurie**.

$$\left[\frac{dR/dE_e}{F(Z_d, E_e) E_e (E_e^2 - m_e^2 c^4)^{1/2}} \right]^{1/2} = (\text{constant})(E_0 - E_e)^{1/2} [(E_0 - E_e)^2 - m_\nu^2 c^4]^{1/4}.$$

Όπου: $E_0 = Q$ της διάσπασης



Από τέτοια πειράματα γνωρίζουμε ότι η μάζα του νετρίνο είναι τόσο μικρή που μπορούμε να τη θεωρούμε μηδέν

$$m_\nu < 4.35 \text{ eV}$$

(Belesev, A. I. et al. (1995), *Phys. Lett. B* **350**, 263)

Πληθυσμός

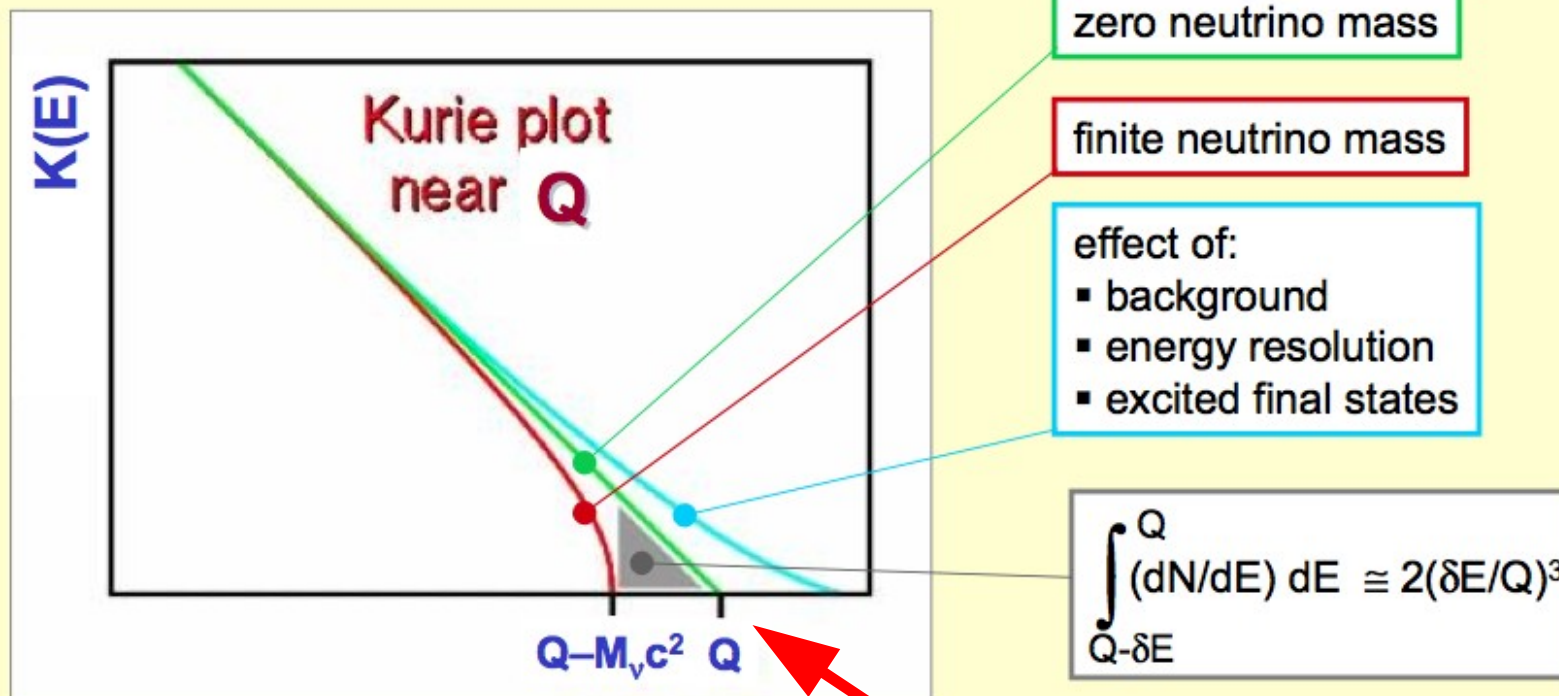
Κινητική Ενέργεια (e)

Fermi-Kurie plot: μετασχηματισμός μεταβλητών ώστε να έχουμε γραμμική σχέση με το Q

Effects of a finite neutrino mass on the Kurie plot

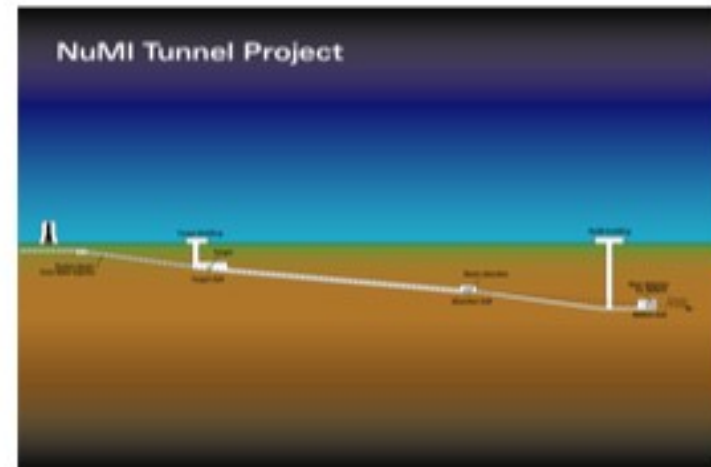
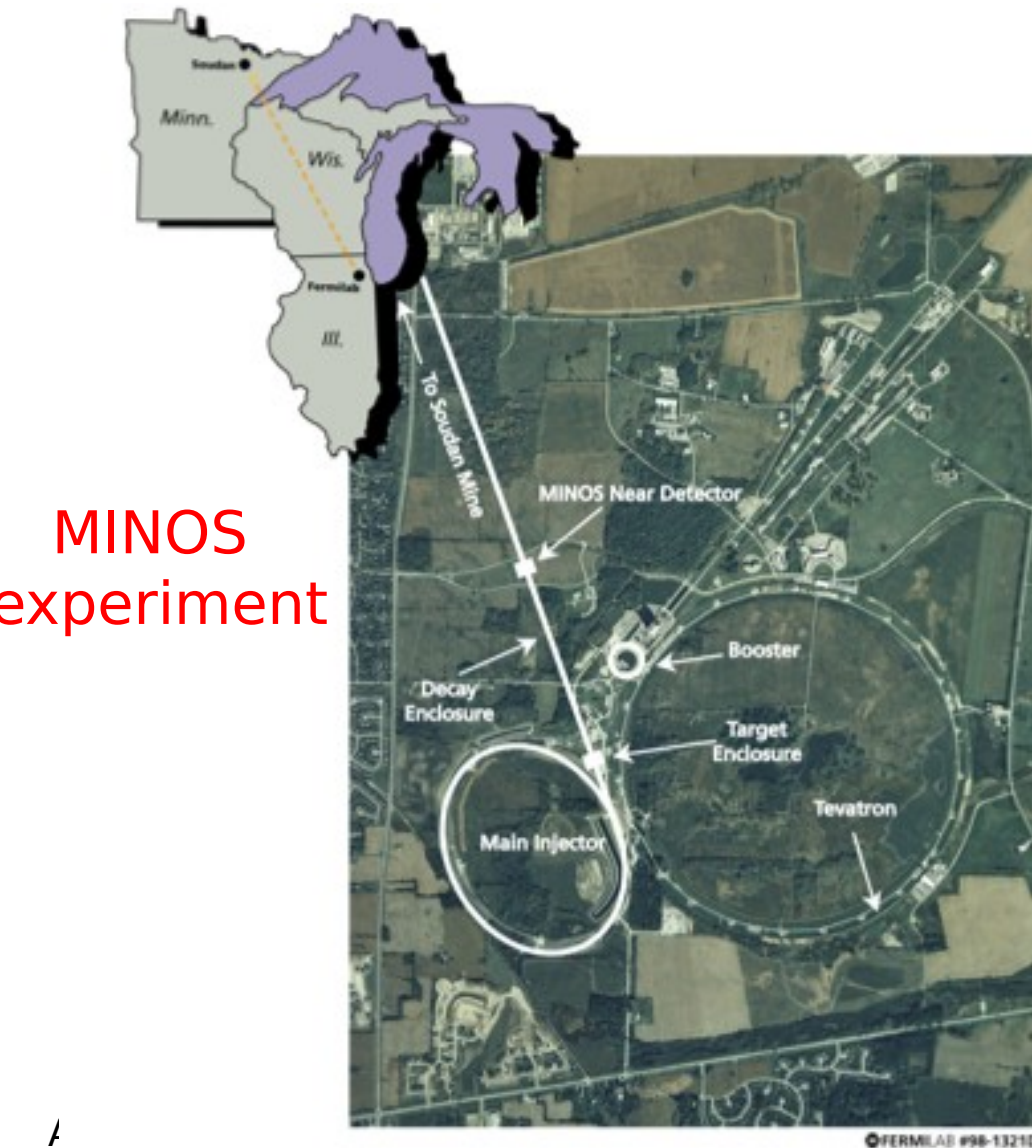
The Kurie plot $K(E_e)$ is a convenient linearization of the beta spectrum

$$K(E) \equiv \left[\frac{\frac{dN}{dE}}{G_F |M_{if}|^2 F(Z, E_e) S(E_e) [1 + \delta_R(Z, E_e)] (E_e + m_e c^2)} \right]^{1/2} \propto \left[(Q - E_e) \sqrt{(Q - E_e)^2 - M_\nu^2 c^4} \right]^{1/2}$$



Η απόκλιση του μετρούμενου Q από το Q που περιμένουμε για μάζα νεutrino = 0, μας **δίνει τη μάζα του νεutrino**

Στα πειράματα παρατηρήσαμε “ταλαντώσεις” ν : ένα είδος νεutrίνο μετατρέπεται σε ένα άλλο -> γίνεται μόνο αν τα νεutrίνα έχουν μάζα: άρα έχουν μάζα... αλλά τόσο μικρή, που μπορούμε να τη βάζουμε 0 στους υπολογισμούς μας.

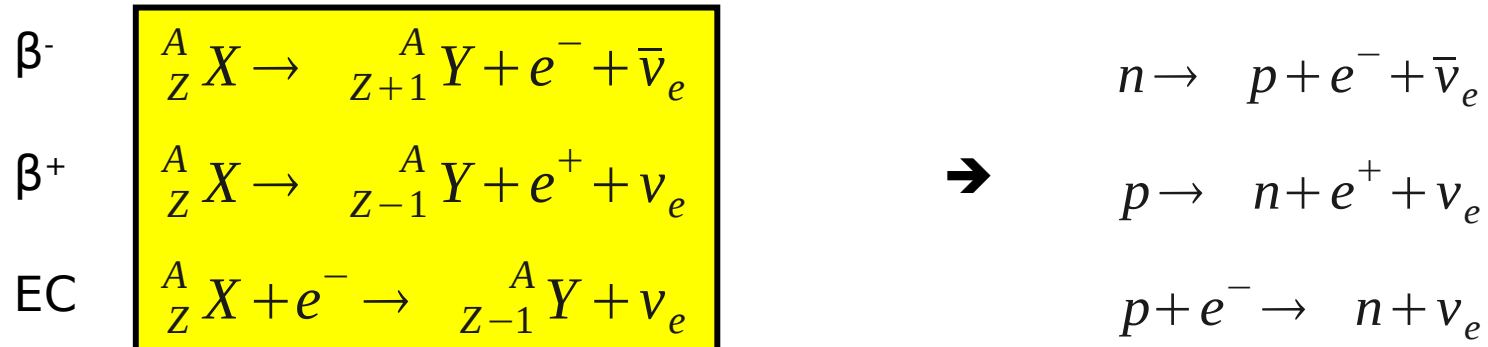


This is the most precise measurement of Δm^2 .
The results are: $\Delta m^2_{23} = 2.43^{+0.13}_{-0.13} \text{ eV}^2/c^4$
(90% confidence limit) and
 $\sin^2(2\theta_{23}) > 0.90$ (90% confidence limit)

! ..αλλά η μάζα τους είναι τόσο μικρή που μπορούμε πολύ άνετα να τη θεωρούμε 0 στις πυρηνικές αντιδράσεις

3) β -διάσπαση: ενεργειακές συνθήκες

Ενεργειακές συνθήκες για β-διάσπαση



Ενεργειακές συνθήκες για διάσπαση β^-

Ενεργειακή συνθήκη β^- :

Σημείωση: $M_{\text{ατόμου}}({}^A_Z X) = M(A, Z)$

$${}_Z^A X \rightarrow {}_{Z+1}^A Y + e^- + \bar{\nu}_e \quad \text{Θα πρέπει } Q > 0 \rightarrow Q = (M(A, Z) - M(A, Z+1) - m_\nu)c^2 \approx (M(A, Z) - M(A, Z+1))c^2 \geq 0,$$

Από διατήρηση ενέργειας πριν = μετά,
με μάζες πυρήνων, όπου μετά γράφω:

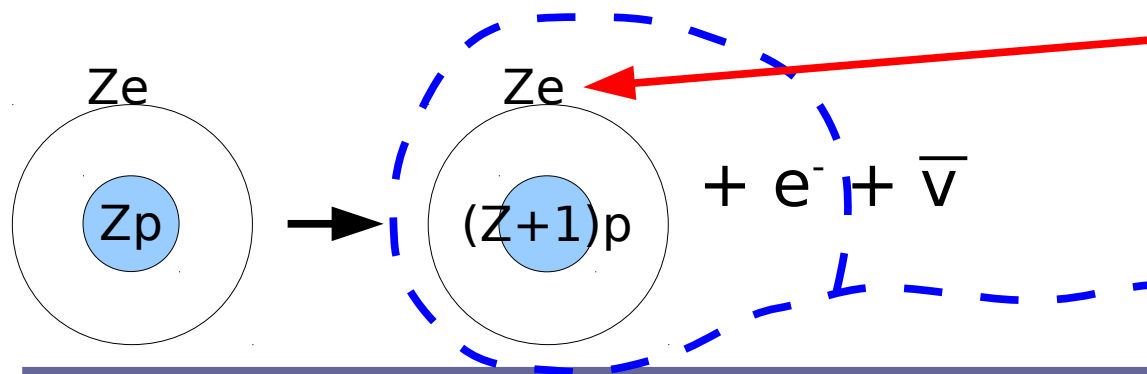
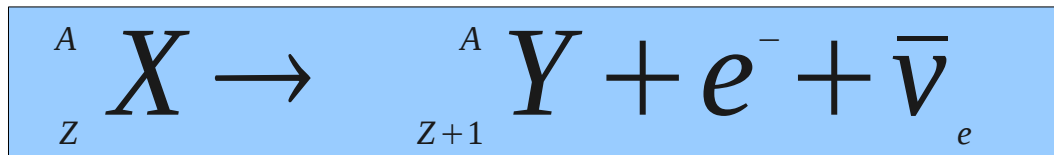
$$m_{\text{πυρ}}({}^A_Z X) = M_{\text{ατόμου}}({}^A_Z X) - Z \cdot m_e$$

Όπου $M(A, Z)$ οι ατομικές μάζες:
άρα πρέπει να παίρνετε υπ' όψιν
σας και τα ηλεκτρόνια ατόμου.

Σημείωση:

P=Parent = ο πυρήνας “γονιός”

D=Daughter = θυγατρικός πυρήνας



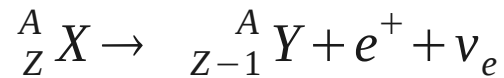
Σημείωση: όταν σας δίνονται οι
ατομικές μάζες, αυτές υποθέτουν
τόσα ηλεκτρόνια όσα πρωτόνια.

Αν σκέφτομαι κατ' ευθείαν
με ατομικές μάζες, η βασική
ιδέα είναι: Τα ατομικά
ηλεκτρόνια βρίσκονται από τη
μιά στιγμή στην άλλη με
περισσότερα πρωτόνια στον
πυρήνα.

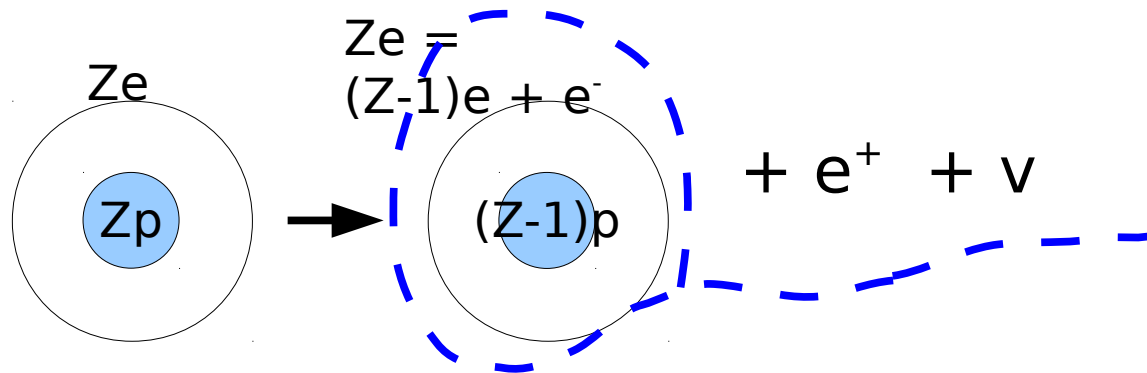
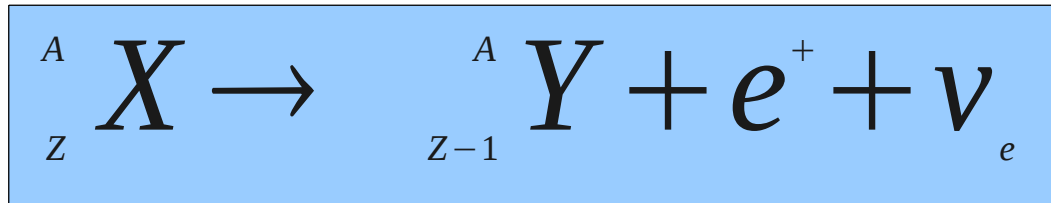
Μάζα ατόμου με: $Z+1$ πρωτόνια
και $Z+1$ ηλεκτρόνια

Ενεργειακές συνθήκες για διάσπαση β^+

Ενεργειακή συνθήκη β^+ :



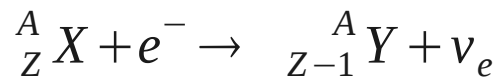
$$\begin{aligned} Q &= (M_P - M_D - m_e - m_\nu)c^2 \\ &= (M(A, Z) - M(A, Z-1) - 2m_e - m_\nu)c^2 \\ &\approx \boxed{(M(A, Z) - M(A, Z-1) - 2m_e)c^2} \end{aligned}$$



α) Μάζα ατόμου με: Z-1
πρωτόνια και Z-1 ηλεκτρόνια
συν
β) 1 πλεονάζων ηλεκτρόνιο

Ενεργειακές συνθήκες για β-διάσπαση

Ενεργειακή συνθήκη σύλληψης ηλεκτρονίου (EC, “Κ-σύλληψη”):

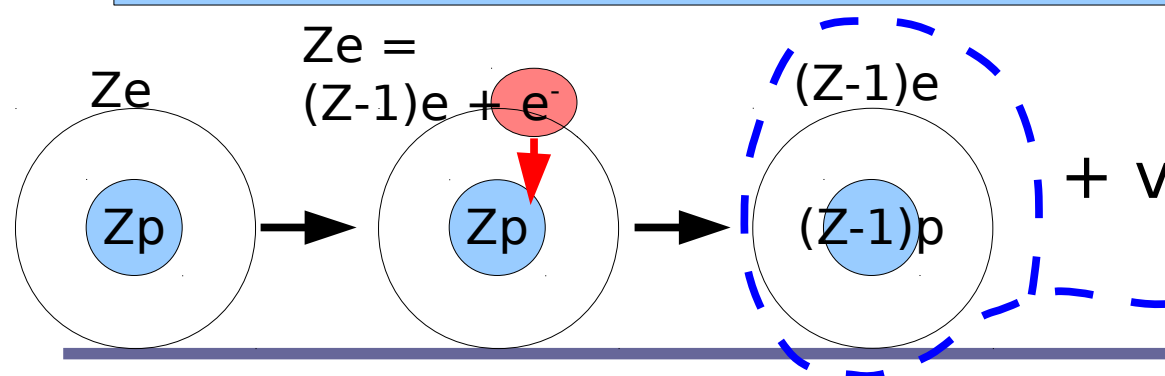
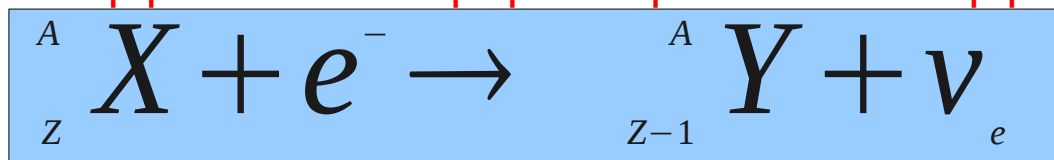


$$\begin{aligned} Q &= (M_P + m_e - M_D - m_\nu)c^2 \\ &= (M(A, Z) - M(A, Z-1) - m_\nu)c^2 \\ &\approx (M(A, Z) - M(A, Z-1))c^2 \geq 0. \end{aligned}$$

Η αντίδραση σύλληψης ηλεκτρονίου (EC), μπορεί να προκύψει από την γραφή της αντίστοιχης εξίσωσης β^+ , μεταφέροντας το e^+ στο αριστερό σκέλος, οπότε το e^+ γίνεται το “αντίθετό” του. Αντίθετο, με την έννοια σωματίο-αντισωματίο (“σωμάτιο” = “σωματίδιο”: δύο λέξεις για το ίδιο πράγμα).

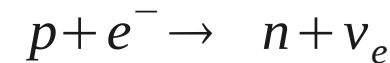
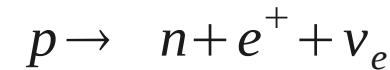
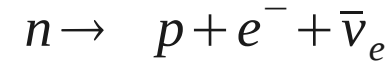
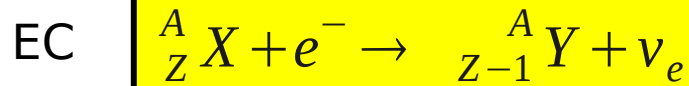
Κατά συνθήκη: το e^- είναι το σωματίδιο και το e^+ είναι το αντισωματίδιο. Το ν_e είναι σωματίδιο και το $\bar{\nu}_e$ είναι αντι-σωματίδιο.

Σημείωση: γενικά πάντως, το να γράψω την αντίδραση δεν σημαίνει ότι επιτρέπεται και ενεργειακά! Εδώ βέβαια η EC είναι ενεργειακά καλύτερη από τη β^+



- α) Μάζα ατόμου με: $Z-1$ πρωτόνια και $Z-1$ ηλεκτρόνια, συν
- β) 1 πλεονάζων ηλεκτρόνιο το οποίο το πιάνει ο πυρήνας κι έτσι μειώνει τα πρωτόνια του

β-διασπάσεις: ενεργειακές συνθήκες



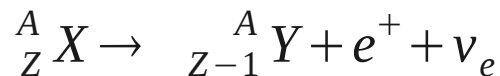
→

1) Ενεργειακή συνθήκη β⁻ : Σημείωση: $M_{\text{ατόμου}}({}^A_Z X) = M(A, Z)$

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e \quad \text{Θα πρέπει } Q > 0 \rightarrow Q = (M(A, Z) - M(A, Z+1) - m_\nu)c^2$$

$$\approx (M(A, Z) - M(A, Z+1))c^2 \geq 0,$$

2) Ενεργειακή συνθήκη β⁺ :

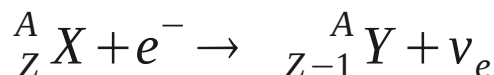


$$Q = (M_P - M_D - m_e - m_\nu)c^2$$

$$= (M(A, Z) - M(A, Z-1) - 2m_e - m_\nu)c^2$$

$$\approx (M(A, Z) - M(A, Z-1) - 2m_e)c^2$$

3) Ενεργειακή συνθήκη σύλληψης ηλεκτρονίου (EC, “Κ-σύλληψη”):



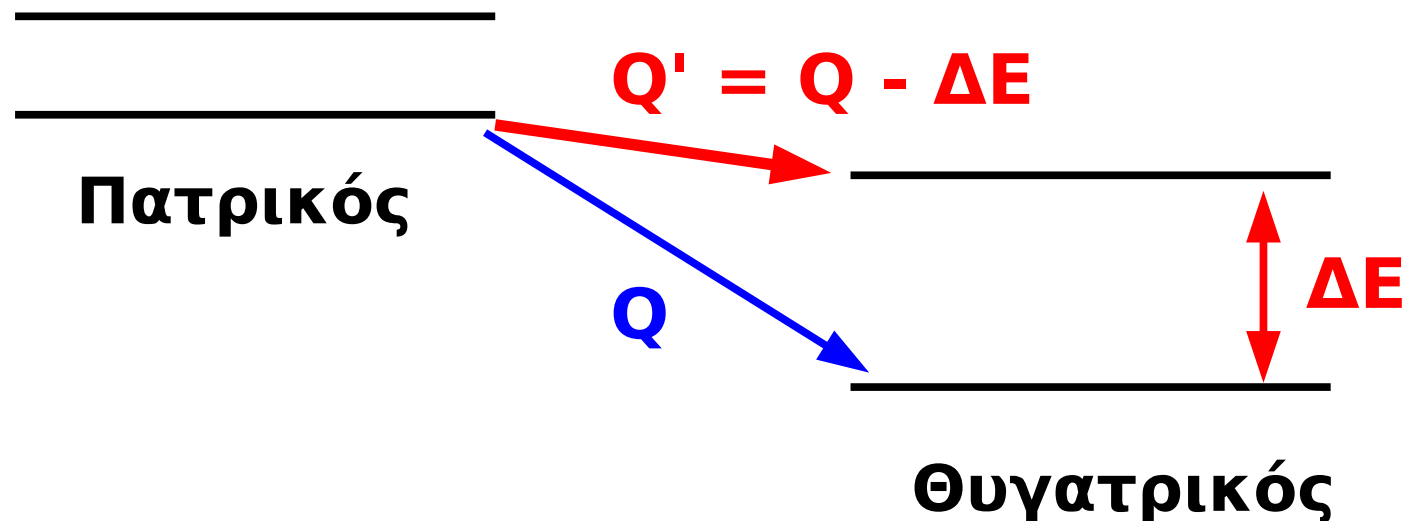
$$Q = (M_P + m_e - M_D - m_\nu)c^2$$

$$= (M(A, Z) - M(A, Z-1) - m_\nu)c^2$$

$$\approx (M(A, Z) - M(A, Z-1))c^2 \geq 0.$$

ΠΡΟΣΟΧΗ #1) αν όχι από βασική σε βασική κατάσταση:

- Οι τιμές του Q που δίνονται στα προηγούμενα είναι για β-διασπάσεις από
 - Τη βασική στάθμη του πατρικού πυρήνα
 - Στη βασική σταθμη του θυγατρικού πυρήνα
- Αν πάμε σε *διεγερμένη κατάσταση του θυγατρικού* (με ενέργεια ΔE πάνω από τη βασική του), τότε *το Q είναι μικρότερο κατά ΔE* . Αυτό το Q' είναι που μοιράζονται ως κινητική ενέργεια τα προϊόντα.



ΠΡΟΣΟΧΗ #2) Σχετικά με τις κινητικές ενέργειες των προϊόντων μιας διάσπασης:

Το Q της αντίδρασης (διαφορά μαζών μεταξύ των αντιδρώντων και προϊόντων) μοιράζεται ως κινητική ενέργεια στα προϊόντα

Στις διασπάσεις με πυρήνες και σωματίδια άλφα που είναι "βαριά" σωματίδια, μπορούμε να πούμε ότι δεν είναι σχετικιστικά, κι έτσι κάνουμε διατήρηση ορμής και ενέργειας με τους κλασσικούς τύπους κινητικής ενέργειας και ορμής.

Όταν όμως έχουμε ελαφρά σωματίδια (ηλεκτρόνια, νετρίνα, ακόμα και μίονια), τότε τα σωματίδιά μας είναι σχετικιστικά και δεν μπορούμε να κάνουμε αυτή την προσέγγιση, αλλά πάμε κανονικά με τη διατήρηση ενέργειας και ορμής χρησιμοποιώντας τις σχετικιστικές εξισώσεις.

Επίσης: αν έχουμε μόνο δύο προϊόντα, τότε το πόση ορμή και πόση ενέργεια παίρνει ο καθένας τους είναι απόλυτα καθορισμένο, οπότε και 1 εκατομύριο διασπάσεις να παρατηρήσουμε, θα παίρνουμε πάντα το ίδιο αποτέλεσμα για τις ορμές και κινητικές ενέργειες των προϊόντων.

ΠΡΟΣΟΧΗ #2) Σχετικά με τις κινητικές ενέργειες των προϊόντων μιας διάσπασης:

- Στην περίπτωση της αλφα διάσπασης είναι

$$T_\alpha = Q * M_{\text{θυγατρικού}} / (M_\alpha + M_{\text{θυγατρικού}}), \text{ ενώ}$$

$$T_{\text{θυγατρικού}} = Q * M_\alpha / (M_\alpha + M_{\text{θυγατρικού}}),$$

οπότε αφού στις διασπάσεις αλφα έχουμε ότι ο μητρικός και ο θυγατρικός πυρήνας είναι πάνω από 210+ συνήθως τότε είναι OK που λέμε ότι **το T_α είναι περίπου όλο το Q της αντίδρασης/διάσπασης.**

- **Αν έχουμε όμως τρία προϊόντα, τότε αυτά μοιράζονται τη διαθέσιμη ενέργεια με διαφορετικό τρόπο κάθε φορά, κι έτσι αν παρατηρήσουμε πολλές διασπάσεις, τότε θα δούμε μία ολόκληρη κατανομή για τις κινητικές τους ενέργειες.**

Έτσι η κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων στις β -διασπάσεις παίρνει τιμές **από 0 έως Q** . (Αν το νεutrino έχει μάζα m_ν , η κινητική του ηλεκτρονίου φτάνει μέχρι $Q - m_\nu$, το πολύ).

Άσκηση 1

Το ισότοπο του άνθρακα $^{14}_6\text{C}$ παράγεται από πυρηνικές αντιδράσεις των κοσμικών ακτίνων στην ατμόσφαιρα. Διασπάται δίνοντας $^{14}_7\text{N}$.

α) Τί είδους διάσπαση είναι; Δώστε την αντίδραση της διάσπασης.

β) Αν οι ατομικές μάζες ^{14}C και ^{14}N είναι $13044,00 \text{ MeV}/c^2$ και $13043,85 \text{ MeV}/c^2$ αντίστοιχα, πόση είναι η ενέργεια που απελευθερώνεται κατά την αντίδραση;

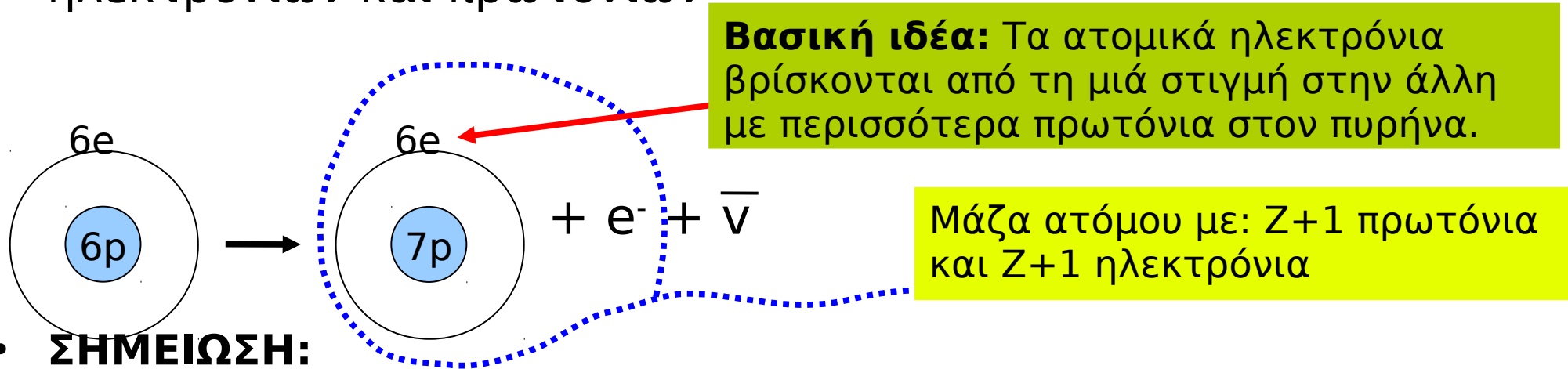
γ) Σχεδιάστε το ενεργειακό φάσμα των ηλεκτρονίων.

Δίνονται οι μάζες:

$$M(n) = 939.6 \text{ MeV}/c^2, M(p) = 938,3 \text{ MeV}/c^2, M(e) = 0,511 \text{ MeV}/c^2$$

Άσκηση 1 – Λύση (α,β)

- α) $^{14}_6\text{C} \rightarrow ^{14}_7\text{N} + e^- + \bar{\nu}_e$; $Q = M(^{14}_6\text{C}) - M(^{14}_7\text{N}) = 0.15 \text{ MeV}$
- β) Ατομικές μάζες (M): δίνονται πάντα για άτομα με ίσο αριθμό ηλεκτρονίων και πρωτονίων



Αν θέλουμε, μπορούμε να δουλεύουμε με πυρηνικές μάζες ($m_{\text{πυρ}}$):

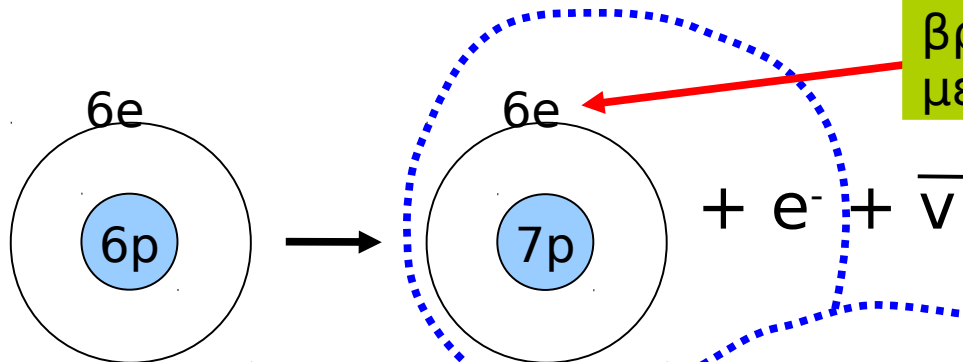
$$m_{\text{πυρ}}(^{14}_6\text{C}) = m_{\text{πυρ}}(^{14}_7\text{N}) + m_e + Q$$

όπου: $m_{\text{πυρ}}(^A_Z\text{X}) = M_{\text{ατόμου}}(^A_Z\text{X}) - Z \cdot m_e = M(^A_Z\text{X}) - Z \cdot m_e$

$$M(^{14}_6\text{C}) - 6 \cdot M(e) = M(^{14}_7\text{N}) - 7 \cdot M(e) + M(e) + Q \Rightarrow Q = M(^{14}_6\text{C}) - M(^{14}_7\text{N})$$

Άσκηση 1 – Λύση (γ)

- α) $^{14}_6\text{C} \rightarrow ^{14}_7\text{N} + e^- + \bar{\nu}_e$; $Q = M(^{14}_6\text{C}) - M(^{14}_7\text{N}) = 0.15 \text{ MeV}$
- β) Ατομικές μάζες: δίνονται πάντα για άτομα με ίσο αριθμό ηλεκτρονίων και πρωτονίων

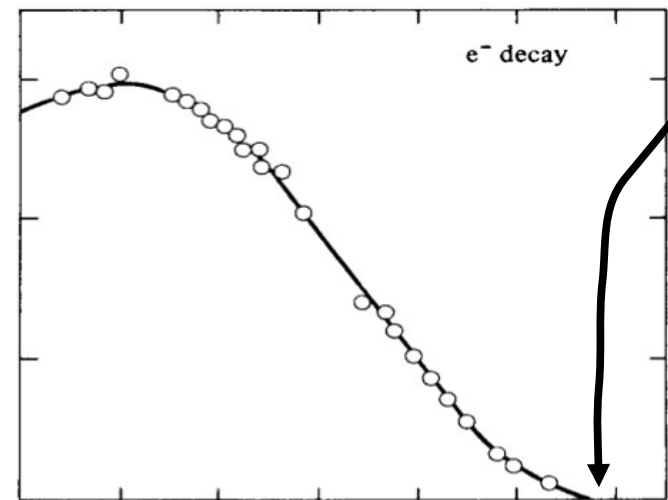


Βασική ιδέα: Τα ατομικά ηλεκτρόνια βρίσκονται από τη μιά στιγμή στην άλλη με περισσότερα πρωτόνια στον πυρήνα.

Μάζα ατόμου με: $Z+1$ πρωτόνια και $Z+1$ ηλεκτρόνια

- γ) **Ενεργειακό φάσμα ηλεκτρονίων**
= κατανομή των ενεργειών ηλεκτρονίων
= πληθυσμός ηλεκτρονίων (άξονας y)
σαν συνάρτηση της
ενέργειας του ηλεκτρονίου (άξονας x)

Αριθμός ηλεκτρονίων / MeV



$$T(e) = E(e) - m(e) c^2$$

Άσκηση 2: β^- -διασπάσεις (β^- , β^+ και σύλληψη ηλεκτρονίου)

Δίνονται οι ατομικές μάζες (σε amu). Με δεδομένο ότι η μάζα του ηλεκτρονίου είναι 0.00055 amu, δείξτε ποιο νουκλίδιο σε κάθε ζεύγος είναι ασταθές, με ποιο τρόπο διασπάται και βρείτε την ενέργεια που ελευθερώνεται στη διάσπαση:

(1)	${}^7_3\text{Li}$	7.0182	(3)	${}^{19}_9\text{F}$	19.0045
	${}^7_4\text{Be}$	7.0192		${}^{19}_{10}\text{Ne}$	19.0080
(2)	${}^{13}_6\text{C}$	13.0076	(4)	${}^{34}_{15}\text{P}$	33.9983
	${}^{13}_7\text{N}$	13.0100		${}^{34}_{16}\text{S}$	33.9978
			(5)	${}^{35}_{16}\text{S}$	34.9791
				${}^{35}_{17}\text{Cl}$	34.9789

Βασική ιδέα και απαντήσεις:

- Το βαρύτερο νουκλίδιο διασπάται, άρα είναι το ποιο ασταθές.
- Όλες οι περιπτώσεις έχουν $\Delta A=0$ (δεν δίνουν α -διάσπαση) και $\Delta Z \neq 0$ (δεν δίνουν γ -διάσπαση)
- 1. $\Delta M=0.001 \text{ amu} < 0.0011 \text{ amu}$, Be είναι ραδιενεργό σύλληψης ηλεκτρονίου
- 2. $\Delta M=0.0024 > 0.0011$ το N είναι β^+ και σύλληψης ηλεκτρονίου
- 3. $\Delta M=0.0035 > 0.0011$ το Ne είναι β^+ και σύλληψης ηλεκτρονίου
- 4. $\Delta M=0.0005$ ο P είναι β^-
- 5. $\Delta M=0.0002$ το S είναι β^-

Την επόμενη φορά

β-διάσπαση, μέρος B' :
κανόνες επιλογής με σπιν και πάριτυ