

ΦΥΣ 331 – Φυσική Στοιχειωδών Σωματιδίων

Εργασία 5^η

Επιστροφή: Τρίτη 08.11.22

1. Η ακτινοβολία synchrotron μπορεί να αποτελέσει σημαντική πηγή απωλειών ενέργειας σε έναν κυκλικό επιταχυντή. Το ποσό των απωλειών ενέργειας λόγω ακτινοβολίας synchrotron εξαρτάται από παραμέτρους λειτουργίας και κατασκευής των επιταχυντών, και έτσι διάφορα πειράματα διαχειρίζονται την ακτινοβολία synchrotron με διαφορετικούς τρόπους. Στην άσκηση αυτή θα δούμε πόσο σημαντική μπορεί να είναι η ακτινοβολία synchrotron:
 - (α) Στο δακτυλίδι του LHC και σε κατάσταση λειτουργίας των προδιαγραφών του επιταχυντή, υπάρχουν 2808 πακέτα πρωτονίων που το καθένα περιέχει 1.15×10^{11} πρωτόνια που το καθένα έχει ενέργεια $6.5 TeV$. Υπολογίστε την ολική ισχύ που εκπέμπεται ως ακτινοβολία synchrotron όταν λειτουργεί ο LHC. Εκφράστε την απάντησή σας σε GeV/s και J/s . Συγκρίνετε το αποτέλεσμά σας με την ισχύ που εκπέμπει ένα φουρνος μικροκυμάτων που συνήθως είναι της τάξης των $1000W$.
 - (β) Ο μεγάλος επιταχυντής ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων (LEP) έφερνε σε σύγκρουση ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια σε μέγιστη ενέργεια κέντρου-μάζας $206 GeV$. Ο επιταχυντής LEP χρησιμοποιούσε την ίδια σήραγγα με τον LHC. Υπολογίστε την ολική ισχύ της ακτινοβολίας synchrotron από ένα ηλεκτρόνιο για την περίπτωση του επιταχυντή LEP.
 - (γ) Ένας λόγος για τον οποίο ο επιταχυντής LHC μπορεί να φέρει σε σύγκρουση πρωτόνια σε πολύ μεγαλύτερη ενέργεια από την ενέργεια που έδινε ο επιταχυντής LEP σε σύγκρουση ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια, οφείλεται στο γεγονός ότι τα πρωτόνια εκπέμπουν πολύ μικρότερη ακτινοβολία synchrotron από ότι τα ηλεκτρόνια. Για την ίδια ισχύ εκπεμπόμενης ακτινοβολίας synchrotron, πόσο μεγαλύτερη μπορεί να είναι η ενέργεια των πρωτονίων του LHC συγκρινόμενη με την ενέργεια των ηλεκτρονίων στο LEP;

(α) Η ισχύς P , που χάνεται εξαιτίας σύνυχτρους ακτινοβολίας είναι:

$$P = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 m^4 c^2 R^2} E^4 v^4 \quad \text{όπου } e \text{ είναι το φορτίο του ηλεκτρονίου, } m \text{ η μάζα των αντικειμάτων}$$

Σταν LHC η ταχύτητα των πρωτονίων είναι σχεδόν ίδια με την ταχύτητα των φωτός. Γράφοντες την πορείαν σχίσης σε μονάδες GeV για την ενέργεια E των αντικειμάτων και την βάση του, είναι η αυτία της φραγκού, R , εμφανείται σε km :

$$P \approx 3 \times 10^{-7} \left(\frac{1 \text{ km}}{R} \right)^2 \left(\frac{E}{m} \right)^4 \text{ eV} \cdot \text{s}^{-1} \quad \text{Για ταν LHC: } \frac{E}{m} \approx 7000 \text{ MeV} \text{ και } R_{LHC} = 27 \text{ km}$$

Επίσημα για ταν LHC η ανώτατη ισχύς σαν πρωτόνιο είναι:
 ; $P_{LHC} \approx 40 \text{ MeV} \cdot \text{s}^{-1}$;

Av. Deupigader ōde ce apărătorie nu encozișoară, și parapluie lățuș e inclusiv în kW.

Ο συνδυασμός αριθμών πρωτονίων N_p σεν ^{111}C είναι ο σημείος των πλειάρχων σ_{tot}
δεξιών επι των αριθμών πρωτονίων μέσα σε παντού: $N_p = 2808 \cdot 1.55 \times 10^{14} \approx 3.2 \times 10^{14}$
Επιπλέον η ολική τεχνητή παραγωγή αριθμών πρωτονίων είναι:

$$P_{\text{tot}} \approx 40 \cdot 3.2 \times 10^{14} \text{ MeV/s} \approx 1.3 \cdot 10^{13} \text{ GeV/s}$$

Necesariamente en este caso las γ/π ésta de $1 \text{ GeV} \approx 1.6 \times 10^{10}$ J sea menor
que la que se da en el teorema de Fermi: $P_{\text{tot}} \approx 1.6 \cdot 10^{-10} \cdot 1.3 \times 10^{13} \text{ W} \Rightarrow P_{\text{tot}} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ W}$

(B) Η λογική των γενετικών δοκιμών αναπτύχθηκε στην περιόδο είναι:

$$P = \frac{e^2}{C_E \sigma m^4 c^{11}} \frac{E^4}{R^2} v^4$$

It is known that the *helicobacter* can cause **ulcers** and **gastritis** as well as **colon cancer**.
What is the relationship between *helicobacter* and **esophageal cancer**? **No** *helicobacter* is not
caused by *helicobacter* but rather it is **toxins** produced by *helicobacter* that cause
esophageal cancer.

Enópteros; o Pôjor em São Domingos da Cal:

$$\frac{P_{LEP}}{P_{LHC}} = \left(\frac{m_p E_{LEP}}{m_e E_{LHC}} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\text{Ansatz} \quad \frac{m_p}{m_e} \approx \frac{938}{0.511} \Rightarrow \frac{m_p}{m_e} \approx 1.8 \times 10^3 \quad \leftarrow \quad \frac{E_{LEP}}{E_{LHC}} = \frac{0.906}{13} \approx 1.0 \times 10^{-2}$$

$$\Rightarrow \left(\frac{m_p E_{LEP}}{m_e E_{LHC}} \right)^4 \approx \left(1.8 \times 10^3 \cdot 1.6 \times 10^{-2} \right)^4 \approx 29^4 \Rightarrow \boxed{\frac{P_{LEP}}{P_{LHC}} \approx 4 \times 10^5}$$

$$\text{Endereçando } P_{LHC} \approx 40 \text{ GeV/s} \text{ e } P_{LEP} \approx 10.7 \times 10^5 \Rightarrow P_{LEP} \approx 2.8 \times 10^4 \text{ GeV/s}$$

(g) Για την ιδιότητα αυτονομίας σιγχρονού, η ενέργεια των πρωτονιών στον LHC ληφθεί να είναι περιορισμένη στην ενέργεια των Ανεργονών στο LEP μετά την παραγωγή των διάφορων πρωτονίων από τη σήρια των τ -τετραγώνων. Το πρόβλημα της ενέργειας ανά το LEP, αντίστοιχη με την παραγωγή των πρωτονίων, θα πρέπει να αντιστοιχεί στην ενέργεια των πρωτονίων στον LHC, για αυτονομία σιγχρονού, του πρωτογενούς περιβάλλοντος. Ο πυρότερος παραγωγής είναι η ενέργεια των μεταγεννητών πεδίων των περιγραμμών κατασκευής.

2. Ο ανιχνευτής τροχιών του ATLAS στο LHC, είναι ένας κυλινδρικός ανιχνευτής με εξωτερική ακτίνα 1.1 μέτρα που βρίσκεται σε 2T μαγνητικό πεδίο ενός σωληνοειδούς. Ακριβώς μετά τον ανιχνευτή τροχιών υπάρχει μια περιοχή με μηδενικό μαγνητικό πεδίο, όπου βρίσκεται το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο.
- (α) Η ενέργεια των φορτισμένων σωματιδίων που δεν μπορούν να βγονται από τον ανιχνευτή τροχιών μετριέται με πολύ μεγάλο σφάλμα γιατί τα σωματίδια αυτά δεν φθάνουν στο καλορίμετρο. Υπολογίστε την ελάχιστη εγκάρσια ορμή, p_T , σε GeV , που πρέπει να έχει ένα ηλεκτρόνιο για να φθάσει στο καλορίμετρο.
- (β) Ο ανιχνευτής τροχιών από υλικό ημιαγωγού, είναι υποσύστημα του ανιχνευτή τροχιών και είναι ένας κύλινδρος η ακτίνα του οποίου είναι 0.5 μέτρα. Αποτελείται από στρώματα πυριτίου που επιτρέπουν την μέτρηση της θέσης των σωματιδίων με ακρίβεια $17\mu m$. Η τροχιά φορτισμένου σωματιδίου πολύ μεγάλης ενέργειας δεν καμπυλώνει ιδιαίτερα στο μαγνητικό πεδίο με αποτέλεσμα το φορτίο τους να μην μετριέται με μεγάλη ακρίβεια. Υπολογίστε την μέγιστη εγκάρσια ορμή, p_T , σε GeV ενός ηλεκτρονίου το οποίο ανιχνεύεται από τον ανιχνευτή τροχιών ημιαγωγού, και η τροχιά του έχει καμπυλωθεί.
- (γ) Υπολογίστε την αβεβαιότητα στη τιμής της εγκάρσιας ορμής, p_T , για σωματίδιο μεγάλης εγκάρσιας ορμής η τροχιά του οποίου μόλις και καμπυλώνει στο μαγνητικό πεδίο. Εκτιμήστε την αβεβαιότητα αυτή με βάση την διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή τροχιών ημιαγωγού.

(α) Ένα φορτισμένο σωματίδιο το οποίο δεν φθάνει στο καλορίμετρο, έχει τροχιά η οποία τωλίζεται στο μεγαλύτερο πεδίο, το διάφερο που είναι μετρώντας από την ανιχνευτή τροχιών του αφέων ακέδαινα σε δύο πλευρές της ίδιας της τροχιάς του ανιχνευτή τροχιών. Επομένως η απόσταση της τροχιάς από την ανιχνευτή τροχιών που μόλις φθάνει στο καλορίμετρο είναι περίπου $0.55m$. Η ανισοτονή εγκάρσια ορμή του ανιχνευτή τροχιών ανοίγει:

$$P_T \approx \frac{R|\vec{B}|}{3} \approx \frac{0.55m \cdot 2T}{3} GeV \Rightarrow P_T \approx 0.37 GeV$$

(β) Για ένα ανιχνευτή με πολύ μεγάλη εγκάρσια ορμή, για να παρεχεί ρητός στοιχείων της τροχιάς του. Θα πρέπει να γεγράψει τον γελάνες στην αύρια την ανιχνευτή τροχιών, να έχει αποτύπωση μετά $1 pixel$, από την επίστρεψη γραμμής. Με βάση την υπόθεση αυτή, θα υπολογίσεται την ανιχνευτή τροχιών του από αυτήν θα υπολογίσεται την P_T . Στην πραγματικότητα ένα φρέσκιαντο φύλλο με μέτρα

Πλευρά των την ακτίνα κατανομής, R , την οποία τα πλευρά των την ακτίνης των ανιχνευτών r_t , και η υποτέλεση είναι το μήκος $R + \text{τομέας ενός pixel } \Delta x$.



$$\text{Θα έχουμε επίσημα: } R^2 + r_t^2 = (R + \Delta x)^2 \Rightarrow R^2 + r_t^2 = R^2 + R \frac{\Delta x^2}{R} \Rightarrow r_t^2 = R \Delta x$$

Αλλά $\Delta x \ll R$ οπότε $(R + \Delta x)^2 = R^2(1 + \epsilon) \approx R^2(1 + 2\epsilon) \Rightarrow r_t^2 \approx 2R\Delta x \Rightarrow$

$$R = \frac{r_t^2}{2\Delta x} \approx \frac{0.5^2}{2 \cdot 1.7 \times 10^{-5}} \text{ m} \Rightarrow R \approx 7.3 \times 10^3 \text{ m}$$

Η αντίστοιχη εγκαρπία όρθιας P_\perp θα είναι: $P_\perp \approx \frac{R|B|}{3} = \frac{7.3 \times 10^3 \cdot 2}{3} \approx 4.9 \times 10^3$

(g) Η αβεβαιότητα στην προσδιορίση της όρθιας ενός αυτοφεύγοντος φενόδωματος εγκαρπίας όρθιας, είναι εξίσου μεταξύ τηρούματος.

Η αβεβαιότητα στην όρθια όρθια είναι: $\Delta P_\perp \approx P_\perp^2 \left(\Delta \frac{1}{R} \right)$

Αντί το (b) επινέκτει, βρικάτε ότι η ακτίνη κατανομής ενός αυτοφεύγοντος φενόδωματος P_\perp είναι: $\frac{1}{P_\perp} = \frac{2\Delta x}{\sqrt{r_t^2}}$.

Η τροχιά θα τηρούμε να έχει οποιωνικότερη στο pixel πεδίου Δx και να είχε μόλις εκτινάσσει ότι η τελική στα εγκαρπίας όρθιας είναι ίδια. Εφείσος η αβεβαιότητα στην όρθια όρθια θα είναι:

$$\Delta P_\perp \approx P_\perp^2 \frac{2\Delta x}{r_t^2} \approx 3.2 \times 10^3 \text{ GeV}$$

Με ταυτό γεγονότην αβεβαιότητα, η τελική στα εγκαρπίας όρθιας, P_\perp , ενός τόσο ενεργειακού αυτοφεύγοντος φενόδωματος αγνωστών !!

3. Όπως έχει αναφερθεί, τα μιόνια δεν σταματούν στο καλορίμετρο, και ως αποτέλεσμα είναι δυσκολότερο να υπολογίσουμε την τετραορμή τους. Στο πείραμα ATLAS για παράδειγμα, το μαγνητικό πεδίο και ο ανιχνευτής μιονίων χρησιμοποιούνται για την μέτρηση της ενέργειας των μιονίων. Η ένταση του μαγνητικού πεδίου του σωληνοειδούς που χρησιμοποιείται για την καμπύλωση των τροχιών των φορτισμένων σωματιδίων είναι B_{sol} σε Tesla. Το μαγνητικό πεδίο του τοροειδούς μαγνήτη μέσα στον οποίο βρίσκεται ο ανιχνευτής μιονίων είναι B_{tor} . Αν ένα μιόνιο παρατηρηθεί να έχει τροχιά με ακτίνα καμπύλωσης R_{sol} στο σωληνοειδές μαγνήτη και ακτίνα καμπύλωσης R_{tor} στον τοροειδή μαγνήτη, υπολογίστε το μέτρο της εγκάρσιας συνιστώσας, p_T , και επιμήκους συνιστώσας, p_z , της ορμής του μιονίου. Δώστε την απάντησή σας συναρτήσει του φορτίου, του μαγνητικού πεδίου και της ακτίνας καμπυλότητας.
- Υπόδειξη: Θεωρήστε τις συνιστώσες της ορμής που είναι κάθετες στο μαγνητικό πεδίο του σωληνοειδούς και του τοροειδούς μαγνήτη.

Θεωρήστε το μεγαλύτερό πέδιο των αισθησεων όποιο φίλανεται ο ανιχνευτής προχωρώντας. Το μέρος της εγκάρσιας ορμής P_L ενός μιονίου θα είναι: $P_L \approx \frac{R_{sol} \cdot B_{sol}}{3} \text{ GeV}$

Η αυτή των αισθησεων μεράρται σε τέσσερις είναι την ταχύτητα των μιονίων, B_{sol} , σε Tesla.

Για την ταχύτητα μιονίων, οι συνιστώσες της ορμής κατέχουν μόνο τη δύσκαρτη των πρωτοτόπων είναι $(\hat{P}_z, \hat{P}_\perp)$ και καθέτες στη δύσκαρτη; \hat{P}_\perp . Οι συνιστώσες αυτές είναι καθέτες στο μαγνητικό πέδιο των τροχειών μιονίων: $\vec{B} = B_{top} \hat{\phi}$

Επομένως, η ανθεκτική ορμή των μιονίων είναι: $\sqrt{P_\perp^2 + P_z^2} \approx \frac{R_{top} \cdot B_{top}}{3} \text{ GeV}$

Συνολικά φέρει τα δύο αποτελέσματα θα ισχύσει:

$$P_L \approx \frac{R_{top} \cdot B_{top}}{3} \text{ GeV}$$

$$P_z \approx \frac{1}{3} \sqrt{R_{top}^2 B_{top}^2 - R_{tor}^2 B_{tor}^2} \text{ GeV}$$

4. Στα τέλη της δεκαετίας του 1980, ξεκίνησε η κατασκευή του μεγαλύτερου επιταχυντή πρωτονίων που σχεδιάστηκε. Ο επιταχυντής αυτός που ονομάζονταν SSC θα κατασκευάζονταν στο Waxatchie του Texas των ΗΠΑ και θα είχε ενέργεια 20 TeV για κάθε δέσμη που θα περιστρέφονταν σε ένα δαχτυλίδι περιφέρειας 87 km. Ο επιταχυντής θα ήταν έτοιμος για συγκρούσεις 2-3 χρόνια μετά την λειτουργία του LHC (αρχικά πλάνα έλεγα για αρχές του 2000). Τελικά λόγω διαφόρων συγκυριών, το κόστος κατασκευής του επιταχυντή αυτού έφθασε σε πολύ υψηλά για την εποχή κριτήρια και το πρόγραμμα σταμάτησε αφού μάλιστα είχε ανοίξει το tunnel της δέσμης και των μαγνητών.

Σύμφωνα με το σχεδιασμό, προβλέπονταν ότι για να επιτευχθεί η ενέργεια των 20 TeV, κάθε δαχτυλίδι του SSC θα έπρεπε να περιλαμβάνει 4000 διπολικούς μαγνήτες, ο καθένας 16m μήκος και έντασης μαγνητικού πεδίου 7T. Αυτό σημαίνει ότι περισσότερο από το μισό μήκος της περιφέρειας του tunnel του επιταχυντή θα καταλαμβάνονταν από τους διπολικούς μαγνήτες. Αν θέλατε να κατασκευάσετε ένα σύγχρονο για χρήση σε πειράματα συγκρούσεων σταθερού στόχου και ισοδύναμης ενέργειας στο σύστημα αναφοράς του κέντρου μάζας, $(E_{CM} = \sqrt{s} = 40 \text{ TeV})$ και χρησιμοποιούσατε ανάλογο σχεδιασμό μαγνητών, ποιο θα έπρεπε να ήταν το μήκος της περιφέρειας του tunnel του επιταχυντή αυτού;

Το κύριο μέτρο του SSC θα αναπτυχθεί σε ευρίχεια 40 TeV.

Για να βερεί την ρυθμίση, όπου η διάστημα των πρωτονίων θα χωρισθεί σε τοπικό στόχο, η ενέργεια θα είναι: $\sqrt{s} = \sqrt{2E_{mp}}$

Για να έρευνε την ίδια ενέργεια στο μεγαλύτερο μέτρο του SSC θα σχαμέ:

$$\sqrt{s_{SSC}} = \sqrt{s_{SSC}} \Rightarrow 2E_{mp} = (40 \cdot 10^3 \text{ GeV})^2 \Rightarrow E = \frac{40^2 \cdot 10^6 \text{ GeV}^2}{2 \cdot 1 \text{ GeV}} \Rightarrow \\ \Rightarrow E = \frac{1600 \cdot 10^6}{2} \Rightarrow E = 8 \cdot 10^8 \text{ GeV} \Rightarrow \boxed{E = 8 \cdot 10^5 \text{ TeV}}$$

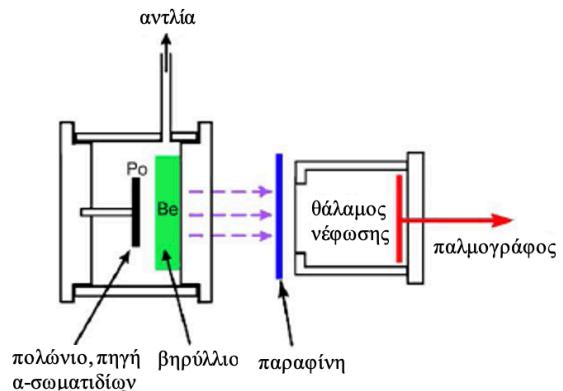
Η περιφέρεια των κυνηγών θα είναι επιταχυντή θα αντικαίσει τη

μέτρη της ενέργειας:

$$\text{Επομένως: } L = \frac{8 \cdot 10^5}{\cancel{2} \cdot 10^4} \cdot 87 = 348 \cdot 10^4 \text{ km} = \underline{\underline{3.48 \cdot 10^6 \text{ km}}} !!$$

Η περιφέρεια των γυναικών: $40 \cdot 10^3 \text{ km} = \underline{\underline{4 \cdot 10^4 \text{ km}}}$

5. Στο άρθρο το οποίο έστειλε ο J. Chadwick για να ανακοινώσει την ανακάλυψη του νετρονίου, περιγράφει την παρατήρηση πρωτονίων που εκπέμπονται από στόχο που περιείχε άτομα υδρογόνου. Ο υδρογενής στόχος είχε εκτεθεί σε άγνωστη ακτινοβολία που ήταν ιδιαίτερα διεισδυτική και που εκπέμπονταν από βηρύλλιο όταν βομβαρδίζονταν από α-σωματίδια προερχόμενα από πολώνιο όπως φαίνονται στο διπλανό σχήμα της διάταξης. Τα πρωτόνια με μάζα m_p εκπέμπονταν με μέγιστη ταχύτητα $3 \times 10^9 \text{ cm/s}$. Η ακτινοβολία που εκπέμπονταν από το βηρύλλιο φαινόταν να είναι ουδέτερη και επομένως πιθανόν να προέρχονταν είτε από φωτόνια ή σύμφωνα με την θεωρία του Chadwick, από ουδέτερα σωματίδια μάζας παρόμοιας του πρωτονίου. Υποθέτοντας ότι η ακτινοβολία προέρχονταν από φωτόνια και ότι τα πρωτόνια εκπέμπονται μέσω του φαινομένου Compton που προκαλούσαν τα προσπίπτοντα φωτόνια, υπολογίστε την ενέργεια των φωτονίων E_γ . Δικαιολογήστε γιατί αυτή η ενέργεια των φωτονίων είναι ασυμβίβαστη με την παρατήρηση. Τέλος συζητήστε τους λόγους για τους οποίους ο Chadwick εισήγαγε την υπόθεση της ύπαρξης των νετρονίων.



The previous non-enzymatic and low oxygenic stage, is now toxicogenic $3 \times 10^8 \text{ cm}^3/\text{s}$

$$\text{Endfuhrer exow} \quad \beta = \frac{v}{c} = \frac{3 \cdot 10^8}{3 \cdot 10^{10}} \Rightarrow \beta = 0.1$$

$$\text{If big way option was chosen } P_{\max} = \beta m_p \Rightarrow P_{\max} = 0.1 \cdot 938 \Rightarrow P_{\max} \approx 94 \text{ MeV}$$

H liegen wenigen cars auf einer

$$E = T_p + m_p \approx \sqrt{m_p^2 + p_p^2} = \sqrt{938^2 + 94^2} = 942.7 \text{ MeV} \Rightarrow T_p = 942.7 - 938 \Rightarrow$$

$\Rightarrow \boxed{T_p = 4.7 \text{ MeV}}$, minimum effective momentum

Γιατί την ανέσεη Compton, η ενίσχυση των φυσικών φύσεων εντοπίζεται σε το
θερμότητα στην οποία την σχάσει;

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}$$

Η ενέργεια των αναδρομικών κυμάτων παραπλέσθηκε στο ονοματεπώνυμο της αρχής:

$$T_{\max} = \frac{\hbar v g \frac{\hbar v}{m_e c^2}}{1 + g \frac{\hbar v}{m_e c^2}} \rightarrow \text{μείγναται κανονικά σύρρεια αναδρομής γηλεγμάτων}$$

Στην προκείμενη περίπτωση, αν υπάρχει οι οι συδέσμοι εμφανίζονται
και οι συμβατικοί που συγκρίνεται στα σημεία της πρώτης, η σχέση γίνεται:

$$T_{\max} = h\nu \frac{\frac{2h\nu/m_p c^2}{1+2h\nu/m_p c^2}}{1+2h\nu/m_p c^2}, \text{ δεν ρίχνεται } C=1 \text{ διότι } T_{\max} = \frac{2h\nu}{2h\nu+m_p}$$

Οι νέας $h\nu = x$, και την περίπτωση σχέση γράφεται: $T_{\max} = \frac{2x^2}{2x+m_p} \Rightarrow 2x^2 - 2xT_{\max} - 2T_{\max}m_p = 0$

$$\Rightarrow x = \frac{2T_{\max} \pm \sqrt{4T_{\max}^2 + 4 \cdot 2m_p T_{\max}}}{4} \Rightarrow x = \frac{T_{\max} \pm \sqrt{T_{\max}^2 + 2m_p T_{\max}}}{2}$$

$$\Rightarrow x = \frac{T_{\max} \pm \sqrt{T_{\max}^2 + 2m_p T_{\max}}}{2}$$

Η ίδια ήταν η αρχική ενέργεια αναπίνεται γιατί $h\nu \leq 0$ Σε ιχνών.

Επομένως:

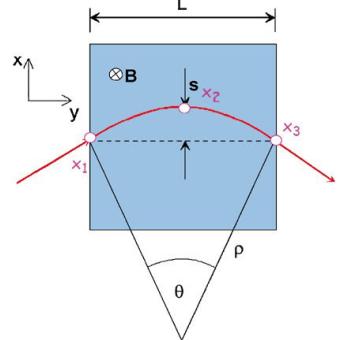
$$x = h\nu = \frac{T_{\max} + \sqrt{T_{\max}^2 + 2m_p T_{\max}}}{2} \approx \frac{4.7 + \sqrt{(4.7)^2 + 3.4 \cdot 938}}{2}$$

$$\Rightarrow x = 49.36 \text{ MeV}$$

Η ενέργεια αυτή των φωτονίων διανομή περιλαμβάνει και την ενέργεια των φωτονίων
των εκπέμποντων ανά το Κρύο. Εν γένει η ευθύνη αυτών φωτονίων ανά διαγράμμιση
μερινές είναι ενέργειας μεγαλύτερη από 50 MeV

Η πιθανότητα λίγη για την προκείμενη περίπτωση είναι ότι η αναπόδοτη που
προσπίνεται στον υδρογενή στόχο, δεν είναι φωτονίς, αλλά συδέσμος εμφανίζεται
της περίπτωσης ότι την φέρει του πρωτονίου. Η ελαστική αντίδραση δεν αναπαρίζει
την ίδιαν φέρει (είναι μικρότερη από την ακίνητη) επιτρέπει μεταφορά όλων των
ενέργειας ανά το μικρότερο από την ακίνητη εμφανίδη. Επομένως, το συδέσμος
εμφανίζεται, τη φέρει ότι την φέρει του πρωτονίου, που εκπέμπεται ανά το Κρύο
τη ενέργεια ~4.7 MeV είναι σε δείγμα να μεταφέρεται στην ενέργεια των αυτών πρωτονίων
του υδρογενή στόχου. Το εμφανίζεται αυτό ονομάζεται νέγροντο.

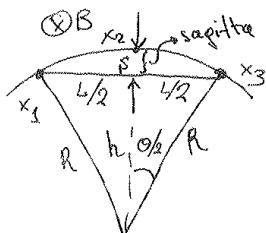
6. Οι μεταβλητές που είναι απαραίτητες για την μέτρηση της ορμής ενός γρήγορα κινούμενου φορτισμένου σωματιδίου μέσα σε μαγνητικό πεδίο φαίνονται στο παρακάτω σχήμα, όπου L είναι η διάσταση του ανιχνευτή, B η ένταση του μαγνητικού πεδίου (η οποία είναι σταθερή) το οποίο θεωρούμε ότι είναι κάθετο στην διεύθυνση της δέσμης, ρ η ακτίνα καμπυλότητας της τροχιάς και s είναι απόσταση της χορδής από το μέσο του τόξου της τροχιάς του σωματιδίου. Θεωρούμε επίσης την προβολή της ορμής του σωματιδίου, p_T , στο επίπεδο κάθετο στην διεύθυνση της δέσμης. Αγνοώντας πολλαπλές σκεδάσεις Coulomb, προσδιορίστε:



- (α) Την σχέση που συνδέει την εγκάρσια ορμή, p_T , με την s .
 (β) Την ακρίβεια της μέτρησης της εγκάρσιας ορμής, αν $p_T = 1 GeV$, $B = 10 kGauss$, $L = 1m$ και $\Delta s = 200 \mu m$ (όπου Δs το σφάλμα στη μέτρηση της s).

(α) Η καρινούλδεση της τροχιάς και η sagitta μετρώνται ως ίσες αντίστοιχες τροχιών. Η ανισωτικότητα της ορμής παρέχει στην διεύθυνση των μετρήσεων πεδίοντας:

$$p_T = 0.3 BR \quad \text{όπου } p_T \text{ μετράται σε GeV, } B \text{ σε Tesla και } R \text{ σε m.}$$



Με βάση το διπλανό σχήμα, θα έχουμε:

$$\frac{L/2}{R} = \sin \frac{\Theta}{2} \approx \frac{\Theta}{2} \quad (\text{για μικρές γωνίες}) \Rightarrow \Theta = \frac{L}{R} = \frac{0.3 BL}{p_T} \quad (A)$$

$$S = R - h = R - R \cos \frac{\Theta}{2} = R(1 - \cos \frac{\Theta}{2}) \Rightarrow S \approx R \left(1 - \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\Theta^2}{4}\right)\right) \Rightarrow \\ \Rightarrow S = R \frac{\Theta^2}{8} \stackrel{(A)}{\Rightarrow} \boxed{S \approx R \frac{0.3^2 B^2 L^2}{p_T^2 8}}$$

(β) Για ορμή $p_T = 1 GeV/c$, $L = 1m$ και μετρήσιμο πεδίο $B = 10 kG = 1 Tesla$

η sagitta είναι: $S = \frac{0.3}{8} \frac{B^2}{p_T^2} \frac{0.3 L R}{P_T} = \frac{0.3}{8} \frac{B^2 L^2}{p_T^2 R} = \frac{0.3}{8} \frac{B^2 L^2}{p_T^2} \cancel{R} = \frac{0.3}{8} \frac{B^2 L^2}{p_T^2} \Rightarrow$

$$S = \frac{0.3}{8} \frac{1^2 \cdot 1}{1} \Rightarrow S \approx 0.038m \Rightarrow S = 3.8cm$$

Αγνοώντας τις αβεβαιότητες στο L και B , η κύρια αβεβαιότητα της μετρήσεως είναι στη sagitta, παραπομπή της αβεβαιότητας στη μετρήσεως της ορμής.

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = \frac{\Delta S}{S} = \frac{200 \mu m}{0.038m} \Rightarrow \frac{\Delta p_T}{p_T} \approx 5 \cdot 10^{-3} = 0.5\%$$

7. Όπως το γερμάνιο και το πυρίτιο, ο άνθρακας σε κρυσταλλική μορφή διαμαντιού συμπεριφέρεται σαν ημιαγωγός και για το λόγο αυτό μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την κατασκευή ενός ανιχνευτή σωματιδίων από διαμάντια. Η ενέργεια που απαιτείται για την δημιουργία ενός ζεύγους ιόντων στο διαμάντι είναι $W = 5eV$. (α) Υπολογίστε τη διακριτική ικανότητα ενέργειας ενός ανιχνευτή διαμαντιού για φωτόνια ενέργειας $100 keV$ (ακτίνες X). (β) Τα διαμάντια, ακόμα και τα τεχνητά, είναι αρκετά ακριβά για την κατασκευή ενός σχετικά μεγάλου ανιχνευτή και για τον λόγο αυτό καταφεύγουμε στη χρήση φθηνότερων και πιο πυκνών υλικών. Υπολογίστε πόσο πάχος σιδήρου απαιτείται για να απορροφηθεί πλήρως ένα ηλεκτρόνιο ενέργειας $24 GeV$. Δηλαδή ποιο θα πρέπει να είναι το πάχος ώστε η καταγίδα του ηλεκτρονίου να σταματήσει μέσα στον ανιχνευτή. Δίνεται ότι το μήκος ακτινοβολίας του Fe είναι $X_0 = 1.77cm$ και η πυκνότητά του $d = 7.87 g/cm^3$ και η κριτική ενέργεια $E_c = 24 MeV$.

(α) Η διακριτική ικανότητα ενός φωτόνιού εξαρτάται από τον αριθμό των λευκών ιόντων που παραγίνεται. Στο διαμάντι, προστέλλεται ενέργεια $W = 5eV$ ώστε να παραχθεί ένα λευκός ιόντων.

$$\text{Εποιείναι ότι ακτίνες-X με ενέργεια } E = 100 \text{ keV ο αριθμός των λευκών ιόντων που θα δημιουργηθούν είναι: } n_{\text{λευκά}} = \frac{E}{W} \Rightarrow \boxed{n_{\text{λευκά}} = \frac{100}{5} = 20 \cdot 10^3}$$

$$\begin{aligned} \text{Η διακριτική ικανότητα ενέργειας } W \text{ είναι εποιείναι } G_E &= \frac{E}{\sqrt{n_{\text{λευκά}}}} = \frac{100 \text{ keV}}{\sqrt{20 \cdot 10^3}} \\ \Rightarrow G_E &= \frac{100 \text{ keV}}{10 \sqrt{2}} \Rightarrow G_E = \frac{\sqrt{2}}{2} \text{ keV} \Rightarrow \boxed{G_E \approx 0.7 \text{ keV}} \end{aligned}$$

(β) Η πυκνότητα των σιδήρων είναι $d = 7.87 g/cm^3$, το μήκος ακτινοβολίας είναι $X_0 = 1.77cm$ ενώ η κριτική ενέργεια $E_c = 24 MeV$.

Ένα ηλεκτρόνιο με ενέργεια $E = 24 GeV$ εισερχόμενο σε έναν ανιχνευτή θα χάσει ενέργεια προσελάτες με ηλεκτροφωγήν την οποία θα σερματίσει ήταν ο αριθμός των ηλεκτρονίων στην καταγίδα για μικρότερος από 1. Θα έχουμε εποιείναι:

$$\frac{E}{E_0} = \frac{24 \cdot 10^3 \text{ MeV}}{24 \cdot \text{MeV}} \Rightarrow \frac{E}{E_0} = 1000$$

Tοιο τοπίο των συγκρίσιμων (τηλεοπίστικων) και μεταγενέρων ανατομών ~20 μικρού ακεραιότητας για να αποστρέψει 1000-τηλεοπίστικη μεταγενέρη εποχής ανατομών: $20 \times 1.77 \text{ cm} = \underline{35.4 \text{ cm}}$

- (8) Τα μέσα χρόνια ενέργεια που κοντάρεται $\frac{dE/dx}{dx} \approx 2 \text{ MeV/gr cm}^2$
 Για να αποφεύγεται επιθετικής αύξησης ενέργειας 24 GeV δε χρειάζεται πάχος
 150 με: $t = \frac{E_0}{dE/dx} = \frac{24 \cdot 10^3 \text{ cm}}{2 \cdot 7.87} = \frac{24 \cdot 10^3}{15.74} \text{ cm} \Rightarrow \underline{t = 15.9 \text{ m}}$

Journal of Reviews of Modern Physics: 240, 13 (1941)

300

B. ROSSI AND K. GREISEN

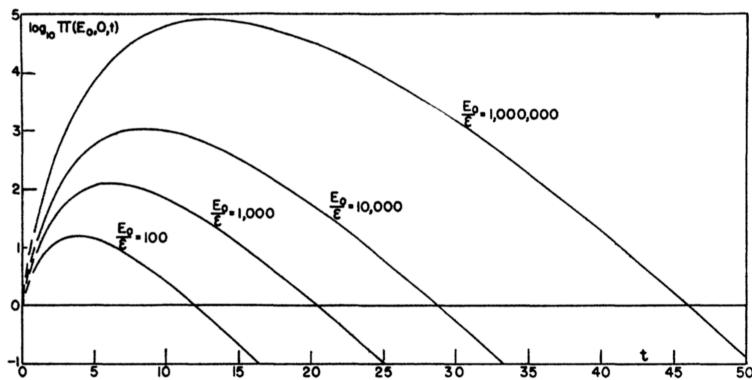


FIG. 19. "Total" number of electrons $\Pi(E_0, 0, t)$ for electron initiated showers, calculated under approximation B , according to Eq. (2.104). Multiplication by ϵ/V_0 yields the specific ionization $j(\bar{E}_0, t)$ [see Eq. (2.110)].

8. Για τη διάσπαση $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0$, η ιδιοκατάσταση των ισχυρών αλληλεπιδράσεων $|K^0\rangle$ παράγεται τη χρονική στιγμή $t = 0$. Υποθέστε ότι οι ιδιοκαταστάσεις της μάζας είναι: $|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$ και $|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)$ με μάζες m_1 και m_2 και χρόνους ζωής τ_1 και τ_2 αντίστοιχα. Θεωρήστε ακόμα ότι η διαφορά μάζας τους είναι $\Delta m = m_1 - m_2$. Γράψτε την χρονοεξάρτηση της κυματοσυνάρτησης του καονίου συναρτήσει των $|K_1\rangle, |K_2\rangle, \tau_1, \tau_2, m_1$ και m_2 . Θυμηθείτε ότι ο χρόνος ζωής εξαρτάται από το τετράγωνο της κυματοσυνάρτησης. Ποιά είναι η πιθανότητα συναρτήσει του χρόνου για το παραγόμενο καόνιο να επιζήσει και να παρατηρηθεί (μέσω των αλληλεπιδράσεων του) σαν $|K^0\rangle$ αν τ_1 είναι πάρα πολύ μεγάλος (σχεδόν άπειρος) όπως και στις περιπτώσεις όπου $\Delta m = 0$ ή $\Delta m = \frac{2\hbar}{c^2\tau_2}$.

$$\text{Έχουμε ότι: } |k_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|k^0\rangle + |\bar{k}^0\rangle) \quad |k^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|k_1\rangle + |k_2\rangle) \\ |k_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|k^0\rangle - |\bar{k}^0\rangle) \quad |\bar{k}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|k_2\rangle - |k_1\rangle)$$

Η χρονική εξάρτηση της κυματοσύνης $|K^0\rangle$ θα είναι:

$$|K^0(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|k_1(t)\rangle + |k_2(t)\rangle) = \frac{|k_1\rangle e^{-i\frac{m_1 c^2 t}{\hbar}} e^{-t/2\tau_1} + |k_2\rangle e^{-i\frac{m_2 c^2 t}{\hbar}} e^{-t/2\tau_2}}{\sqrt{2}}$$

$$\Rightarrow |K^0(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|k_1\rangle e^{-i\frac{(m_1 - m_2)c^2 t}{\hbar}} e^{-t/2\tau_1} + |k_2\rangle e^{-t/2\tau_2}\right) e^{-i\frac{m_2 c^2 t}{\hbar}} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow |K^0(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|k_1\rangle e^{-i\Delta m c^2 t/\hbar} e^{-t/2\tau_1} + |k_2\rangle e^{i\Delta m c^2 t/\hbar} e^{-t/2\tau_2}\right) e^{-i\frac{m_2 c^2 t}{\hbar}}$$

Θεωρήστε $\tau_2 \rightarrow \infty$ τότε θα έχουμε:

$$|K^0(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|k_1\rangle e^{-i\Delta m c^2 t/\hbar} e^{-t/2\tau_1} + |k_2\rangle\right) e^{i\frac{m_2 c^2 t}{\hbar}} \Rightarrow$$

$$|K^0(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left(\frac{|k_0\rangle + |\bar{k}_0\rangle}{\sqrt{2}}\right) e^{-i\Delta m c^2 t/\hbar} e^{-t/2\tau_1} + \left(\frac{|k_0\rangle - |\bar{k}_0\rangle}{\sqrt{2}}\right)\right] e^{-i\frac{m_2 c^2 t}{\hbar}} \Rightarrow$$

$$|K^0(t)\rangle = \frac{1}{2} \left[|k_0\rangle \left(1 + e^{-i\Delta m c^2 t/\hbar} e^{-t/2\tau_1} \right) + |\bar{k}_0\rangle \left(e^{-i\Delta m c^2 t/\hbar} e^{-t/2\tau_1} - 1 \right) \right] e^{-i\frac{m_2 c^2 t}{\hbar}}$$

Η πιθανότητα εμφάνισης να αυξηθείσαι \bar{K}^0 είναι:

$$\left(\frac{1 - e^{-i\Delta m c^2 t/\hbar}}{2} e^{-t/2\tau_1} \right) \left(\frac{1 - e^{-i\Delta m c^2 t/\hbar}}{2} e^{-t/2\tau_1} \right)^* e^{-i\frac{m_2 c^2 t}{\hbar}} \left(e^{-i\frac{m_2 c^2 t}{\hbar}} \right)^* =$$

$$= \frac{1}{4} \left[1 - \left(e^{-i\frac{\Delta m c^2 t}{\hbar}} + e^{+i\frac{\Delta m c^2 t}{\hbar}} \right) e^{-\frac{t}{2\tau_1}} + e^{-\frac{t}{2\tau_1}} \right] = \frac{1}{4} \left[1 + e^{-\frac{t}{\tau_1}} - 2 \cos\left(\frac{\Delta m c^2 t}{\hbar}\right) e^{-\frac{t}{2\tau_1}} \right]$$

$$\Rightarrow P(\bar{K}^0) = \frac{1}{4} \left[1 + e^{-\frac{t}{\tau_1}} - 2 \cos\left(\frac{\Delta m c^2 t}{\hbar}\right) e^{-\frac{t}{2\tau_1}} \right]$$

Το $\Delta m = 0$ θα πάρει $P(\bar{K}^0) = \frac{1}{4} \left[1 + e^{-\frac{t}{\tau_1}} - 2 e^{-\frac{t}{2\tau_1}} \right] \Rightarrow$

$$\Rightarrow P(\bar{K}^0) = \frac{1}{4} \left(1 - e^{-\frac{t}{2\tau_1}} \right)^2$$

Για την ποσούς χρήσιμους t , πιθανότητα αυτή είναι φαβούλων χρήσιμης σε πιθανότητα γίνεσης $1/4$. Αυτό είναι σε απλοποίηση πραγματική περιόδου χρήσιμης σε αντίστοιχη K_1^0 έξι δευτερολέπτη, και σε πιθανότητα της αντίστοιχης K_2^0 να αυξηθεί στον \bar{K}^0 είναι $1/2$.

Για $\Delta m = \frac{2\hbar}{c^2\tau_1}$ θα πάρει $P(\bar{K}^0) = \frac{1}{4} \left[1 + e^{-\frac{t}{\tau_1}} - 2 \cos\left(\frac{2t}{\tau_1}\right) e^{-\frac{t}{2\tau_1}} \right]$

Για την ποσούς χρήσιμους t αυτή σε πιθανότητα γίνεσης φαβούλων χρήσιμης γίνεσης $1/4$ άλλα τρεις αδιαφεύγοντα χρήσιμα μονόχρονα δευτερολέπτα, οντού το αρχικό ποσού της K^0 ταλαντίζεται σε \bar{K}^0 και παρέμεινε στον K_1^0 δευτερολέπτη.