



DEMO 88/1 G

Π Ρ Α Κ Τ Ι Κ Α

Ε Λ Λ Η Ν Ι Κ Ο Υ Σ Υ Ν Ε Δ Ρ Ι Ο Υ
Φ Υ Σ Ι Κ Η Σ Υ Ψ Η Λ Ω Ν Ε Ν Ε Ρ Γ Ε Ι Ω Ν

1 9 8 8

ΕΚΕΦΕ ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ

153 10 ΑΓΙΑ ΠΑΡΑΣΚΕΥΗ



ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΛΟΓΙΑ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΠΟΥ ΕΜΠΝΕΟΝΤΑΙ
ΑΠΟ ΤΙΣ ΥΠΕΡΧΟΡΔΕΣ

N. Δ. Τράκας
Ομάδα Θεωρητικής Φυσικής
Τομέας Φυσικής Ε. Μ. Π.
113 63 Αθήνα

1) ΕΝΑ ΝΕΟ ΜΠΟΖΟΝΙΟ Z' .

Οι θεωρίες των υπερχορδών προκάλεσαν μια αναθέρμανση στο θέμα ύπαρξης ενός νέου διανυσματικού μποζονίου Z' . Κάνοντας μια πρώτη απλοϊκή προσέγγιση θεωρούμε ένα νέο Z' που αλληλεπιδρά με τα e, μ και τ με τον όρο $-i\gamma^\mu(x_L P_L + x_R P_R)$, όπου $P_{L,R} = (1 \pm \gamma_5)/2$. Χρησιμοποιώντας τον όρο αυτό υπολογίζουμε την ενεργό διατομή $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ όπου εκτός του φωτόνιου και του γνωστού Z έχουμε και το νέο Z' . Την ενεργό διατομή σ την εκφράζουμε σα συνάρτηση της μάζας $M_{Z'}$ του Z' , του εύρους $\Gamma_{Z'}$ του $Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$ καθώς και της γωνίας θ , όπου $\tan \theta = x_L/x_R$. Το ενδιαφέρον μέγεθος είναι το $\delta\sigma/\sigma$, δηλαδή η ποσοστιαία μεταβολή της ενεργού διατομής από την αντίστοιχη του καθιερωμένου πρότυπου. Αν θεωρήσουμε ένα πειραματικό σφάλμα της τάξης του 10% στην ενεργό διατομή, θα ήταν ενδιαφέρον να δούμε για ποιές τιμές των $(M_{Z'}, \Gamma_{Z'})$ η $\delta\sigma/\sigma$ είναι μεγαλύτερη από 10%, ή με άλλα λόγια ποιές τιμές των $(M_{Z'}, \Gamma_{Z'})$ μπορούν να εξαιρεθούν αν τα πειραματικά δεδομένα συμφωνούν με τις προβλέψεις του καθιερωμένου πρότυπου. Στο σχ.1, οι γραμμοσκιασμένες περιοχές αντιστοιχούν ακριβώς στη περίπτωση $\delta\sigma/\sigma > 10\%$, για κάθε γωνία θ . Τα δυο διαγράμματα αντιστοιχούν σε $\sqrt{s} = 0.5$ και 2.0 TeV ⁽¹⁾. Χρησιμοποιώντας κάποιο συγκεκριμένο μοντέλο ⁽²⁾, δηλαδή καθορίζοντας τα x_L και x_R , παίρνουμε το διάγραμμα του Σχ.2 που δείχνει ότι για $\sqrt{s} = 2$ TeV, η μέτρηση της ενεργού διατομής με σφάλμα 10% μπορεί να δώσει ένα χαμηλό φράγμα για την $M_{Z'}$ γύρω στα 3-4 TeV.

Θα περιγράψω με λίγα λόγια το συγκεκριμένο αυτό μοντέλο που αναφέρθηκε παραπάνω και που εμπνέεται από τις θεωρίες των υπερχορδών με ομάδα συμμετρίας $E_6 \times E_6$. Στις χαμηλές ενέργειες, καταλήγουμε στην ομάδα $SU(3) \times SU(2) \times U(1) \times U(1)_E$, που σημαίνει ότι όταν κάνουμε το αυθόρμητο σπάσιμο της συμμετρίας για να καταλήξουμε στην $SU(3) \times U(1)_{EM}$ θα έχουμε εκτός από τα W^+, W^- και Z , και ένα επιπλέον διανυσματικό μποζόνιο με μάζα, το Z' (από το σπάσιμο της $U(1)_E$). Για να μπορέσουμε να δώσουμε μάζα σ' αυτά τα σωματίδια, χρειαζόμαστε πέρα από τα δυο Higgs H και \bar{H} (στο υπερσυμμετρικό καθιερωμένο πρότυπο χρειαζόμαστε δυο Higgs) και ένα τρίτο πεδίο το N , που θα πάρουν αναμενόμενη τιμή στο κενό διάφορη του μηδενός: $\langle H \rangle = v$, $\langle \bar{H} \rangle = \bar{v}$ και $\langle N \rangle = x$. Οι μάζες των Z και Z' δίνονται από τον τύπο

$$M_{Z, Z'} = ((1+b) \pm \sqrt{(1-b)^2 + 4a}) M/2$$

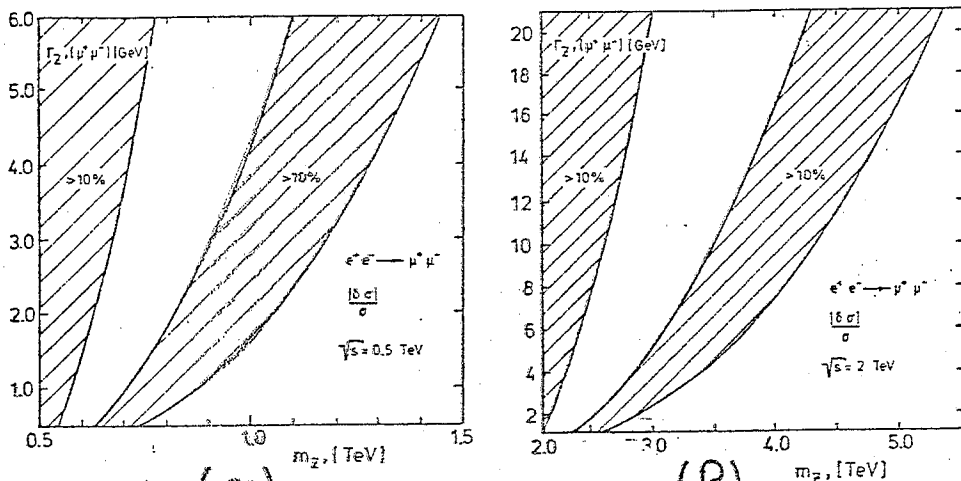
$$a = (1/3) \sin^2 \theta_w (4v^2 - \bar{v}^2) / (v^2 + \bar{v}^2)$$

$$b = (1/9) \sin^2 \theta_w (25x^2 + 16v^2 + \bar{v}^2) / (v^2 + \bar{v}^2)$$

$$M = M_w / \cos \theta_w.$$

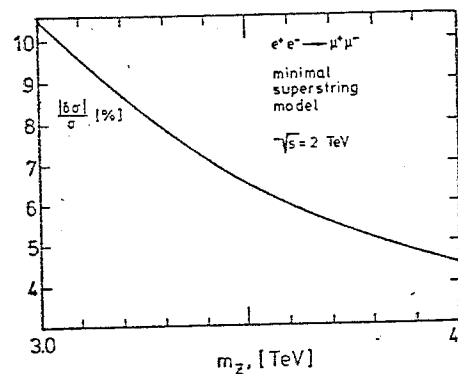
Για $x \rightarrow \infty$, τότε $M_Z \rightarrow M$ και πέρνουμε το καθιερωμένο πρότυπο.

Τα αποτελέσματά μας παρουσιάζονται στο επίπεδο $(\bar{\nu}/\nu, x/\nu)$. Στο σχ.3 σχεδιάζουμε καμπύλες σταθερής ποσοστιαίας μεταβολής της σ , για $\sqrt{s}=M_Z (=93 \text{ GeV})$ και $\sqrt{s}=180 \text{ GeV}$. Στη πρώτη περίπτωση έχουμε μια σημαντική διαφορά, αν σκεφτούμε ότι στο LEP περιμένουμε $O(10^{15})$ ζεύγη $\mu^+\mu^-$ και επομένως μια πολύ καλή στατιστική. Στη δεύτερη περίπτωση, $\sqrt{s}=180 \text{ GeV}$, η διαφορά είναι πολύ μικρότερη και η στατιστική θα είναι χειρότερη επίσης. Κάτι ανάλογο έχουμε και στον έλεγχο της ασυμμετρίας μπρος-πίσω (forward-backward asymmetry). Το σχ. 4 το παραθέτουμε για να γίνει πιο κατανοητή η περιοχή των παραμέτρων $\bar{\nu}/\nu$ και x/ν . Σ' αυτό σχεδιάζουμε καμπύλες σταθερής μάζας M_Z καθώς και της διαφοράς του $\sin^2 \theta_w$ στο νέο μοντέλο από το καθιερωμένο (υπενθυμίζουμε τον ορισμό της γωνίας Weinberg από τις μάζες των W και Z και τη νέα μάζα που πέρνουμε για το κανονικό Z από τον τύπο που παραθέσαμε). Η διακεκομμένη γραμμή δείχνει τα όρια από τα σημερινά πειραματικά δεδομένα.

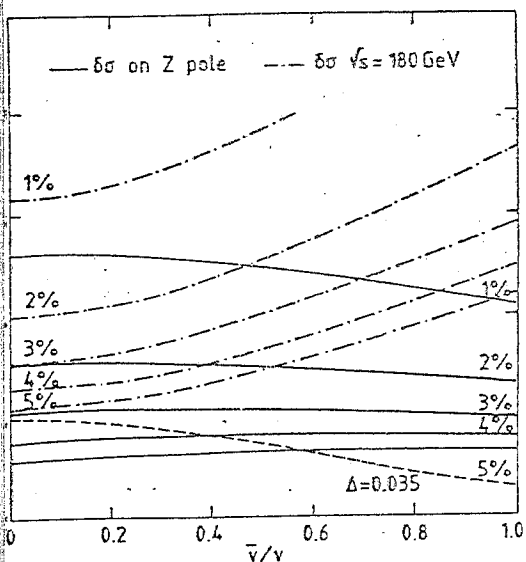


(α) Σχ.1

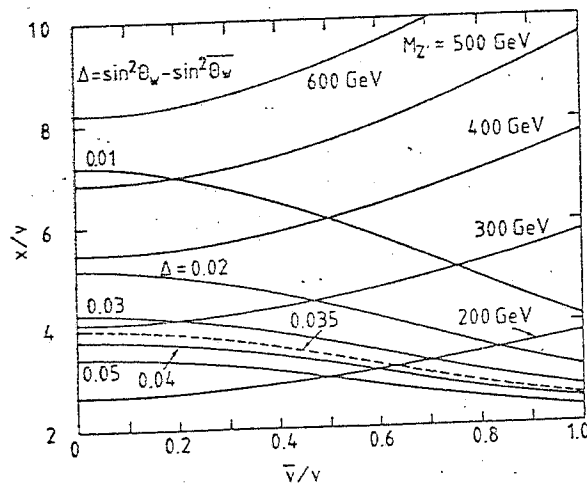
(β)



Σχ.2



Σχ.3



Σχ.4

Αναφορές.

- (1) N. D. Tracas and P. Zerwas, Proc. Workshop on Physics at Future Accelerators, La Thuile and CERN 1987, ed. J. H. Mulvey, CERN report 87-07, Vol. II.
- (2) J. Ellis et al., Nucl. Phys. B276(1986)14
- (3) J. Ellis et al., Phys. Lett. B176(1986)203

2) Η ΑΣΥΜΜΕΤΡΙΑ A_{LR} ΣΤΟΝ ΠΟΛΟ ΤΟΥ Z.

Η μέτρηση της ασυμμετρίας A_{LR} (left-right asymmetry) σε γεγονότα $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ πάνω στο πόλο του Z είναι ίσως η πιο ευαίσθητη για τον έλεγχο του καθιερωμένου προτύπου καθώς και τον εντοπισμό τυχόν νέας φυσικής πέρα από αυτό⁽¹⁾. Πολωμένες δέσμες έχει προγραμματισθεί να τοποθετηθούν στο SLC και υπάρχει τώρα μια πίεση-προσπάθεια να γίνει το ίδιο και στο LEP⁽²⁾.

Σ' αυτήν την ομιλία θα αναφερθώ στον υπολογισμό της A_{LR} , με κβαντικές διορθώσεις⁽³⁾ στα πλαίσια μιας υπερσυμμετρικής θεωρίας που εμπνέεται από τις υπερχορδές⁽⁴⁾. Ο υπολογισμός της A_{LR} με διορθώσεις είχε ήδη γίνει⁽¹⁾ αλλά σε μη ρεαλιστικά μοντέλα (π.χ. $m_L \neq m_R$ αλλά $m_L = m_R$). Στους υπολογισμούς μας θεωρήσαμε διορθώσεις μόνο στον διαδότη του μποζονίου Z γιατί α) είναι οι ίδιες για όλες τις πιθανές τελικές καταστάσεις και β) οι άλλες διορθώσεις βάζουν και άλλες παραμέτρους των συγκεκριμένων μοντέλων.

Ο γενικός τύπος που δίνει τη μεταβολή δA_{LR} που οφείλεται στις διορθώσεις του διαδότη του Z από τους υπερσυμμετρικούς εταίρους των φερμιονίων είναι:

$$\begin{aligned} \delta A_{LR} = & -\frac{32 \sin^2 \theta_w}{(1+\xi^2)^2} \frac{\alpha}{\pi} \sum_{\text{gener.}} \left\{ \sum_i \theta(\hat{m}_i^2 - \frac{1}{4}) [T_{3i}(Q-T_{3i}) - Q_i^2 \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w] \right. \\ & \times \left[\frac{1}{18} - \frac{4}{3} \hat{m}_i^2 - \frac{1}{6} (4\hat{m}_i^2 - 1)^{3/2} (2 \arctan \sqrt{4\hat{m}_i^2 - 1} - \pi) \right] \\ & + \sum_i \theta(\frac{1}{4} - \hat{m}_i^2) [T_{3i}(Q-T_{3i}) - Q_i^2 \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w] \left(\frac{1}{18} - \frac{4}{3} \hat{m}_i^2 - \frac{1}{6} (1-4\hat{m}_i^2)^{3/2} \ln \frac{1+\sqrt{1-4\hat{m}_i^2}}{1-\sqrt{1-4\hat{m}_i^2}} \right) \\ & - \frac{1}{2} N_c \ln \frac{\hat{m}_{u_L}^2}{\hat{m}_{d_L}^2} + \frac{1}{2} \ln \frac{\hat{m}_{\bar{u}_L}^2}{\hat{m}_{\bar{d}_L}^2} - \frac{1}{6} \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w \sum_i Q_i^2 \\ & \left. + \frac{1}{4} \left[N_c \left(\frac{\hat{m}_{u_L}^2 \hat{m}_{\bar{u}_L}^2}{\hat{m}_{d_L}^2 - \hat{m}_{\bar{d}_L}^2} \ln \frac{\hat{m}_{d_L}^2}{\hat{m}_{\bar{d}_L}^2} - \frac{1}{2} (\hat{m}_{d_L}^2 + \hat{m}_{\bar{d}_L}^2) \right) + \frac{\hat{m}_{\bar{u}_L}^2 \hat{m}_{\bar{d}_L}^2}{\hat{m}_{\bar{u}_L}^2 - \hat{m}_{\bar{d}_L}^2} \ln \frac{\hat{m}_{\bar{u}_L}^2}{\hat{m}_{\bar{d}_L}^2} - \frac{1}{2} (\hat{m}_{\bar{u}_L}^2 + \hat{m}_{\bar{d}_L}^2) \right] \right\}, \end{aligned}$$

όπου $N_c=3$, $\Sigma_i = N_c \Sigma_{i=1}^{n_q} + \Sigma_{i=1}^{n_l}$ και m, Q η μάζα και το φορτίο κάθε σωματιδίου. $T_3 = \pm 1/2, 0$ για τα αριστερόστροφα (L) και δεξιόστροφα (R) σωματίδια. Τέλος $\xi = 1 - 4 \sin^2 \theta_w$.

Οι μάζες των υπερσυμμετρικών εταίρων των φερμιονίων δίνονται γενικά από τη σχέση

$$m^2 = \tilde{m}^2 + m_D^2$$

όπου \tilde{m} προέρχεται από το ήπιο υπερσυμμετρικό σπάσιμο (soft supersymmetry breaking) και m_D προέρχεται από τους D-όρους του σπασίματος. Για το συγκεκριμένο μοντέλο οι \tilde{m} και m_D δίνονται από τον πίνακα 1, όπου

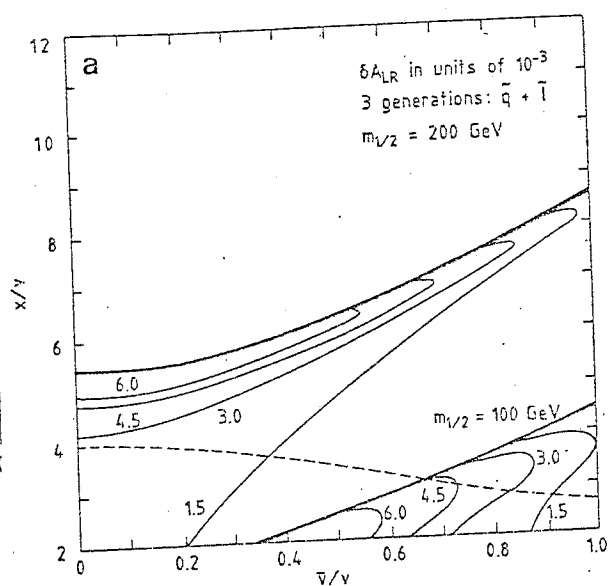
$$F = (-10/3) \tan^2 \theta_w (1 - \bar{v}^2/v^2) (5x^2/v^2 - 4 - \bar{v}^2/v^2) / (1 + \bar{v}^2/v^2)$$

και $m_{1/2}$ είναι η (παράμετρος-)μάζα του υπερσυμμετρικού εταίρου του μποζονίου βαθμίδας (gaugino). Τα v, \bar{v} και x ορίστηκαν στην ανάπτυξη του προηγούμενου θέματος.

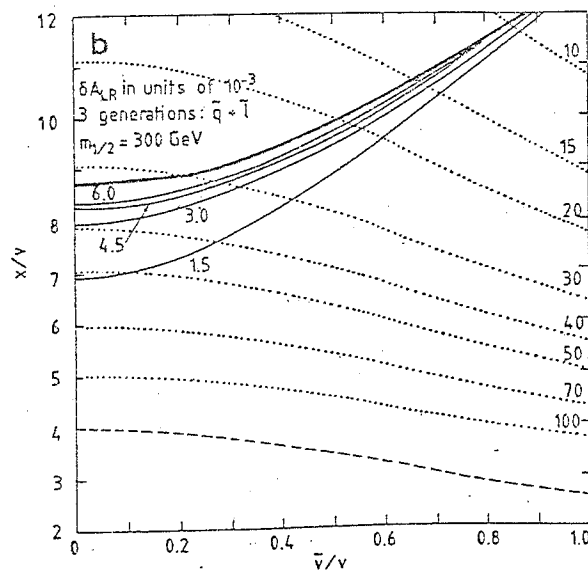
Π Ι Ν Α Κ Α Σ 1

	\tilde{m}^2	$m^2_{D'}$
	σε μονάδες $m^2_{1/2}$	σε μονάδες m^2_w
$\tilde{\nu}_L$	0.50	$(1+\tan^2 \theta_w)/2-F/60$
\tilde{e}_L	0.50	$(-1+\tan^2 \theta_w)/2-F/60$
\tilde{e}_R	0.14	$(-\tan^2 \theta_w)+F/30$
\tilde{u}_L	3.80	$(1/2-\tan^2 \theta_w/6)+F/30$
\tilde{d}_L	3.80	$(-1/2-\tan^2 \theta_w/6)+F/30$
\tilde{u}_R	3.50	$(2+\tan^2 \theta_w/3)+F/30$
\tilde{d}_R	3.50	$(\tan^2 \theta_w/3)-F/60$

Στο επίπεδο $(\tilde{\nu}/v, x/v)$ σχεδιάζουμε τις καμπύλες για σταθερή $\delta A_{LR} = (1.5, 3.0, 4.5 \text{ και } 6.0) \cdot 10^{-3}$ και $m_{1/2} = 100, 200$ και 300 GeV (σχ. 1). Η πειραματική ακρίβεια για το δA_{LR} αναμένεται να είναι της τάξης του $3 \cdot 10^{-3}$. Οι περιοχές πάνω από την παχειά καμπύλη είναι "αφύσικες περιοχές" με την έννοια ότι κάποιο σωματίδιο πέρνει, από τους τύπους μας, αρνητική μάζα. Δίπλα σ' αυτή τη καμπύλη η διαφορά μάζας για τα σωματίδια στην διπλέτα του SU(2) είναι μεγάλη με αποτέλεσμα να έχουμε μεγάλη τιμή της δA_{LR} . Όσο αυξάνεται το $m_{1/2}$ τόσο και μεγαλύτερη γίνεται η δA_{LR} . Στο σχ. 1β έχουμε σχεδιάσει και την δA_{LR} που οφείλεται στην ύπαρξη του νέου Z' και είναι ανεξάρτητη από την $m_{1/2}$ (εστιγμένη καμπύλη). Βλέπουμε ότι είναι πολύ μεγαλύτερη από την αντίστοιχη διαφορά που οφείλεται στις μάζες των υπερσυμμετρικών \tilde{q} και \tilde{l} . Δηλαδή στο συγκεκριμένο μοντέλο με την δA_{LR} ελέγχουμε μάλλον την ύπαρξη του νέου Z' παρά των \tilde{q} και \tilde{l} . Τέλος η διακεκομμένη καμπύλη αντιστοιχεί στα όρια μη παρατήρησης του Z' στα σημερινά πειραματικά δεδομένα.



(α)



(β)

Σχ. 1

Αναφορές.

- (1) B. W. Lynn, M. E. Peskin and L. G. Stuart, in Physics at LEP, eds J. Ellis and R. Peccei, Report CERN 86-02, p.90.
- (2) G. Alexander et al., Polarized e^+ and e^- beams at LEP, Report CERN/LE/87-6, LEPC/M81 (1987)
- (3) J. Ellis, S. Rudaz and N. D. Tracas, Phys. Lett 192B(1987)453
- (4) J. Ellis et al., Mod.Phys. Lett A1(1986)57, Nucl. Phys. B276(1986)14