

Versuch I2

„Z-Resonanz“

Matthias Kreier
Martin Mücke

8. Februar 2003

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|----------|
| 1 | Einleitung | 2 |
| 1.1 | Erzeugung und Zerfall des Z-Bosons | 2 |
| 1.2 | Analyse der Messdaten | 2 |
| 2 | Versuchsdurchführung und Auswertung | 3 |
| 2.1 | Kriterien für Z-Zerfälle in Hadronen | 3 |
| 2.2 | Bestimmung des hadronischen Wirkungsquerschnitts | 5 |
| 2.3 | Anpassung an die Breit-Wigner-Verteilung | 5 |
| 2.4 | Auswertung der Messergebnisse | 6 |
| A | Quellcode des modifizierten Ausleseprogramms <i>analyse.ftn</i> | 7 |

Zusammenfassung

Ziel dieses Versuches ist die Bestimmung grundlegender Eigenschaften des Z-Bosons aus Daten über e^+e^- -Kollisionen, die mit dem Teilchendetektor 'L3' am LEP in Genf bei Schwerpunktsenergien um 91 GeV aufgezeichnet wurden. Mit Hilfe eines von uns zu modifizierenden FORTRAN-Programms sollen die relevanten Messereignisse identifiziert und anschließend ausgewertet werden.

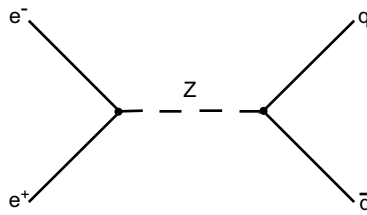
1 Einleitung

1.1 Erzeugung und Zerfall des Z-Bosons

Der Large Electron Positron Collider (LEP) bietet die Möglichkeit, Elektronen und Positronen in der Vakuumröhre des LEP-Rings gegenläufig einzuspeisen, anschließend zu beschleunigen und in Paketen zu sammeln, um sie dann aufeinander treffen zu lassen. Die in diesem Fall auftretende elektroschwache Wechselwirkung wird durch das Z-Boson charakterisiert, das aufgrund der Energie-Zeit-Unschärferelation als 'freies' Teilchen existieren kann. Dazu müssen zwei grundlegende Bedingungen erfüllt sein:

- Die beiden Stoßpartner sollten extrem nah zusammengebracht werden, weil die Reichweite der schwachen Wechselwirkung weniger als 10^{-17} m beträgt und
- der Kollisionsprozess sollte genügend Energie bereitstellen, damit das virtuelle Austauschteilchen zum 'freien' Z-Boson werden kann.

Deswegen werden die e^+e^- -Kollisionen bei Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} \approx 91$ GeV, entsprechend der Masse des Z-Bosons, durchgeführt, um die Z-Teilchen mit großem Wirkungsquerschnitt zu erzeugen [1, S.2]. Anschließend zerfällt es in Fermion-Antifermion-Paare, das heißt zu 70% in Quarks, zu 10% in Leptonen und zu 20% in Neutrinos, wobei im Rahmen des Praktikums ausschließlich der Zerfall in Quarks zu untersuchen ist. Für diesen Fall wird der Kollisionsprozess durch den folgenden Feynmangraphen beschrieben.



Da Quarks generell als strukturlos und punktförmig eingeführt wurden, demnach nicht als freie Teilchen beobachtet werden können [2], erfolgt deren Nachweis anhand von Hadronenjets, die in Richtung der ursprünglichen Quarks fliegen und ein Signal im Kalorimeter des L3-Detektors auslösen.

1.2 Analyse der Messdaten

Das Kalorimeter, welches eine Teilkomponente des L3-Detektors ist, ermöglicht zu jedem Kollisionsereignis Messungen der Trefferenergie und -einfallrichtung, die allesamt auf Band aufgezeichnet werden. Neben Z-Zerfällen werden aber auch Ereignisse registriert, die auf sonstige Zerfallskanäle, Wechselwirkungen der Typen 'Strahl-Gas'/'Strahl-Strahlrohr' oder kosmische Myonen zurückzuführen und durch entsprechende Auswahlkriterien (Kapitel 1) von der Auswertung auszuschließen sind.

Damit sollte es möglich sein, aus den uns zur Verfügung gestellten L3-Datensätzen zu verschiedenen Schwerpunktsenergien die Zahl der Zerfälle in Hadronenjets N zu bestimmen. Daraus lassen sich anschließend die hadronischen Wirkungsquerschnitte nach

$$\sigma = \frac{N}{L} \quad (1)$$

berechnen. Dabei beschreibt L (Luminosität), wie groß die Intensität der Wechselwirkung des Speicherrings ist. Es ist zu erwarten, dass die graphische Darstellung $\sigma = f(\sqrt{s})$ eine resonanzartige Erhöhung bei $\sqrt{s} = m_z$ zeigt und so eine Anpassung an eine Breit-Wigner-Verteilung der Form

$$\sigma = \sigma_o \frac{s \Gamma_z^2}{(s - m_z^2)^2 + m_z^2 \Gamma_z^2} \quad (2)$$

nahe liegt, um die gesuchten Parameter σ_o , m_z und $\Gamma_z = \frac{1}{\tau_z}$ einschließlich ihrer Fehler bestimmen zu können.

2 Versuchsdurchführung und Auswertung

2.1 Kriterien für Z-Zerfälle in Hadronen

- Die gesamte vom Kalorimeter gemessene Energie E pro Ereignis ist ungefähr so groß wie die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} .

$$0.5 < \frac{E}{\sqrt{s}} < 1.5 \quad (3)$$

Dieses Kriterium dient dazu, nicht-resonanten Hintergrund (siehe oben) im Bereich $0.2 < \frac{E}{\sqrt{s}} < 0.5$ sowie > 1.5 abzuschneiden [3, Abb.5.1].

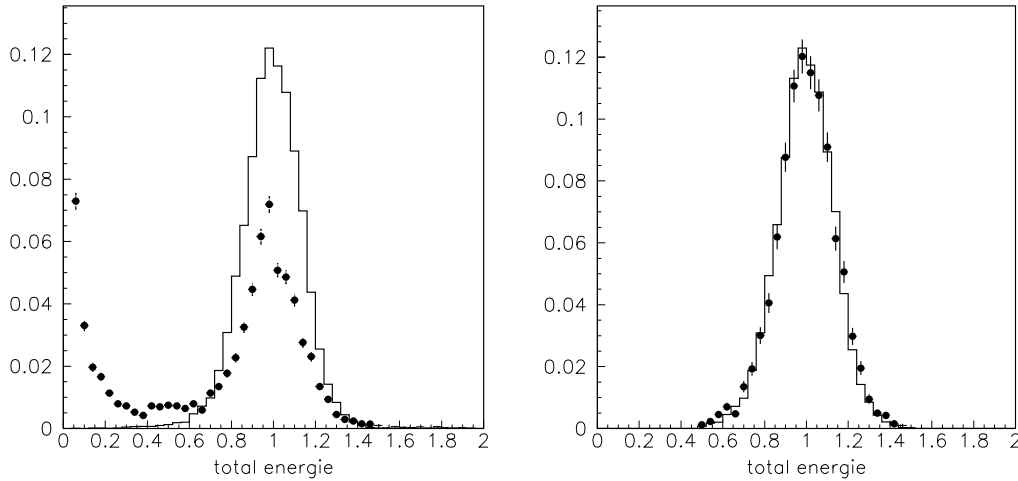


Abb. 1: Darstellung des Quotienten $\frac{E}{\sqrt{s}}$ 'uncut' (a) bzw. 'cut' (b) im Vergleich zum Monte-Carlo-Datensatz (durchgezogene Linie). Deutlich erkennbar ist der nichtresonante Hintergrund für $\frac{E}{\sqrt{s}} < 0.5$.

- Die Anzahl der im Detektor registrierten Energiecluster sollte größer 16 sein.

$$N_{events} > 16 \quad (4)$$

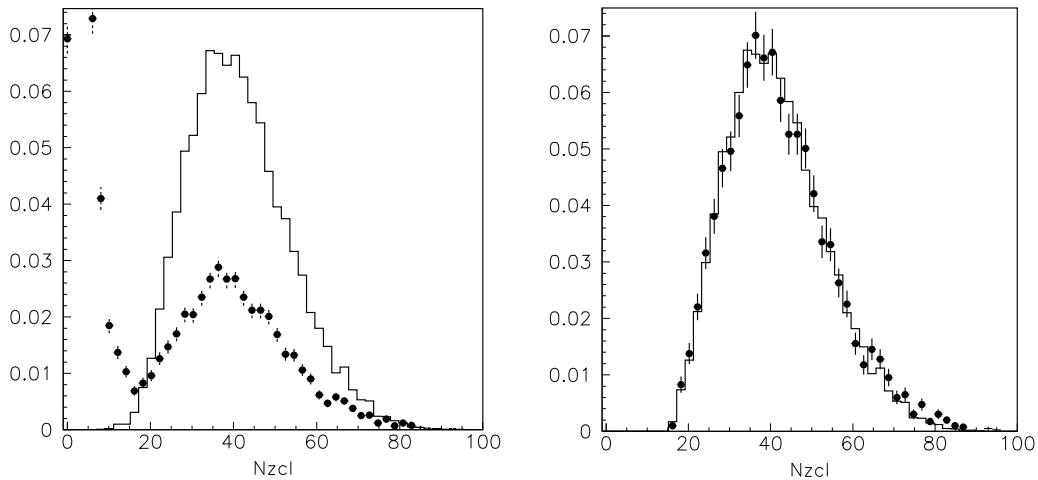


Abb. 2: Anzahl der registrierten Energiecluster 'uncut' (a) bzw. 'cut' (b) im Vergleich zum Monte-Carlo-Datensatz.

Mit dieser Bedingung können leptonische Zerfälle ausgeschlossen werden, da die mittlere Zahl der rekonstruierbaren, geladenen Spuren in hadronischen Ereignissen ≈ 20 beträgt und damit viel größer als in leptonischen Ereignissen ist [4].

3. Aufgrund der als gleichmäßig anzunehmenden Energieverteilung, dass heißt gleichmäßig bezüglich allen Raumrichtungen, müssen sowohl in Strahlrichtung als auch senkrecht zu dieser Signale detektiert werden. Mit $E_{\parallel} \simeq p_{\parallel}$ als Energie in Strahlrichtung und $E_{\perp} \simeq \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ als senkrecht zur Strahlrichtung gemessene Energie, erhalten wir

$$\frac{E_{\parallel}}{E} < 0.6 \quad \text{und} \quad \frac{E_{\perp}}{E} < 0.5 \quad (5)$$

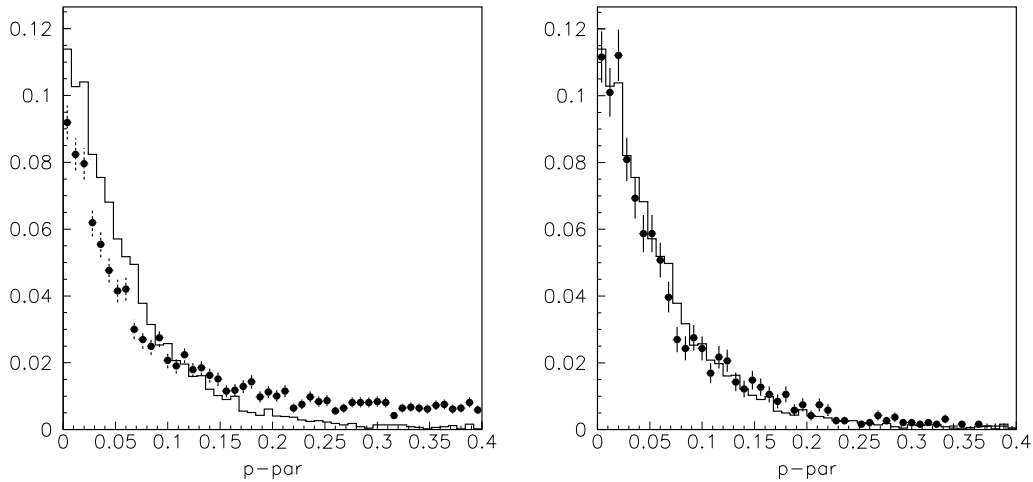


Abb. 3: Relative Zahl der Ereignisse in Abhängigkeit vom Verhältnis $\frac{E_{\parallel}}{E}$ 'uncut' (a) bzw. 'cut' (b) im Vergleich zur Simulationsrechnung (Monte-Carlo)

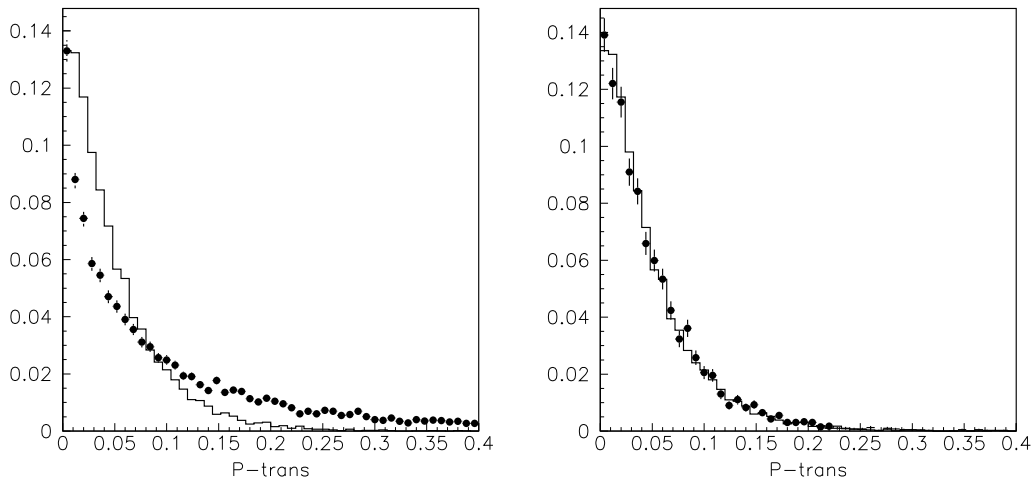


Abb. 4: Relative Zahl der Ereignisse in Abhängigkeit vom Verhältnis $\frac{E_{\perp}}{E}$ 'uncut' (a) bzw. 'cut' (b) im Vergleich zur Simulationsrechnung (Monte-Carlo)

2.2 Bestimmung des hadronischen Wirkungsquerschnitts

Nachdem wir das Selektionsprogramm mit den Auswahlkriterien des vorangegangenen Kapitels modifiziert haben, kann zunächst die Effizienz unserer Kriterien bestimmt werden, indem man das Programm auf den Monte-Carlo-Datensatz mit der Gesamtzahl an hadronischen Ereignissen N_{MC} anwendet, und die Zahl der davon identifizierten Ereignissen N'_{MC} berechnen lässt. Die Effizienz ist in unserem Fall

$$\epsilon = \frac{N'_{MC}}{N_{MC}} = 0.9901 \quad (6)$$

Betrachtet man die Abbildungen 1-4 ('cut'), so ist eine hervorragende Übereinstimmung mit dem simulierten Experiment festzustellen. Demnach muss die Zahl der Untergrundereignisse N^U nahezu identisch Null sein und die wahre Zahl der Hadronereignisse ergibt sich dann aus

$$N = \frac{N'}{\epsilon}. \quad (7)$$

Der statistische Fehler von N lässt sich sehr leicht aus $u_{stat} = \sqrt{N}$ berechnen. Um den systematischen Fehler zu bestimmen, variiert man die Auswahlkriterien und notiert die Änderung von N' bzw. ϵ (siehe Messprotokoll). Im Idealfall sollte sich N nicht ändern, in der Tat beträgt der relative systematische Fehler nur wenige Promille und ist damit um eine Größenordnung kleiner als der statistische Fehler ($\simeq 1.5\%$).

An dieser Stelle kann der hadronische Wirkungsquerschnitt nach Gl. (1) ermittelt werden, wobei die Luminosität L für die drei Energien in der Versuchsbeschreibung vermerkt ist. Deren relative Unsicherheit ist mit 1% angegeben, so dass der relative Fehler von σ gerade die Summe der relativen Messunsicherheiten von L und N ist.

$$\begin{aligned} u_{\sigma}^{rel} &= u_L^{rel} + u_N^{rel} \\ \frac{\Delta\sigma}{\sigma} &= \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta N}{N} \end{aligned} \quad (8)$$

| \sqrt{s}/GeV | N' | N | L/nb^{-1} | σ/nb |
|-----------------------|------|---------|--------------------|--------------------|
| 89.48 | 1784 | 1802±46 | 179.33 | 10.05±0.36 |
| 91.33 | 3993 | 4033±72 | 135.95 | 29.66±0.83 |
| 93.02 | 2131 | 2152±50 | 151.07 | 14.25±0.47 |

Tab. 1: Übersicht der Messergebnisse für N und σ einschließlich ihrer Unsicherheiten

2.3 Anpassung an die Breit-Wigner-Verteilung

Mit dem vorhandenen Programm *bwigner.hbk* ist es möglich, die drei errechneten Wirkungsquerschnitte σ an eine Breit-Wigner-Verteilung (Gl. (2)) anzupassen, die eine mathematische Beschreibung eines Resonanzzustandes darstellt. Nach der dritten Iteration des Algorithmus wurden folgende Parameter vom Programm ausgegeben:

$$\begin{aligned} \sigma_o &= (39.992 \pm 1.242) \text{ nb} \\ m_z &= (91.173 \pm 0.040) \text{ GeV} \\ \Gamma_z &= (2.5509 \pm 0.090) \text{ GeV} \end{aligned}$$

Da die totale Zerfallsbreite Γ_z über die Heisenbergsche Unschärferelation mit der mittleren Lebensdauer des Z-Bosons verknüpft ist, kann auch diese fundamentale Teilcheneigenschaft berechnet werden.

$$\tau_z = \frac{1}{\Gamma_z} = \frac{1}{2.5509 \text{ GeV}} \frac{\text{GeV} \cdot \text{s}}{1.52 \cdot 10^{24}} = (2.58 \pm 0.09) \cdot 10^{-25} \text{ s}$$

Aufgrund der multiplikativen Verknüpfung beider Größen ist der relative Fehler von τ_z identisch dem von Γ_z

$$\frac{\Delta\tau_z}{\tau_z} = \frac{\Delta\Gamma_z}{\Gamma_z} \simeq 0.035 .$$

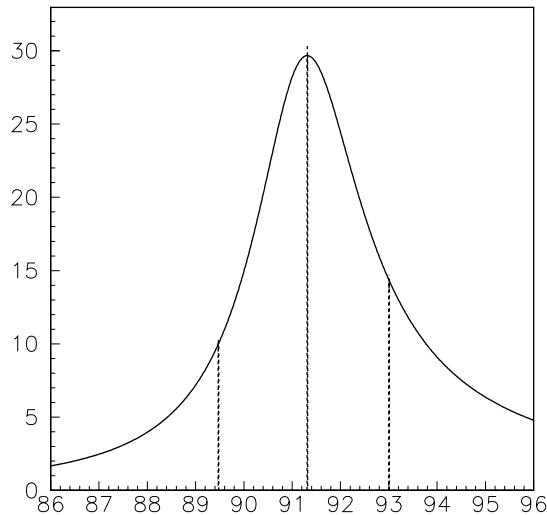


Abb. 5: Graphische Darstellung der an die drei Messwerte für σ angepassten Breit-Wigner-Verteilung. Ablesbar sind m_z , σ_o und Γ_z

2.4 Auswertung der Messergebnisse

Der Vergleich unserer Messwerte mit Literaturwerten [1, S.6] ergibt eine gute Übereinstimmung innerhalb angegebener Fehlergrenzen, allerdings ist die Genauigkeit unserer Ergebnisse aufgrund der relativ kleinen, ausgewerteten Datenmenge (\rightarrow großer statistischer Fehler) um eine Größenordnung kleiner. Aus [3, Tab.5.1] ist weiterhin ersichtlich, dass zur Bestimmung der Eigenschaften des Z-Bosons Daten zu zusätzlichen Schwerpunktsenergien \sqrt{s} gesammelt wurden und somit allein der Fehler bei der Anpassung an die Breit-Wigner-Verteilung minimiert werden konnte.

Ein weiteres wichtiges Ergebnis des L3-Experiments ist die Festlegung der Zahl der Neutrinosorten. Der Vergleich von Voraussagen des Standardmodells, dass heißt Breit-Wigner-Verteilungen für verschiedene Zahlen von Neutrinos, mit den am LEP gemessenen hadronischen Wirkungsquerschnitten lässt den Schluss zu, dass es nur drei Arten von Neutrinos und damit nur die drei bekannten Fermionfamilien gibt [1, Abb.4].

Literatur

- [1] M. Grünwald, T. Hebbeker: 'Teilchenphysik am e^+e^- -Speicherring LEP'. Institut f. Physik, 1995
- [2] H. Stöcker: 'Taschenbuch der Physik', Verlag Harri Deutsch, 2000
- [3] L3 Collaboration: 'Results from the L3 Experiment at LEP'. Elsevier Science Publishers, 1993
- [4] Uni München: 'Analyse von Z^0 -Zerfällen' \rightarrow <http://www.etp.uni-muenchen.de/fp-versuch/node19.html>

A Quellcode des modifizierten Ausleseprogramms *analyse.ftn*

```
PARAMETER (NPAWC = 100000, NLIMIT=100000)
COMMON /PAWC/ H(NPAWC)

character*20 filnam, hisfile

INTEGER NTOTCE, NTOTMX
REAL PVECCE, MASSCE
PARAMETER (NTOTMX=1000)
COMMON /CEVENT/ NTOTCE, PVECCE(NTOTMX,3),
MASSCE(NTOTMX)

    call hlimit(nlimit)

    write(6,*)
    write(6,*) ' >>> Programm ANALYSE <<<'
    write(6,*)
    write(6,*) 'Namen des Datenfiles angeben + (e.g. 89gev.dat)'
    read(5,'(a)') filnam
    write(6,*) 'Namen des Histogrammfiles angeben', + '(e.g. 89gev.hbook)'
    read(5,'(a)') hisfile
    write(6,*) 'Zahl der zu verarbeitenden Ereignisse angeben', + '(e.g. 1000)'
    read(5,'(i)') nevmax
    write(6,*)
    write(6,*) 'nevmax = ', nevmax
    write(6,*) 'filnam, hisfile = ', filnam, hisfile
    write(6,*)

    call hropen(77,'analyse',hisfile,'N', 1024,ISTAT)

    call hbook1 (1,'totalenergie',50,0.,2.,0.)
    call hbook1 (2,'p-par',50,0.,0.4,0.)
    call hbook1 (3,'P-trans',50,0.,0.4,0.)
    call hbook1 (4,'N_cl',50,-1.,100.,0.)
    call hbook1 (5,'E_tr',50,0.,2.,0.)
    nevent = 0
    ngevent = 0

* Schleife ueber alle Ereignisse

do n = 1, nevmax

* Einlesen eines Ereignisses, CEVENT Fuellen

    call apgcev(filnam)
    if(ntotce.eq.0) goto 998
    if(ntotce.lt.0) goto 999
    nevent = nevent+1

* Ausdrucken (debug):
    if(n.le.5) call apwcev(6)
    enev = 0
    pximb = 0
    pymb = 0
    pzimb = 0
    etrans = 0
```

```

* Schleife ueber alle Teilchen

do i = 1, ntotce
  px=pvecce(i,1)
  py=pvecce(i,2)
  pz=pvecce(i,3)
  ptot=sqrt(px**2+py**2+pz**2)
  mass=massce(i)
  en=mass**2+ptot**2
  enz=mass**2+pz**2
  ent=mass**2+px**2+py**2
  enev=enev+sqrt(en)
  pzimb=pzimb+pz
  pximb=pximb+px
  pyimb=pyimb+py
  etrans=etrans+sqrt(ent)
end do

* Selektion von Hadronen

energie=(enev/91.33)
Ppar=(pzimb)/enev
Ptrans=sqrt(pximb**2+pymb**2)/enev
Etra=etrans/91.33

if(energie.gt.0.5.and.energie.lt.1.5) then
  if(Ptrans.lt.0.5) then
    if(Ppar.lt.0.6) then
      if(ntotce.gt.16) then

        call hfill(1,energie,0.,1.)
        call hfill(2,Ppar,0.,1.)
        call hfill(3,Ptrans,0.,1.)
        call hfill(4,float(ntotce),0.,1.)
        call hfill(5,Etra,0.,1.)
        ngevent=ngevent+1

      endif
    endif
  endif
endif

998 continue
end do
999 continue

* Ausgabe:

write(6,*) 'Zahl der analysierten Ereignisse =', nevent

call hnorma(0,1.)
call histdo(0)
call hrout(0,icycle,' ')
call hrend('analyse')

end

```